

**Estudos da Formação de  
Planetas Terrestres**

André Izidoro Ferreira da Costa

# Estudos da Formação de Planetas Terrestres

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia do  
Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual  
Paulista, como requisito parcial para a obtenção do  
título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter

Co-orientador: Prof. Dr. Masayoshi Tsuchida

Guaratinguetá

2013

C837e Costa, Andre Izidoro Ferreira da  
Estudos da Formação de Planetas Terrestres / Andre Izidoro Ferreira da Costa - Guaratinguetá : [s.n.], 2013.  
169 f. : il.  
Bibliografia: f. 148-162

Tese (doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2013.  
Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter  
Coorientador: Masayoshi Tsuchida

1. Planetas 2. Astronomia 3. Problema de muitos corpos I. Título

CDU 523.4(043)

ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
"DOUTOR EM FÍSICA"

PROGRAMA: FÍSICA

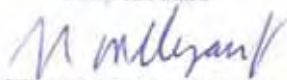
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

  
Prof. Dr. Sylvia Maria Glafarini Winter  
Coordenadora

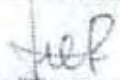
BANCA EXAMINADORA:

  
Prof. Dr. OTHON CABO WINTER  
Oricumbia - Unesp-Fez

  
Prof. Dr. TADASHI YOKOYAMA  
Unesp-Rio Claro

  
Prof. Dr. NELSON CALLEGARI JUNIOR  
Unesp-Rio Claro

  
Prof. Dr. ROBERTO VIEIRA MARTINS  
ON/Rio de Janeiro

  
Prof. Dr. FERNANDO VIRGILIO ROIG  
ON/Rio de Janeiro

Março de 2013

# Dados Curriculares

## ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA

NASCIMENTO 30.11.1984 - FERNANDÓPOLIS / SP

FILIAÇÃO Aécio Ferreira da Costa  
Valssy Izidoro Pereira da Costa

2003 - 2006 Bacharelado em Matemática Aplicada  
Instituto de Biociências Letras e Ciências Exatas - UNESP

2007 - 2009 Mestrado em Física  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá - UNESP

2009 - 2013 Doutorado em Física  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá - UNESP

*In memoriam de minha avó Juracy Corrêa de Moraes.*

# Agradecimentos

Por trás de uma Tese de doutorado existe uma longa jornada, pessoal e profissional, com inúmeros percalços pelo caminho. Assim, eu gostaria de expressar profunda gratidão a todos que, diretamente ou indiretamente, tornaram possível a realização deste trabalho e, provavelmente, menos dolorosa do que ela poderia ser.

Em especial, gostaria de agradecer:

**Ao prof. Othon Cabo Winter**, orientador desta Tese, por todo incentivo, compreensão, disponibilidade e ensinamentos transmitidos.

**Ao prof. Masayoshi Tsuchida**, quem me acompanha a quase 10 anos, sendo o principal responsável pelos meus primeiros passos rumo à Astronomia.

**Ao prof. Nader Haghighipour**, por sua hospitalidade durante a realização do meu doutorado sanduíche no Institute for Astronomy - University of Hawaii.

**Muito especialmente, aos meus queridos pais e irmãos** por todo amor, carinho e apoio incondicional, ao longo de todos esses anos.

**À minha tia Dina**, por tudo que já fez e tem feito por mim.

**Aos amigos e professores da pós-graduação**, por tudo o que me ensinaram e compartilharam.

**Finalmente, a minha esposa Suelen**, companheira de vida e de luta, pelo inestimável apoio ao longo dos momentos mais difíceis deste percurso, pela sua compreensão, durante inúmeros momentos de ausência e, também, por tudo que representa para mim.

*Este trabalho contou com o apoio financeiro da CAPES, CNPq e FAPESP.*

*Não devemos ter medo dos confrontos... até os planetas se chocam e do caos nascem as estrelas.*

(Charles Chaplin)

# Nota

Devido ao grande volume de gráficos e dados numéricos apresentados nesta dissertação, e a fim de compatibilizar a transferência de resultados entre aplicações de software e a escrita do texto, tomamos a liberdade de utilizar o padrão norte americano como marcador decimal, no qual o ponto “.” representa o separador decimal em vez do símbolo “,” (vírgula) adotado na língua portuguesa.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>25</b>
1.1	A Formação do Sistema Solar . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Metodologia</b>	<b>31</b>
2.1	O Integrador MERCURY . . . . .	31
2.2	Descrevendo os problemas do código . . . . .	32
2.2.1	Colisões irrealísticas com o corpo central . . . . .	33
2.2.1.1	Proposta de Correção . . . . .	34
2.2.2	O parâmetro de identificação de encontros próximos . . . . .	36
2.2.2.1	Proposta de Correção . . . . .	38
2.3	Simulações . . . . .	38
2.4	Resultados . . . . .	40
2.4.1	Colisões irrealísticas com o Sol . . . . .	40
2.4.2	A evolução da massa do disco protoplanetário . . . . .	42
2.4.3	Sistemas Planetários Formados . . . . .	45
2.5	Considerações Finais . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Efeitos do perfil de densidade superficial de massa</b>	<b>50</b>
3.1	Introdução . . . . .	50
3.2	O modelo do disco protoplanetário e condições iniciais . . . . .	53
3.3	Simulações Numéricas e Resultados . . . . .	54
3.3.1	Discos de partículas de teste . . . . .	54
3.3.2	Estágio Inicial da Formação de Planetas Terrestres: Discos massivos	60
3.3.3	Características e Tendências dos Sistemas Planetários Formados . .	70
3.3.3.1	O número médio de planetas e o semi-eixo maior do planeta mais interno . . . . .	73
3.3.3.2	A massa dos planetas . . . . .	73
3.3.3.3	A quantidade de água nos planetas . . . . .	73
3.3.3.4	O tempo de formação dos planetas . . . . .	74

3.4	Comentários e Considerações Finais . . . . .	76
<b>4</b>	<b>A origem da água da Terra</b>	<b>78</b>
4.1	Introdução . . . . .	79
4.2	Modelo . . . . .	86
4.3	Simulações Numéricas . . . . .	87
4.3.1	Quantidade de Água . . . . .	96
4.3.2	Água na Zona Habitável . . . . .	98
4.3.2.1	Quantidade de Água nos Planetas . . . . .	99
4.3.2.2	Instante de Entrega de Água . . . . .	103
4.3.2.3	Implicações da Razão D/H . . . . .	106
4.4	Observações Finais . . . . .	108
4.A	Configurações finais das simulações do modelo A . . . . .	112
4.B	Configurações finais das simulações do modelo B . . . . .	117
<b>5</b>	<b>A Formação de Marte</b>	<b>120</b>
5.1	Introdução . . . . .	120
5.2	O Modelo . . . . .	124
5.3	Simulações Numéricas e Resultados . . . . .	125
5.3.1	O Efeito da Escala de Depleção de Massa . . . . .	133
5.3.2	O efeito da localização da depleção de massa . . . . .	136
5.3.3	Comparação com o Sistema Solar e outras simulações . . . . .	136
5.3.4	Efeito da Órbita Inicial dos Planetas Gigantes . . . . .	138
5.3.5	Formação do Cinturão de Asteróides . . . . .	140
5.4	Conclusão e Discussão . . . . .	143
	<b>Referências</b>	<b>148</b>
<b>A</b>	<b>Artigos desta tese</b>	<b>163</b>
A.1	Água - Aceito para publicação: ApJ . . . . .	163
A.2	Marte - Submetido para publicação: ApJ . . . . .	165
A.3	Discos - Submetido para publicação: CMDA . . . . .	167

# Lista de Figuras

1.1	Imagens de quatro discos protoplanetários ao redor de estrelas jovens na Nebulosa de Orion, localizada a 1500 anos luz da Terra. . . . .	26
1.2	Paradigma de formação estelar e planetária. Uma densa nuvem molecular colapsa em razão de sua própria gravidade. Por causa de sua rotação inicial e conservação do momento angular, um disco protoplanetário é formado. No disco protoplanetário, partículas de poeira microscópicas podem formar grãos maiores através de forças de adesão. Finalmente, esses grãos evoluem até a formação de planetas em escalas de tempo de poucas centenas de milhões de anos. . . . .	27
2.1	Exemplo da evolução dinâmica de um planetesimal rotulado irrealisticamente como colidido com o Sol. A versão usada do MERCURY nesta simulação é a regular. Os dados do último instante de tempo mostrados nesta figura correspondem ao momento de máxima aproximação do objeto a Júpiter, durante o encontro próximo. Neste caso, antes da execução do próximo passo de integração, o objeto colide (irrealisticamente) com o corpo central. . . . .	41
2.2	Exemplo da evolução dinâmica de um planetesimal que seria rotulado irrealisticamente como colidido com o Sol no uso da versão regular do pacote MERCURY. Nesta simulação, é usada a versão corrigida do código. A órbita do corpo produzida por esta versão é exatamente a mesma até o último instante de tempo mostrado na Figura 2.1. Enquanto que, na versão regular o planetesimal teria colidido com o Sol (irrealisticamente), feita a correção este objeto permaneceria “vivo” (Fig. 2.2-zomm (a)) até ser ejetado do sistema (Fig. 2.2 -zoom (b)) 200000 anos mais tarde. . . . .	42

2.3	Evolução temporal da massa restante do disco (embriões planetários + planetesimais) e quantidade de massa perdida por diferentes mecanismos: ejeção, colisão com o Sol e colisão com Júpiter. Nestas simulações Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais. Os resultados foram obtidos a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais do disco protoplanetários. A linha tracejada corresponde à simulação usando a versão regular do MERCURY e a linha sólida corresponde à simulação usando a versão corrigida. . . . .	43
2.4	Evolução temporal da massa restante do disco (embriões planetários + planetesimais) e quantidade de massa perdida por diferentes mecanismos: ejeção, colisão com o Sol e colisão com Júpiter. Nestas simulações Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais mas com valores de excentricidades alterados para 0.1. Os resultados foram obtidos a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais do disco protoplanetários. A linha tracejada corresponde à simulação usando a versão regular do MERCURY e a linha sólida corresponde à simulação usando a versão corrigida. . . . .	44
2.5	“Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A versão usada do MERCURY é a versão regular. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a $M^{1/3}$ e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra. . . . .	45
2.6	“Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A versão usada do MERCURY é a versão corrigida. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a $M^{1/3}$ e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra. . . . .	46
2.7	“Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais, mas com excentricidades alteradas para 0.1. A versão usada do MERCURY é a versão regular. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a $M^{1/3}$ e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra. . . . .	47

2.8	“Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais, mas com excentricidades alteradas para 0.1. A versão usada do MERCURY é a versão corrigida. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a $M^{1/3}$ e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra. . . . .	48
3.1	Gráficos da frequência de precessão $g$ em função do semieixo maior de uma partícula de teste em um sistema com Júpiter e Saturno. Em cada painel, as linhas horizontais sólidas mostram as frequências de precessão secular do pericentro e a linha horizontal tracejada mostra a frequência de precessão nodal ( $-f$ ). O gráfico superior corresponde a um sistema onde os elementos orbitais de Júpiter e Saturno são similares aos seus valores atuais. A figura inferior corresponde a um sistema com Júpiter e Saturno como no Modelo de Nice. Note que, em razão do valor da frequência $g$ depender apenas do semi-eixo maior dos planetas gigantes e da partícula e também das massas desses planetas (na teoria linear de perturbação secular), o gráfico superior também mostra a variação de $g$ em um sistema onde as órbitas de Júpiter e Saturno são extra excêntricas. No entanto é preciso cuidado quanto à limitação desta teoria, sendo sua aplicação apenas adequada em sistemas com perturbadores e partículas inicialmente em órbitas de baixas excentricidades e inclinações. . . . .	55
3.2	Evolução da excentricidade de partículas de teste em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior), tem excentricidade de 0.1 (central), e estão como no Modelo de Nice (inferior). As localizações das ressonâncias $\nu_5$ e $\nu_6$ estão marcadas em cada painel. . . . .	58
3.3	Evolução da inclinação de partículas de teste em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (topo), tem excentricidade de 0.1 (central), e estão como no Modelo de Nice (inferior). A localização da $\nu_{16}$ está marcada em cada painel. . . . .	59
3.4	Representação instantânea das estruturas dos discos de planetesimais e embriões planetários em sistemas onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. De cima para baixo, o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a $r^{-1.5}$ , $r^{-1}$ e $r^{0.5}$ , respectivamente. A localização da ressonância $\nu_6$ é mostrada nos painéis da esquerda. A inclinação dos objetos (no mesmo instante de tempo) é mostrada no gráfico da direita. A localização ressonâncias de movimento médio com Júpiter também estão mostradas em cada painel. . . . .	61

3.5	Gráficos da raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) da excentricidade de planetesimais e embriões planetários em todos três modelos de discos para um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior) e em um sistema sem planetas gigantes (inferior). A perturbação orbital dos planetesimais na localização da ressonância $\nu_6$ pode ser vista em todos os três modelos de disco no painel superior. O gráfico da inclinação para região de 3.6-4.0 UA foi interrompido aproximadamente a 1 Ma devido à variação da excentricidade depois deste tempo torna se muito grande e poderia cobrir os outros gráficos. . . . .	63
3.6	Gráficos da raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) da inclinação de planetesimais e embriões planetários em todos três modelos de discos para um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior) e em um sistema sem planetas gigantes (inferior). A perturbação orbital dos planetesimais na localização da ressonância $\nu_{16}$ não se destacada em relação a perturbação de outras partes do disco no painel superior. O gráfico da inclinação para região de 3.6-4.0 UA foi interrompido aproximadamente a 1 Ma devido à variação da inclinação depois deste tempo torna se muito grande e poderia cobrir os outros gráficos. . . . .	64
3.7	Gráficos da evolução da massa do disco residindo além de 2 UA em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais. De cima para baixo, o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a $r^{-1.5}$ , $r^{-1}$ , e $r^{-0.5}$ . C.I. 1&2 representam duas diferentes condições iniciais. Note que a escala sobre o eixo vertical é logarítmica abaixo de 1 e linear para maiores valores. . . . .	65
3.8	“Snapshots” da evolução de um disco de planetesimais e embriões planetários em um sistema onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais, e o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a $r^{-1}$ . A localização da ressonância $\nu_6$ é marcada nos painéis mostrando seu desvio em direção ao Sol. As ressonância de movimento com Júpiter também são mostradas. . . . .	67
3.9	Evolução do semi-eixo maior e excentricidade de Júpiter considerando diferentes perfis de densidade superficial. As linhas pretas correspondem a uma simulação com um disco considerando $\alpha = 0.5$ , as linha vermelhas a um disco com $\alpha = 1$ e a linhas azuis quando $\alpha = 1.5$ . Em todos os casos Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais. . . . .	68

4.1	Configuração orbital final de 18 simulações do modelo A considerando somente Júpiter. Os valores da densidade superficial do disco a 1 UA são mostrados no eixo vertical. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica. . . . .	89
4.1	<b>Cont.-</b> Configuração orbital final de 18 simulações do modelo A considerando Júpiter e Saturno. Os valores da densidade superficial do disco a 1 UA são mostrados no eixo vertical. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica. . . . .	90
4.2	Configuração orbital final de 18 simulações do modelo B considerando somente Júpiter (SIM1B-J até Sim9B-J) e Júpiter e Saturno (Sim10B-JS até Sim18B-JS) para diferentes valores da densidade superficial a 1 UA do Sol. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica. . . . .	91
4.3	Massa inicial e final de embriões e planetesimais em todas as simulações. Superior esquerdo: Modelo A com somente Júpiter. Superior direito: Modelo A com Júpiter e Saturno. Inferior Esquerdo: Modelo B com somente Júpiter. Inferior Direito: Modelo B com Júpiter e Saturno. . . . .	92
4.4	Semi-eixo maior final versus a massa final ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas formados nas simulações do modelo A. Note que cada caixa representa os resultados finais de todas 6 simulações correspondendo a sua densidade superficial a 1 UA do Sol e configuração de planetas gigantes como explicado no texto. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, este parâmetro não está dimensionado no eixo horizontal. A cor de cada planeta representa a sua quantidade de água. . . . .	96

4.5	Semi-eixo maior final versus a massa final ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas formados nas simulações do modelo B. Note que cada caixa representa os resultados finais de todas 3 simulações correspondendo a sua densidade superficial a 1 UA do Sol e a configuração de planetas gigantes como explicado no texto. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, este valor não está dimensionado no eixo horizontal. A cor de cada planeta representa a sua quantidade de água. . . . .	97
5.1	Distribuição inicial de 154 embriões planetários (preto) e 973 planetesimais (vermelho) considerando uma depleção de massa de 50% entre 1.3 UA e 2.0 UA. As massas dos planetesimais são menores do que 0.003 massas da Terra. . . . .	125
5.2	Evolução dinâmica de objetos no disco protoplanetário considerando uma escala de depleção de massa de 75% entre 1.1 UA e 2.1 UA. Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo e é dimensionado como $M^{1/3}$ , onde $M$ é a massa do corpo. Entretanto, ele não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a razão água/massa do corpo. . . . .	129
5.3	Evolução dinâmica de objetos no disco protoplanetário considerando uma escala depleção de massa de 75% entre 1.3 UA e 2.0 UA. Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo e é dimensionado como $M^{1/3}$ , onde $M$ é a massa do corpo. Entretanto, ele não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a razão água/massa do corpo. . . . .	130
5.4	Gráfico da inclinação orbital versus semi-eixo maior para o primeiro 1 Ma de integração da Figura 5.3. Como mostrado, a $\nu_{16}$ e as ressonâncias de movimento médio aumentam a inclinação de planetesimais e embriões planetários em torno da região depletada (1.3-2.0 AU). . . . .	131
5.5	Evolução do semi-eixo maior e da massa de um análogo a Marte. Esse é um comportamento dinâmico típico que poderia ser visto em todos os nossos resultados. Os análogos a Marte formados em nossas simulações migraram das partes não depletadas do disco, internas ou externas, até a região depletada. . . . .	132

5.6	<p>Massa final e configuração orbital dos planetas nas simulações com diferentes escalas de depleção de massa. A área depletada nesse caso varia de 1.1 UA até 2.1 UA (Disco A). Como mostrado pelos números romanos no eixo vertical, para cada escala de depleção foram realizadas pelos menos 3 simulações considerando distribuições de embriões planetários e planetesimais levemente diferentes. O tamanho de cada corpo representa os seu tamanho físico relativo e está dimensionado com <math>M^{1/3}</math>, onde <math>M</math> é a massa de cada objeto. Entretanto, ela não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada objeto representa a relativa contribuição de material de diferentes partes do disco. A excentricidade de cada planeta é representada por sua variação na distância heliocêntrica sobre o semi-eixo maior (barra horizontal). . . . .</p>	134
5.7	<p>Massa final e configuração orbital dos planetas nas simulações com diferentes escalas de depleção de massa. A área depletada nesse caso varia de 1.3 UA até 2.0 UA (Disco B). Como mostrado pelos números romanos no eixo vertical, para cada escala de depleção foram realizadas pelos menos 3 simulações considerando distribuições de embriões planetários e planetesimais levemente diferentes. O tamanho de cada corpo representa os seu tamanho físico relativo e está dimensionado com <math>M^{1/3}</math>, onde <math>M</math> é a massa de cada objeto. Entretanto, ela não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada objeto representa a relativa contribuição de material de diferentes partes do disco. A excentricidade de cada planeta é representada por sua variação na distância heliocêntrica sobre o semi-eixo maior (barra horizontal). . . . .</p>	135
5.8	<p>Distribuição de massa versus semi-eixo maior dos corpos sobreviventes (círculos) nas simulações considerando o disco A (superior) e disco B (inferior) para todas as escalas de depleção. Júpiter e Saturno foram considerados inicialmente em órbitas circulares. Os triângulos representam a Marte, Terra, Vênus e Mercúrio. . . . .</p>	139

5.9 Distribuição orbital dos corpos sobreviventes nas simulações considerando o modelo de disco B com Júpiter e Saturno inicialmente em suas órbitas atuais. Os círculos correspondem aos corpos com massas maiores do que  $0.3 M_{\text{Mars}} \approx 0.033 M_{\oplus}$ . Corpos menores são mostrados com símbolos de cruces. Os gráficos da esquerda mostram os resultados de 9 simulações com uma escala de depleção de 50% e os gráficos da direita correspondem a aqueles com uma escala de depleção de 75%. Os triângulos representam os planetas terrestres do Sistema Solar. A área cinza mostra o cinturão de asteróides. . . . . 141

# Lista de Tabelas

3.1	Contribuição média da massa dispersada de 1.8-2.5 UA dentro de 0.5-1.5 UA ao longo de 10 Ma. Os valores refletem a porcentagem da massa que existe dentro de 0.5-1.5 UA. . . . .	69
3.2	Tendências considerando diferentes configurações de planetas gigantes e perfis de densidade superficial. Da esquerda para a direita as colunas são configuração de planetas gigantes, declive do perfil de densidade superficial ( $\alpha$ ), densidade superficial a 1 UA ( $\Sigma_1$ ), número médio de planetas, semi-eixo maior médio dos planetas mais internos (UA), massa média dos planetas mais massivos ( $M_{\oplus}$ ), fração média da massa inicial do disco confinada em planetas ( $M_{\text{planetas}}/M_{\text{disco}}$ ), média da massa dos planetas ( $M_{\oplus}$ ), tempo de formação médio (Ma), razão água/massa média, excentricidade orbital média, número médio de planetas ( $< 1\text{AU}$ ), massa ( $M_{\oplus}$ ) média dos planetas mais massivos ( $< 1\text{AU}$ ), tempo (Ma) de formação médio ( $< 1\text{AU}$ ) e razão água/massa média ( $< 1\text{AU}$ ). . . . .	75
3.3	Comparação das tendências de nossos resultados com aquelas observadas em Raymond et al. (2005b) como descrito no texto. Cada vez que uma dessas comparações individuais concordam entre si nós atribuímos um sinal de ‘✓’, caso contrário, recebe um sinal como ×. Cada entrada da tabela recebe três sinais indicando as comparações entre $\alpha=0.5$ e 1, $\alpha=1$ e 1.5 e finalmente entre $\alpha=0.5$ e 1.5. . . . .	76
4.1	Valores da razão D/H para comets, nebulosa solar e VSMOW. . . . .	81
4.2	Massa total inicial e a quantidade de massa perdida através de diferentes mecanismos nas simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa uma configuração com Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, massa inicial total do disco, massa total ejetada do sistema, a quantidade de massa que colidiu com o Sol, a quantidade de massa que colidiu com Júpiter, a quantidade de massa que colidiu com Saturno. A unidade de massa é $M_{\oplus}$ . . . . .	93

4.3	<p>Massa total inicial e a quantidade de massa perdida através de diferentes mecanismos nas simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa uma configuração com Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, massa inicial total do disco, massa total ejetada do sistema, a quantidade de massa que colidiu com o Sol, a quantidade de massa que colidiu com Júpiter, a quantidade de massa que colidiu com Saturno. A unidade de massa é <math>M_{\oplus}</math>. . . . .</p>	94
4.4	<p>Planetas formados na ZH nas simulações do modelo A considerando somente Júpiter. Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa (<math>M_{\oplus}</math>), quantidade de água (<math>O_{\oplus}</math>), porcentagem de massa asteroidal (<math>&gt; 2.5UA</math>), porcentagem de água asteroidal (<math>&gt; 2.5UA</math>), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de <math>1O_{\oplus}</math>, <math>2O_{\oplus}</math>, <math>5O_{\oplus}</math>, <math>10O_{\oplus}</math> e <math>15O_{\oplus}</math>. Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado. . . . .</p>	100
4.5	<p>Planetas formados dentro da ZH nas simulações do modelo A considerando Júpiter e Saturno. Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa (<math>M_{\oplus}</math>), quantidade de água (<math>O_{\oplus}</math>), porcentagem de massa asteroidal (<math>&gt; 2.5UA</math>), porcentagem de água asteroidal (<math>&gt; 2.5UA</math>), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de <math>1O_{\oplus}</math>, <math>2O_{\oplus}</math>, <math>5O_{\oplus}</math>, <math>10O_{\oplus}</math> e <math>15O_{\oplus}</math>. Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado. . . . .</p>	101

4.6	Planetas formados dentro da ZH nas simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS significa que Júpiter e Saturno são considerados). Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado. . . . .	102
4.7	Análise da quantidade e tempo de entrega de água nos planetas dentro da ZH (veja Tabelas 4.4, 4.5 e 4.6). Da esquerda para direita as colunas mostram o modelo do disco (J indica somente Júpiter e JS significa que Júpiter e Saturno estão considerados), modelo de distribuição de água, quantidade de água entregue, número de planetas, tempo médio da entrega de água, intervalo do tempo de entrega de água, tempo médio de 60% de acreção, intervalo do tempo de 60% de acreção, tempo médio da última colisão gigante e intervalo do tempo da última colisão gigante. . . . .	104
A1	Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5AU$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5AU$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	113
A1	Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	114

A1	Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	115
A1	Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	116
B1	Resultados finais das simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	118
B1	Resultados finais das simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de $1O_{\oplus}$ , $2O_{\oplus}$ , $5O_{\oplus}$ , $10O_{\oplus}$ e $15O_{\oplus}$ . . . . .	119
5.1	Região e escala da depleção em massa . . . . .	125
5.2	Resultados das simulações considerando o modelo de disco A, no qual pelo menos um corpo com massa $M < 0.5M_{\oplus}$ foi formado dentro de 1.25 UA e 2.0 UA . . . . .	127
5.3	Resultados das simulações considerando o modelo de disco B, no qual pelo menos um corpo com massa $M < 0.5M_{\oplus}$ foi formado dentro de 1.25 UA e 2.0 UA . . . . .	128

5.4 Sumário dos resultados das simulações para a região depletada A. Cada coluna representa o critério que foi usado para verificar o sucesso de uma simulação em reproduzir características do Sistema Solar. Veja o texto para detalhes sobre a análise de cada critério. Sucesso é indicado por (✓), falha é representado por (×) e um talvez por (∼) . . . . . 143

5.5 Sumário dos resultados das simulações para a região depletada B. Cada coluna representa o critério que foi usado para verificar o sucesso de uma simulação em reproduzir características do Sistema Solar. Veja o texto para detalhes sobre a análise de cada critério. Sucesso é indicado por (✓), falha é representado por (×) e um talvez por (∼) . . . . . 144

Costa, A. I. F. Estudos da Formação de Planetas Terrestres. 2013, 169f. Tese (Doutorado em Física)-Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.

## Resumo

O estudo da formação de planetas terrestres no Sistema Solar, é crucial para compreendermos como outros sistemas planetários formam e também inferir as condições que poderiam ter influenciado a origem e evolução de vida na Terra. Esta Tese de doutorado apresenta um estudo numérico da formação de planetas terrestres. Nosso objetivo principal é analisar o último estágio da formação desses planetas no Sistema Solar, em particular, a formação de Marte e a origem da água da Terra. Esses dois pontos têm intrigado cientistas ao longo de muitos anos. Enquanto que o planeta produzido ao redor de 1.5 UA é, em geral, muito mais massivo do que Marte, na grande parte das simulações, a origem da água da Terra é outro tema de intenso debate. Em vista disso, nós desenvolvemos um cenário considerando uma depleção local de massa, no disco protoplanetário, a fim de analisarmos a origem da baixa massa de Marte, e também usamos um modelo composto para estudarmos a origem da água da Terra. Este trabalho apresenta um grande número de simulações numéricas explorando uma diversidade de parâmetros do sistema. Entre os principais podemos citar as variadas configurações de planetas gigantes, discos com diferentes perfis de densidade superficial de massa e modelos de distribuição de água. Nós também apresentamos um estudo dos efeitos de ressonâncias seculares nesses discos protoplanetários. Os principais resultados desses experimentos apontam a possibilidade da formação de planetas similares a Marte ao redor de 1.5 UA, especialmente, quando é considerado uma escala de depleção local, no disco protoplanetário, moderadamente alta (50-75%), localizada ao redor de 1.5 UA. Isto é observado juntamente com a formação de planetas do tipo Terra, em torno de 1 UA do Sol, com substanciais quantidades de água. Ainda com respeito a origem da água da Terra, nós concluímos que o modelo composto, que considera que a água terrestre tem tanto origem endógena como exógena, desempenha um papel importante mostrando mais vantagem no tempo e na quantidade de água entregue a planetas dentro da zona habitável.

**Palavras-chave:** Problema de N-corpos, Formação Planetária, Origem da Água da Terra, Formação de Marte

Costa, A. I. F. Studies of the Formation of Terrestrial Planets. 2013, 169f. Thesis (Doctorate in Physics)-Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá.

## Abstract

The study of terrestrial planet formation in the Solar System is crucial to understand how other planetary systems form and to infer the conditions that favored the origin and evolution of life on Earth. In this Thesis we present a numerical study of the accretion of terrestrial planets. Our main goal is study the late stage of the terrestrial planet accretion in the Solar System, especially the formation of Mars and the origin of Earth's water. These two points have intrigued scientists for many years. Whereas the planet formed around Mars' semimajor axis is, in general, much more massive than Mars, the origin of Earth's water is a matter of intense debate. In view of that, we have developed a scenario considering a local depletion in the density of the protosolar nebula in order to analyze the low mass of Mars, and also explored a compound model of water distribution to study the origin of Earth's water. We have carried out extensive numerical simulations of the formation of terrestrial planets in protoplanetary disks exploring a large variety of parameters of the system, as different giant planet configurations, surface density profiles and water distribution models. We also have presented a study of the effects of secular resonances on the evolution of these protoplanetary disks. Our main results point to the possibility of the formation of Mars-sized bodies around 1.5 AU, specifically when is considered a scale of the disk local mass-depletion moderately high (50-75%) around 1.5 AU, as well as Earth-sized planets can form around 1 AU with substantial amount of water. Regarding the origin of Earth's water, we find that the compound model incorporating both the principal endogenous and exogenous theories, play an important role by showing greater advantage in the amount and time of water delivery in Earth-like planets.

**Keywords:** N-body Problem, Planet Formation, Origin of Earth's water, Mars' Formation

# Capítulo 1

## Introdução

Por séculos, o Sistema Solar foi o único sistema planetário conhecido. Naturalmente, por esse período, toda a teoria de formação e evolução planetária foi desenvolvida com base nas características dinâmicas, físicas e químicas dos corpos aqui observados. As descobertas de tantas estrelas em processo de formação, envolvidas por discos de gás e poeira, inseriram importantes restrições nestes modelos, já que esses locais são considerados maternidades de planetas. Observações como essas, só foram possíveis graças a construção de modernos e poderosos telescópios, e o desenvolvimento de novas técnicas de observação. Por exemplo, a Figura 1.1 mostra imagens de discos protoplanetários obtidas pelo Telescópio Espacial Hubble, onde é possível ver a estrela brilhando no centro, enquanto o disco é escuro na luz visível.

Definitivamente, o desenvolvimento tecnológico alavancou a Astronomia nos últimos anos, entretanto, inúmeros fatores ainda permanecem totalmente obscuros ao homem. Com 861 exoplanetas agora conhecidos ([exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)), e a diversidade de seus sistemas planetários, como massa e suas arquiteturas orbitais, importantes características do nosso próprio Sistema Solar ainda permanecem mal compreendidas. A maioria dos modelos atuais, de formação dos planetas telúricos, ainda não conseguem explicar, por exemplo, a razão da grande diferença de massa observada entre Mercúrio, Vênus, Terra e Marte. Ainda neste aspecto, a origem da água da Terra é outro ponto de intenso debate. De forma interessante, desde 1995 com o primeiro exoplaneta descoberto, a observação desses novos sistemas planetários tem revigorado os modelos de formação planetária no Sistema Solar e até revivido modelos que foram considerados improváveis no passado.

Com essa grande quantidade de exoplanetas descobertos e o grande número de candidatos ( $> 2700$  em Janeiro de 2013- Fonte: [kepler.nasa.gov](http://kepler.nasa.gov)), a questão natural que surge é com respeito a habitabilidade desses novos sistemas planetários. De fato, um dos pontos mais fascinantes da Ciência atualmente é pensar que Vida poderá ser encontrada fora da Terra nas próximas décadas. Isso seria, com certeza, um dos maiores passos da Ciência

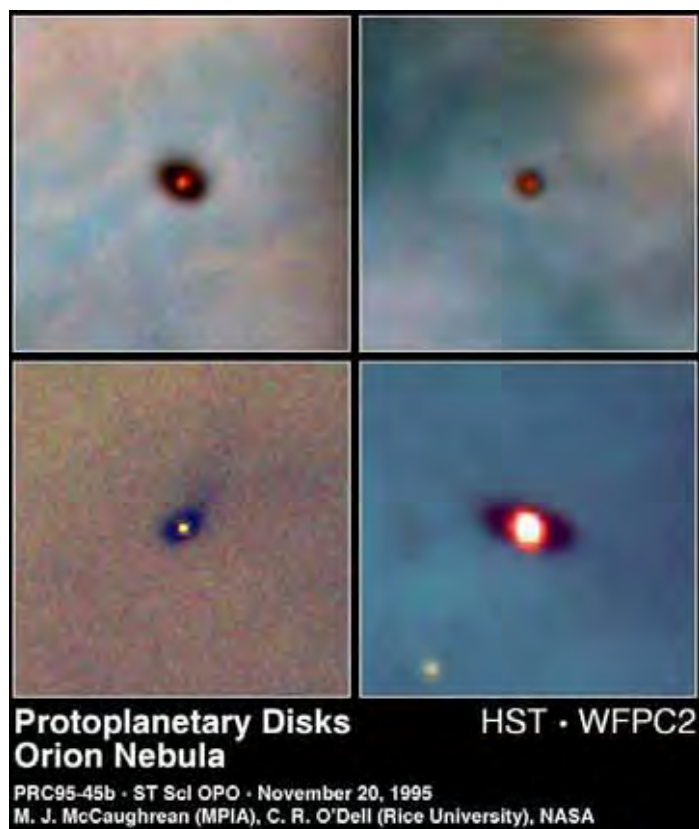


Figura 1.1: Imagens de quatro discos protoplanetários ao redor de estrelas jovens na Nebulosa de Orion, localizada a 1500 anos luz da Terra.

desde sua ascendência na Grécia Antiga. Compreender em detalhes como o Sistema Solar se formou, e também como a Terra adquiriu as condições para habitabilidade, em especial sua água, pode ajudar a fornecer indícios para calibrarmos a procura por vida fora ou dentro do Sistema Solar.

## 1.1 A Formação do Sistema Solar

O movimento dos planetas no Sistema Solar, em órbitas quase circulares e coplanares, foi o primeiro indicativo para se argumentar que a formação de nosso sistema planetário ocorreu a partir de um disco girando em torno do Sol. Essa teoria, conhecida como Hipótese Nebular, foi primeiro proposta por Immanuel Kant e Laplace (Woolfson, 2000), no final do século XVIII, e vem sendo refinada ao longo das últimas centenas de anos. De acordo com o atual paradigma de formação estelar e planetária, esse processo se inicia em uma grande nuvem de gás e poeira, chamada de nuvem molecular. Se certas regiões dessa nuvem tornam-se suficientemente densas e a temperatura é mantida adequadamente baixa, então a mesma pode colapsar, em razão de sua própria gravidade. O colapso pode ser ativado, por exemplo, por uma onda de choque de uma supernova vizinha, ou em razão

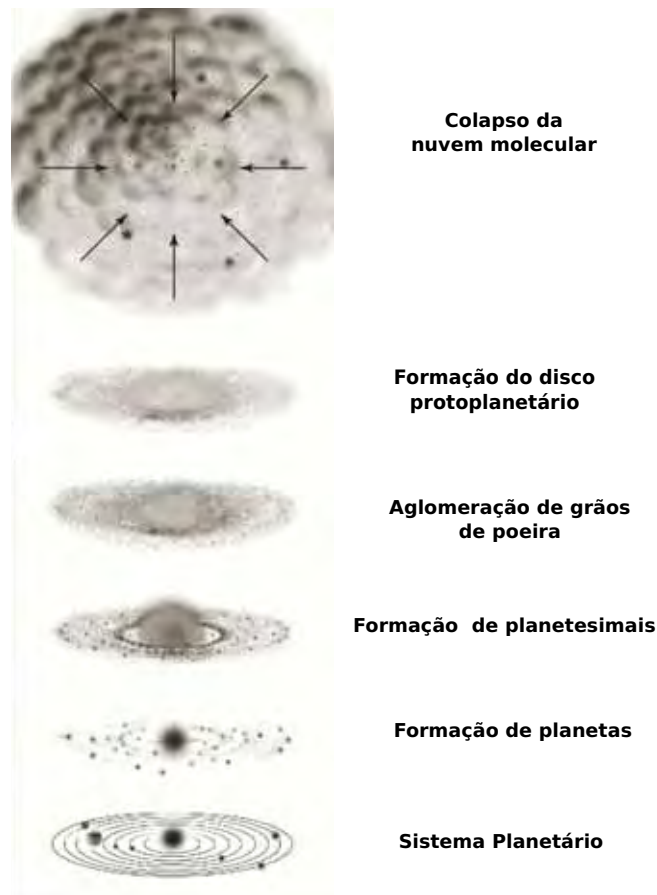


Figura 1.2: Paradigma de formação estelar e planetária. Uma densa nuvem molecular colapsa em razão de sua própria gravidade. Por causa de sua rotação inicial e conservação do momento angular, um disco protoplanetário é formado. No disco protoplanetário, partículas de poeira microscópicas podem formar grãos maiores através de forças de adesão. Finalmente, esses grãos evoluem até a formação de planetas em escalas de tempo de poucas centenas de milhões de anos.

da colisão entre duas nuvens moleculares (Boss, 1995; Elmegreen, 1998). Por causa de sua rotação inicial e a conservação do momento angular, a nuvem não pode apenas colapsar e formar uma protoestrela, mas deve também formar um disco ao seu redor, denominado disco protoplanetário. As observações desses discos, ao redor de estrelas jovens como aquelas na Figura 1.1, deram suporte a este cenário como um mecanismo de formação de planetas. Esse processo se inicia através da aglomeração de partículas microscópicas, evolui ao longo de  $\sim 100$  Ma e pode ser dividido em três estágios (Lissauer, 1993):

1. **Fase inicial:** Esse estágio descreve o crescimento de partículas microscópicas até a formação de planetesimais. Durante o assentamento no plano médio do disco, grãos de poeira microscópicos crescem até a formação de planetesimais, com tamanho da ordem de quilômetros, através de impactos a baixas velocidades relativas ( $< 1$  m/s) de colisão e forças de adesão (Wurm & Blum, 2000), e, possivelmente, através de

instabilidades gravitacionais que podem ocorrer dependendo das condições do disco protoplanetário (Golderich & Ward, 1973; Youdin & Shu, 2002; Johansen et al., 2007). A formação de planetesimais representa uma transição entre os regimes em que a dinâmica dos corpos é principalmente governada pela interação com o disco, e o momento que a interação gravitacional também passa a ser importante. Inicialmente, planetesimais se movem em órbitas de baixas excentricidades e inclinações, devido ao arrasto gasoso.

2. **Fase Intermediária:** Chamado de crescimento oligárquico, este estágio segue a evolução de um grande número de planetesimais até a formação de objetos com massas entre aquelas da Lua e de Marte. No início dessa fase, os planetesimais, ainda pequenos, não são capazes de perturbar significativamente uns aos outros, no entanto, as colisões são muito frequentes. Neste período, quanto maior a massa de um objeto no disco, maior é sua taxa de crescimento, chegando assim a um estágio chamado “Runaway” (Kokubo & Ida, 1996). Conforme o “Runaway” prossegue, o disco é populado por um pequeno número de embriões planetários, distintamente mais massivos do que a maioria dos objetos do disco. Estes objetos evoluem em órbitas de baixas excentricidades e inclinações, submersos em um disco de planetesimais em órbitas cada vez mais excêntricas e inclinadas. Enquanto isso, esses pequenos corpos continuam alimentando o crescimento dos corpos maiores, até o momento que os embriões protoplanetários são massivos o suficiente para perturbarem suas zonas de alimentação, diminuindo a eficiência de acreção de planetesimais e desacelerando sua taxa de crescimento (Ida & Makinon, 1993). A escala de tempo para esse processo ocorrer está relacionada com a densidade superficial local de massa do disco e com a distância heliocêntrica. Ao redor de 1 UA, um corpo com a massa de Marte se formaria em menos de 1 Ma, considerando uma densidade superficial local de massa igual a  $10 \text{ g/cm}^2$  (Kokubo & Ida, 2000). Na região dos planetas jovianos, protoplanetas formados através do crescimento oligárquico parecem estar consistentes com a formação de Júpiter e Saturno (Kokubo & Ida, 2000), de acordo com o tempo de vida de discos gasosos ( $< 10 \text{ Ma}$ ) e o modelo de acreção de um núcleo proposto em Pollack et al. (1996).
3. **Fase Final:** Uma vez que o crescimento oligárquico termina, em razão da falta de material para acreção na zona de alimentação de cada embrião planetário, os efeitos perturbativos entre esses objetos levam gradualmente ao cruzamento de suas órbitas e, como resultado, a um forte período de instabilidade dinâmica marcado por colisões muito energéticas que favorecem a mistura radial de material no disco. Este processo continua até quando apenas poucos objetos sobrevivam, formando

um sistema de planetas em órbitas estáveis e bem separadas (Weidenschilling et al., 1997; Chambers, 2001). Esses eventos ao todo ocorrem em  $\sim 10^8$  anos.

O estudo da formação planetária reside basicamente na modelagem dos processos descritos acima de forma independente. Como visto, essas três etapas envolvem processos físicos completamente diferentes, assim, a modelagem completa deste problema se torna inviável (nos dias de hoje) devido ao alto custo computacional.

O processo final da acreção de planetas terrestres é, usualmente, modelado a partir do crescimento oligárquico como descrito anteriormente (Kokubo & Ida, 2000). Neste aspecto, existe um grande número de parâmetros que combinados poderiam afetar a formação e a evolução desses planetas. Por exemplo, a existência, ou não, de planetas gigantes no sistema e suas arquiteturas orbitais, a estrutura do disco protoplanetário, a distribuição radial de água no disco (Raymond et al., 2004; 2005; 2009; Drake, 2005; Jin et al., 2008), etc.

Ao longo dos anos, diversos parâmetros têm sido testados na busca por um modelo de formação do Sistema Solar Interior. Nas primeiras simulações da formação de planetas terrestres, a densidade superficial do disco protoplanetário foi considerada variar proporcionalmente a  $r^{-3/2}$ , onde  $r$  é a distância até o Sol. Esse modelo foi primeiro proposto por Weidenschilling (1977) e Hayashi (1981), e está baseado na hipótese, conservadora, que os planetas gigantes formaram em suas órbitas atuais. Entretanto, essas simulações preliminares ainda apresentavam resultados pouco aceitáveis.

Anos mais tarde, a ideia de que planetas gigantes não mantiveram suas órbitas iniciais e sofreram algum tipo de migração radial ganhou força. Por exemplo, como mostrado por Fernandez & Ip (1984), os planetas gigantes poderiam ter desviado de suas órbitas iniciais devido à troca de momento angular com um disco de planetesimais, depois que o gás nebular foi dispersado. Considerando que planetas gigantes podem sofrer algum tipo de migração radial, isso significa que o perfil de densidade superficial de massa da nebulosa solar poderia diferir de  $r^{-3/2}$  (Davis, 2005). Esse conceito também foi reafirmado por observações e modelos teóricos de discos protoplanetários (Dullemond et al. 2007; Garaud & Lin, 2007). Apesar de mais de duas décadas de esforços, testando, em simulações, discos com diferentes perfis de densidade superficial de massa e sistemas com diferentes configurações orbitais de planetas gigantes, a fim de explicar a formação do sistema Solar Interior (e.g., Chambers & Wetherill, 1998; Agnor et al., 1999; Chambers, 2001; Chambers & Wetherill, 2001; Raymond et al., 2004, 2006; O'Brien et al. 2006; Raymond et al., 2007, 2009, Walsh et al., 2011, Izidoro et al., 2013b), a formação de Marte é ainda um grande mistério, e uma das restrições mais importantes que um modelo de formação do sistema solar deve reproduzir.

Outra importante característica, que um modelo robusto de formação do nosso sistema solar deve levar em conta, é a existência de água na Terra. Na década passada várias tentativas foram feitas para explicar a origem da água em nosso planeta. As possíveis fontes são classificadas entre endógenas e exógenas. Essas são: a água adsorvida por grãos de poeira na nebulosa solar (Stimpfl, Lauretta & Drake, 2004), a entrega através de asteroides, cometas, embriões planetários e planetesimais (Morbidelli et al. 2000; Raymond, Quinn & Lunine, 2004; O'Brien, Morbidelli & Levison, 2006; Raymond et al., 2004; 2006; 2009; Lunine, 2003; Drake & Campins, 2006) e a produção de água através da oxidação de uma atmosfera primordial rica em hidrogênio (Ikoma & Genda, 2006). No entanto, cada uma dessas fontes possuem suas próprias incertezas, e é muito provável que uma única fonte de água não possa fornecer uma explicação para a água da Terra como um todo.

Tendo em vista a importância de todos esses tópicos, nós apresentamos nesta Tese um estudo numérico da fase final da acreção de planetas terrestres. Em nossas simulações, a distribuição dos objetos no disco protoplanetário segue o modelo de crescimento oligárquico como descrito em Kokubo & Ida (2000). Além disso, quando considerando planetas gigantes, nós consideramos que esses objetos estão completamente formados desde o início das simulações.

No Capítulo 2 desta Tese, nós apresentamos a metodologia adotada juntamente com uma análise detalhada do integrador numérico utilizado nessas simulações. No Capítulo 3, nós discutimos sobre a formação de planetas terrestres em discos com diferentes perfis de densidade superficial de massa. O Capítulo 4 apresenta o estudo de um modelo composto para a origem da água da Terra. Finalmente, no Capítulo 5, nós testamos um modelo para explicar a origem baixa massa do planeta Marte.

No apêndice, estão as capas dos artigos gerados por esta Tese. Dos três manuscritos submetidos para publicação, um está aceito para publicação no ApJ, enquanto que os outros dois estão ainda em processo de revisão. Um quarto artigo encontra-se ainda em fase de preparação e não foi incluso no apêndice.

# Capítulo 2

## Metodologia

Ao longo de toda esta tese é feita uma abordagem numérica da formação dos planetas terrestres. Como ferramenta principal, nós adotamos o pacote MERCURY (Chambers, 1999), um integrador de N-corpos amplamente usado em simulações da dinâmica planetária. A proposta deste capítulo não está restrita a apenas apresentar a metodologia utilizada, mas principalmente, analisar e difundir a existência de dois defeitos de programação encontrados na versão regular pública do MERCURY, identificados por Rodney Gomes (comunicação pessoal). Aqui, nós descrevemos cada um desses problemas e demonstramos formas de corrigi-los no código, criando assim, uma versão levemente modificada, mais adequada e confiável, para a realização de nosso estudo. Como parte final deste capítulo, são apresentados os resultados produzidos por cada uma das versões do código, a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais, representando o início da última fase da acreção de planetas terrestres.

### 2.1 O Integrador MERCURY

No estudo da dinâmica de planetas e corpos menores em torno do Sol, é importante que o integrador numérico reproduza bem as características dinâmicas globais do sistema e que, ao mesmo tempo, isso não demande um alto custo computacional. Nas últimas duas décadas, tanto as técnicas de integração, como a capacidade de processamento de computadores, alcançaram um estágio importante para o estudo da dinâmica de formação e evolução do Sistema Solar. Atualmente, são de domínio público variados pacotes de integração, que permitem seguir a evolução dinâmica de um moderado número de corpos por escalas tempo de bilhões de anos. Entre os mais populares podemos listar MERCURY (Chambers, 1999) e SYMBA (Duncan et. al, 1998).

Escrito em Fortran 77, por John Chambers, e especialmente desenvolvido para estudos da formação de planetas terrestres, o MERCURY é destacadamente o pacote de integração

numérica mais usado em estudos da dinâmica planetária, acumulando um total de mais de 630 citações (Fonte: Google) desde sua publicação, em 1999. Resultado este, obtido através da combinação de vários algoritmos de integração e uma amigável relação com o usuário, criando assim, uma ferramenta bastante versátil.

Simulações da formação de planetas terrestres são bem caracterizadas pelo repetido número de encontros próximos e colisões entre os corpos do sistema. A fim de modelar adequadamente tais fenômenos, este pacote inclui um integrador simplético híbrido, que incorpora simultaneamente duas técnicas de integração diferentes. A grande vantagem no uso desses dois métodos é o preciso tratamento de encontros próximos sem reduzir excessivamente a velocidade da integração numérica. Esta técnica consiste em dividir o problema dinâmico em duas partes. Quando os corpos estão distantes, é usado um algoritmo simplético, como descrito por Wisdom e Holman (1991), o qual é muito rápido. Na ocorrência de um encontro próximo, a técnica simplética deixa de ser adequada e o passo de integração é sucessivamente subdividido até se atingir a precisão desejada através do uso do método Bulirsch-Stoer (Stoer & Bulirsch, 1980).

Nas próximas seções deste capítulo, nós analisamos e corrigimos dois defeitos de programação existentes na versão pública do pacote MERCURY. Na seção 3.2, nós relatamos cada um desses problemas e propomos formas de corrigi-los no código<sup>a</sup>. Na seção 2.3, é apresentado o modelo de nossas simulações. A seção 2.4 é composta pela apresentação dos resultados produzidos pela versão regular e versão corrigida do código, a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais representando o início do último estágio da acreção de planetas terrestres. Finalmente, na seção 2.5 é feita uma discussão geral deste estudo.

## 2.2 Descrevendo os problemas do código

Estruturalmente, o MERCURY é composto por três códigos fontes (MERCURY6\_2.for, ELEMENT6.FOR e CLOSE6.FOR) e alguns arquivos de entrada (contendo parâmetros de integração, condições iniciais, etc). O módulo principal, MERCURY6\_2.for, contém os algoritmos de integração. Enquanto que, os programas auxiliares, ELEMENT6.FOR e CLOSE6.FOR, são usados para a conversão de arquivos binários, produzidos pelo MERCURY6\_2.FOR, em arquivos de texto com detalhes das órbitas dos objetos. Os defeitos do código que serão aqui apresentados, estão em rotinas pertencentes ao módulo principal deste pacote.

Antes de descrever tais problemas, é justo antecipar que nem todas as simulações usando o pacote MERCURY estão sujeitas a experimentar estes defeitos. A presença de cada um dos “bugs” está também relacionada com características da evolução dinâmica

---

<sup>a</sup>Seguindo estas sugestões de correção é criada uma versão corrigida

dos corpos do sistema, como discutiremos em seguida.

O primeiro problema tem origem na forma que o código define uma colisão com o corpo central. O critério usado nessa análise pode resultar em colisões irrealísticas. Ou seja, um corpo pode ser rotulado como “colidido com o corpo central”, sendo removido em seguida (através da acreção ao Sol), enquanto sua real distância a este objeto pode ser de várias unidades astronômicas. Nós identificamos que este problema deve somente ocorrer em simulações que apresentam encontros próximos entre objetos do sistema. Observamos, ainda, que este defeito poderia se manifestar no uso de qualquer algoritmo de integração do pacote que possa tratar adequadamente encontros próximos.

Já o segundo defeito, apenas aparece no uso do integrador simplético híbrido. Ele afeta o critério de transição usado neste algoritmo (troca do integrador Simplético pelo Burlisch-Stoer, durante um encontro próximo) e se manifesta apenas em sistemas que apresentam colisões com o corpo central, ou ejeção de corpos do sistema. A consequência imediata, é um incorreto tratamento de encontros próximos, o que poderia alterar a verdadeira evolução dinâmica do corpos do sistema.

É importante mencionar que esses não são os primeiros defeitos encontrados no pacote MERCURY. Anteriormente, de Souza Torres & Anderson (2008) reportaram uma inconsistência nos resultados durante simulações da formação de planetas terrestres. Eles mostraram que alguns corpos do sistema poderiam ser removidos de uma maneira não física no reinício de uma integração. Em geral, as simulações onde esse problema se manifestava produziam menos planetas do que esperado a certas distâncias do Sol. Em nossa versão corrigida, nós também implementamos a proposta de correção em de Souza Torres & Anderson (2008).

### 2.2.1 Colisões irrealísticas com o corpo central

Como apresentado, o integrador simplético híbrido do MERCURY está apto a tratar colisões entre os corpos do sistema. Colisões são sempre consideradas inelásticas, e um impacto entre dois corpos resulta em uma combinação de suas massas conservando momento linear.

No MERCURY, a verificação de colisão com o corpo central é feita a cada passo de tempo, e a rotina que desempenha esta tarefa é chamada de MCE\_CENT.FOR. Essa checagem é realizada a partir da posição e velocidade de cada um dos corpos do sistema nos extremos do atual intervalo de integração. Conhecido o raio físico do corpo central ( $rcen$ ), se algum objeto tiver distância até a origem do sistema de referência menor que  $rcen$ , ou, se o objeto cruzou o pericentro de sua órbita durante esse intervalo de tempo, é usado o problema de dois corpos para estimar o instante em que a colisão ocorreu. Obviamente, quando o objeto tem distância até a origem do sistema menor que  $rcen$ , a

colisão é tratada de forma adequada. O erro do algoritmo aparece no critério usado para verificar se um objeto cruzou o pericentro de sua órbita como descrito em seguida.

Em um sistema de referência inercial com origem no corpo central, sejam  $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$  e  $\vec{v}_0 = (u_0, v_0, w_0)$  os vetores posição e velocidade, em um instante de tempo  $t$ , de um corpo “EM” qualquer do sistema (exceto o central). Considere ainda,  $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$  e  $\vec{v}_1 = (u_1, v_1, w_1)$  os vetores posição e velocidade, deste mesmo corpo, no instante de tempo  $t + h$ , onde  $h$  representa o passo de tempo que a órbita está sendo integrada. Seja  $\vec{r}_i \bullet \vec{v}_i$ , a representação do produto interno entre dois vetores  $\vec{r}_i$  e  $\vec{v}_i$ , onde  $i = 0, 1$ . O código considera que “EM” cruzou o pericentro de sua órbita, entre  $t$  e  $t + h$ , quando,  $\vec{r}_0 \bullet \vec{v}_0$  tem um valor negativo e  $\vec{r}_1 \bullet \vec{v}_1$  tem valor positivo (noção óbvia a partir dos ângulos entre esses vetores). Satisfeita esta condição, é calculado a excentricidade e a distância do pericentro ( $r_p$ ) deste objeto a partir do uso do problema de dois corpos. O critério final para determinar ou descartar a colisão de “EM” com o corpo central, é estabelecido a partir da análise do valor de  $r_p$ . Se  $r_p < rcen$  então, assume-se que em algum momento desta aproximação o objeto colidiu com o corpo central, e estima-se esse instante de tempo. Caso contrário nada é feito.

É possível que o leitor já tenha notado que este tipo de aproximação não é sempre adequada. Suponha que em algum momento durante a integração, o corpo “EM” participe de um encontro próximo com outro corpo qualquer (considerando que este corpo exista, e que seja diferente do central). Estes fenômenos podem resultar em uma forte perturbação gravitacional e causar uma significativa mudança na órbita dos corpos envolvidos. Sob essas condições, é possível que a posição e velocidade de “EM”, nos instantes  $t$  e  $t + h$ , satisfaça o critério usado pelo código para verificar passagem pelo pericentro ( $\vec{r}_0 \bullet \vec{v}_0 < 0$  e  $\vec{r}_1 \bullet \vec{v}_1 > 0$ ). Satisfeita essa condição, o próximo passo do código é calcular a excentricidade osculadora do objeto. Note que, por causa de um encontro próximo, os elementos osculadores de “EM” podem apresentar uma grande variação durante um curto intervalo de tempo. Um possível aumento na excentricidade, combinado com o cálculo da distância do pericentro da órbita poderia colocar a máxima aproximação de “EM”, à origem do sistema, a uma distância inferior ao tamanho do raio físico do corpo central. Assim, o código contabilizaria a ocorrência de uma nova colisão incorretamente. Nós verificamos que esse tipo de colisão irrealística poderia ocorrer em simulações da formação de planetas terrestres usando a versão regular do MERCURY e apresentamos estes resultados na Seção 3.3.

### 2.2.1.1 Proposta de Correção

Como descrito na seção anterior, o critério usado no pacote MERCURY para o tratamento de colisões com o corpo central não é eficiente. Nosso objetivo nesta seção, é

apontar e corrigir tal problema alterando de forma mínima o código original. Portanto, é possível que o leitor visualize diversas maneiras diferentes de implementar tais correções.

Nossa estratégia é manter a análise dessas colisões, a partir do uso da aproximação do problema de dois corpos e estimando o instante da colisão, assim como é feito na versão pública regular do código. Entretanto, apenas usar este critério, caso a distância mínima (em um dos limites do intervalo de integração) entre o corpo central e o corpo em questão (“EM”) seja menor do que um parâmetro de distância previamente definido pelo usuário.

Nós denominamos esse parâmetro de *lct* (limite de teste de colisão). A escolha de *lct* deve ser feita levando em conta o passo de integração escolhido. O tratamento de colisões com o corpo central é um ponto bastante delicado para a maioria dos integradores numéricos. Erros de integração tendem a aumentar rapidamente, principalmente para integradores de passo de tempo fixo, a medida que um objeto se aproxima do corpo central (Chambers, 2001). Além disso, corpos com altas excentricidades, durante aproximações ao pericentro, de suas órbitas, podem percorrer grandes distâncias em apenas um passo de integração. Desta forma, é preciso cautela na escolha do valor adequado para o *lct*. Em nossas simulações nós usamos  $lct = 0.1$  UA, isto é aproximadamente 20 vezes o raio do Sol e acreditamos ser um valor adequado para simulações da dinâmica e modelos de formação do Sistema Solar (Chambers, 2001).

O trecho de código a qual a correção deve ser implementada, se inicia na linha 939 da versão pública do Mercury, dentro da rotina MCE\_CENT.FOR como mostrado em seguida.

Parte regular do código:

```
if (q .lt. rcen) then  
nhit = nhit + 1  
jhit(nhit) = j  
dhit(nhit) = rcen  
continuação...
```

Correção proposta:

```
if ((q .lt. rcen) .and. Min(rr0,sqrt(rr1))) .lt. (lct) then  
nhit = nhit + 1  
jhit(nhit) = j  
dhit(nhit) = rcen  
continuação...
```

## 2.2.2 O parâmetro de identificação de encontros próximos

Quando o método de integração escolhido é o simplético híbrido, o código ativa o algoritmo Burlish-Stoer para integrar um encontro próximo, e usa a técnica simplética para calcular os termos remanescentes, como descrito por Widsom e Holman (1991). Neste caso, é necessário que o usuário defina a distância crítica ( $r_{crit}$ ) de aproximação de um objeto a outro a partir da qual um encontro próximo é iniciado. Essa escolha é que define o critério de troca entre os dois regimes de integração do método híbrido. O valor deste parâmetro é extremamente importante. Se  $r_{crit}$  é escolhido pequena, o encontro pode não ser tratado adequadamente. Por outro lado, se  $r_{crit}$  é excessivamente grande, ocorre um aumento no uso do Burlish-Stoer e na demanda de tempo de processamento (Chambers, 1999), fazendo com que a integração perca a vantagem do uso do integrador simplético. Duncan et al. (1998) sugere que um valor adequado para a  $r_{crit}$  de cada corpo seja de 3 raios de Hill ( $3R_H$ ). Este valor tem sido usado em estudos anteriores da formação de planetas terrestres (Chambers, 2001; O’Brien et al., 2006; Raymond et al., 2004; 2005; 2006; 2007; 2009) e também foi o valor utilizado em nossas simulações.

É importante notar que simulações do último estágio da acreção de planetas terrestres se iniciam com embriões planetários com massas entre as da Lua e de Marte (Kokubo & Ida, 2000). Estes corpos podem percorrer 3 raios de Hill em apenas um único passo de integração, o que resultaria numa falha na checagem de encontros próximos e grandes erros na integração (Chambers, 1999). Para evitar essa inconveniência Chambers (1999) usou uma segunda estratégia durante a escolha do valor adequado para  $r_{crit}$ . A escolha deste valor passou a ser feita considerando também a velocidade do corpo com menor semi-eixo maior, denominada  $v_{max}$ , e o passo de tempo de integração da simulação ( $h$ ). Esse valor passou a ser definido como o máximo entre  $3R_H$  e  $0.4hv_{max}$ .

Como mencionado anteriormente, colisões são sempre consideradas perfeitamente construtivas. Quando uma colisão ocorre é necessário combinar os corpos envolvidos, remover os corpos indesejados, reindexando as variáveis usados para armazenar os dados dos corpos, e finalmente recalculando os dados dos corpos sobreviventes que foram alterados, como por exemplo, a massa de um embrião que possa ter colidido com um planetesimal. A rotina chamada MXX\_ELIM.FOR é a responsável por eliminar os corpos indesejados, ou seja, aqueles que foram incorporados a outro em uma colisão, ejetados ou colidiram com o corpo central. Na prática, isto consiste em reindexar as variáveis usadas para armazenar todos os dados dos corpos deixando apenas os objetos sobreviventes. O defeito no código é a incorreta reindexação das variáveis de cada corpo, feita dentro da estrutura de repetição Do-loop que se inicia na linha 6685 da versão regular do programa. Neste ponto, observe que a variável  $r_{crit}$  não está sendo reindexada (Rodney Gomes, comunicação pessoal), o que pode resultar em corpos portando valores de  $r_{crit}$  inconsistentes

com a definição deste parâmetro. Em outras palavras, alguns objetos do sistema podem receber valores de  $r_{crit}$  de outros objetos. Isso poderia resultar em um drástico tratamento de encontros próximos durante uma simulação, influenciado pela incorreta troca entre os dois integradores do método híbrido.

A cada execução da rotina MXX\_ELIM.FOR, é invocada consecutivamente a rotina MCE\_INIT.FOR. Sua tarefa é recalculer os novos dados de cada corpo, como por exemplo raio físico, densidade e  $r_{crit}$ . Essas duas rotinas são executadas em três partes do código sempre seguidas uma da outra. Estas partes são: após identificação de colisão (corpo central não está envolvido), após colisão com corpo central e após alguma ejeção de corpo do sistema. Observe que para ejeções ou colisões com o corpo central é totalmente desnecessário recalculer alguns dados dos corpos como por exemplo  $r_{crit}$ , já que a massa dos objetos não mudariam<sup>b</sup>. Com isso em mente, Chambers (1999) criou uma variável sinalizadora (*rcritflag*). Esta variável contém um valor lógico como forma de informar a rotina MCE\_INIT.FOR quando deve, ou não, ser recalculado, para cada corpo, o valor de  $r_{crit}$ . Em outras palavras, apenas em colisões onde o corpo central não está envolvido é feito o cálculo do novo valor  $r_{crit}$ . Curiosamente, neste caso, o cálculo do novo valor desse parâmetro age como uma “vacina” eliminando o problema causado pela rotina MXX\_ELIM.FOR.

No entanto, seguindo o fluxo de execução do código, as próximas etapas consistem da checagem de colisões com o corpo central e de ejeções de corpos do sistema. Na eventual identificação de colisões com o corpo central ou ejeções de corpos do sistema, os corpos são removidos e a reindexação das variáveis é feita novamente de forma incorreta pela rotina MXX\_ELIM.FOR. Diferente do caso anterior, a execução, consecutiva, da rotina MCE\_INIT.FOR não requisita o recálculo de  $r_{crit}$ , através do valor da variável sinalizadora, passado como argumento da função (*rcritflag*). Isto mantém a reindexação incorreta feita em MXX\_ELIM.FOR durante, pelo menos, um passo de integração. Neste caso, é possível que o valor de  $r_{crit}$  de alguns dos corpos do sistema possam diferir consideravelmente dos seus valores adequados. Por consequência, o tratamento de encontros próximos durante toda a integração numérica deixa de ser um processo criterioso e bem definido, podendo apresentar grande sensibilidade a parâmetros como distância do Sol na qual um objeto é considerado ser ejetado, da massa dos corpos do sistema e até mesmo da disposição dos corpos no arquivo de condições iniciais.

---

<sup>b</sup>De fato, colisões com o corpo central alterariam sua massa, mas é provável que o autor do código tenha considerado essa variação negligenciável

### 2.2.2.1 Proposta de Correção

Para corrigir este problema é necessário adicionar a instrução  $\text{rcrit}(j) = \text{rcrit}(l)$  na rotina MXX\_ELIM.FOR dentro da estrutura de repetição que se inicia na linha 6685 da versão regular e pública do MERCURY como mostrado a seguir.

Parte regular do código:

```
c Eliminate unwanted objects  
do k = 1, nelim  
do j = elim(k) - k + 1, elim(k + 1) - k - 1  
l = j + k  
x(1, j) = x(1, l)  
x(2, j) = x(2, l)  
x(3, j) = x(3, l)  
continuação...
```

Correção proposta:

```
c Eliminate unwanted objects  
do k = 1, nelim  
do j = elim(k) - k + 1, elim(k + 1) - k - 1  
l = j + k  
rcrit(j) = rcrit(l)  
x(1, j) = x(1, l)  
x(2, j) = x(2, l)  
x(3, j) = x(3, l)  
continuação...
```

## 2.3 Simulações

A partir das correções propostas anteriormente, nós criamos uma versão corrigida do pacote MERCURY e nesta seção são apresentados os resultados produzidos pelas diferentes versões do código. Isso é feito analisando os resultados obtidos pelo uso da versão regular contra aqueles obtidos através da versão corrigida, a partir de um idêntico conjunto de condições iniciais. Foram realizadas, no total, 12 simulações do último estágio da formação de planetas terrestres, ou seja, 6 simulações para cada versão do código. O perfil de densidade superficial de massa do disco, adotado nestes experimento, foi  $\Sigma(r) = \Sigma_1 r^{-\alpha}$

com  $\alpha = 1.5$  (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981). A densidade superficial de massa a 1 UA ( $\Sigma_1$ ) do Sol foi considerada igual a  $8\text{g/cm}^2$  (Hayashi et al., 1981). O disco estende-se de 0.5 UA até 4.0 UA, tendo metade de sua massa distribuída entre embriões planetários e a outra metade entre planetesimais. A massa de cada embrião planetário é proporcional a  $r^{3/2(2-\alpha)}\Delta^{3/2}$ , onde  $\Delta$  é o número de raios de Hill mútuos, representando o espaçamento entre um embrião e outro (Kokubo & Ida, 2000). Planetesimais são considerados não interagir entre eles, mas somente com embriões e planetas gigantes, e são distribuídos com número proporcional a  $r^{-\alpha+1}$  e massa igual a  $0.0025M_\oplus$ . Cada simulação contém aproximadamente 1000 planetesimais e  $\sim 70$  embriões planetários espaçados entre si por 5-10 raios de Hill mútuos (Kokubo & Ida, 2000). O passo de integração considerado neste estudo foi de 6 dias.

Nós consideramos três diferentes configurações de planetas gigantes como em Raymond et al., (2009):

- Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais,
- Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais, mas excentricidades alteradas excentricidade para  $e_J = e_S = 0.1$ , e
- apenas Júpiter em sua órbita atual.

Do total das 6 simulações para cada versão do código, foram realizadas duas para cada configuração de planetas gigantes, cada uma com condições iniciais de planetesimais e embriões planetários levemente diferentes. Planetesimais e embriões planetários estavam inicialmente em órbitas circulares. A inclinação orbital desses objetos foram escolhidas aleatoriamente num intervalo de 0.0001 até 0.001 graus, e suas anomalias médias foram tomadas variando no intervalo de 0 até 360°. O valor inicial dos argumentos do pericentro e longitude do nodo ascendente desses corpos foram assumidos iguais a zero.

É importante deixar claro que a apresentação dos resultados produzidos por cada versão do código tem principalmente caráter ilustrativo. Comparar as características finais dos sistemas de planetas formados por cada versão do código, usando um mesmo conjunto de condições iniciais, é um ponto bastante delicado neste tipo de estudo. O último estágio da acreção de planetas terrestres é um processo altamente estocástico. Logo, o limitado número de simulações aqui realizadas não seria suficiente para fornecer conclusões estatísticas. Entretanto, durante este estudo foram tomados diversos cuidados com a execução dessas 12 simulações. Foram usados os mesmos compiladores, e todas as simulações foram executados nos mesmos tipos de processadores, de forma contínua, de 0 Ma até 200 Ma (simulações não foram interrompidas e reiniciadas). Isso foi feito com o intuito de eliminar efeitos estocásticos que poderiam se apresentar em razão dessas situações.

## 2.4 Resultados

### 2.4.1 Colisões irrealísticas com o Sol

Os dois problemas do código aqui relatados, poderiam se manifestar em simulações da formação de planetas terrestres, em função das características destes experimentos (grande número de encontros próximos e uso do integrador híbrido). Observe que essas são as condições necessárias para os defeitos do código se manifestarem (Seção 2.2). No nosso caso, todas as colisões irrealísticas com o Sol ocorreram em razão de encontros próximos de embriões planetários, ou planetesimais, com o planeta Júpiter. Encontros próximos de embriões e planetesimais ou entre dois embriões não resultaram, nestes experimentos, em colisões irrealísticas com o Sol.

Em simulações como as realizadas aqui, corpos em determinadas regiões do disco protoplanetário podem ser perturbados dinamicamente adquirindo órbitas de altas excentricidades (Chambers, 2001). Este tipo de efeito tende a aumentar a probabilidade de encontros próximos com Júpiter quando estes objetos se aproximam do apocentro de suas órbitas. A Figura 2.1 mostra um desses casos. Nesta simulação, nós identificamos uma colisão irrealística, de um planetesimal com o Sol, em uma simulação usando a versão regular do MERCURY e considerando inicialmente Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais.

Nessa figura, as características da evolução orbital do objeto são mostradas até o momento de colisão com o corpo central. Observe na Figura 2.1 que, apesar do código considerar uma colisão com este objeto, os dados do último instante mostram que a distância do planetesimal ao Sol é superior a 5 UA, enquanto que sua distância à Júpiter é extremamente pequena. De fato, este instante corresponde ao momento de máxima aproximação do objeto a Júpiter. Isto resulta numa forte variação dos elementos orbitais osculadores do objeto, logo, antes que aconteça o próximo passo de integração, o código rotula este objeto como colidido com o corpo central (irrealisticamente) conforme discutido anteriormente.

A fim de mostrar como seria a evolução deste objeto se o defeito no código não existisse, usando a versão corrigida, nós integramos exatamente o mesmo conjunto de condições iniciais e seguimos novamente a órbita do mesmo corpo, para comparar com a Figura 2.1. A Figura 2.2 mostra este resultado. Ela ilustra claramente que a órbita do corpo produzida por cada versão do código é exatamente a mesma até o último instante de tempo mostrado na Figura 2.1. Enquanto que, na versão regular o planetesimal teria colidido com o Sol (irrealisticamente), em nossa versão corrigida o corpo permanece no sistema (Fig. 2.2-zomm (a)) até quando é ejetado (Fig. 2.2 -zoom (b)) 200000 anos mais tarde.

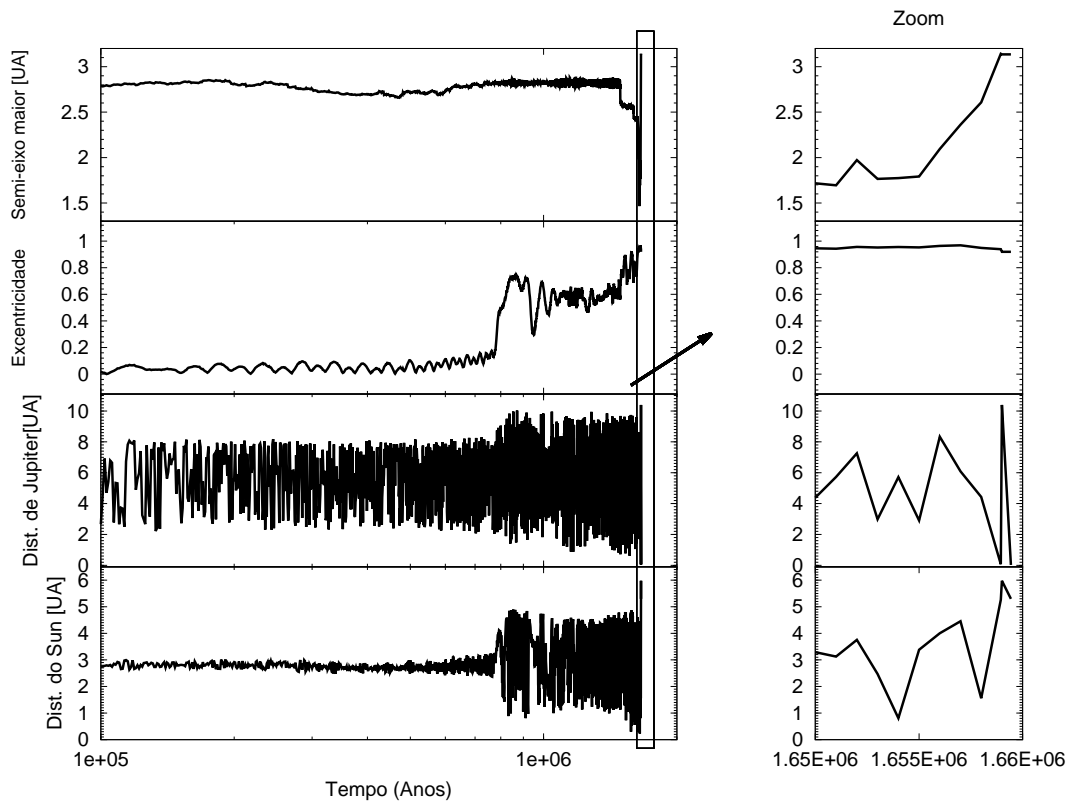


Figura 2.1: Exemplo da evolução dinâmica de um planetesimal rotulado irrealisticamente como colidido com o Sol. A versão usada do MERCURY nesta simulação é a regular. Os dados do último instante de tempo mostrados nesta figura correspondem ao momento de máxima aproximação do objeto a Júpiter, durante o encontro próximo. Neste caso, antes da execução do próximo passo de integração, o objeto colide (irrealisticamente) com o corpo central.

Um encontro próximo, de um embrião planetário ou planetesimal com Júpiter, pode resultar em uma rápida variação nos elementos osculadores do menor objeto, satisfazendo o critério necessário para ocorrer colisões irrealísticas com o corpo central. No entanto, como vimos na simulação usando a versão corrigida, depois de um encontro próximo com Júpiter é muito provável que um objeto deste tipo tenha um tempo de vida bastante curto, e que apenas interaja fracamente com os outros corpos do disco protoplanetário. O mais provável é que este objeto seja rapidamente ejetado, colida com Júpiter ou até mesmo com o Sol (realisticamente) como evidenciamos na maioria de nossas simulações. Isto tende a minimizar as consequências do defeito do código, no uso da versão regular do MERCURY, em simulações similares as nossas. Todavia, a situação pode não ser tão favorável em outros tipos de sistemas dinâmicos, ou em estudos com abordagens estatísticas, dando importância a correção do código.

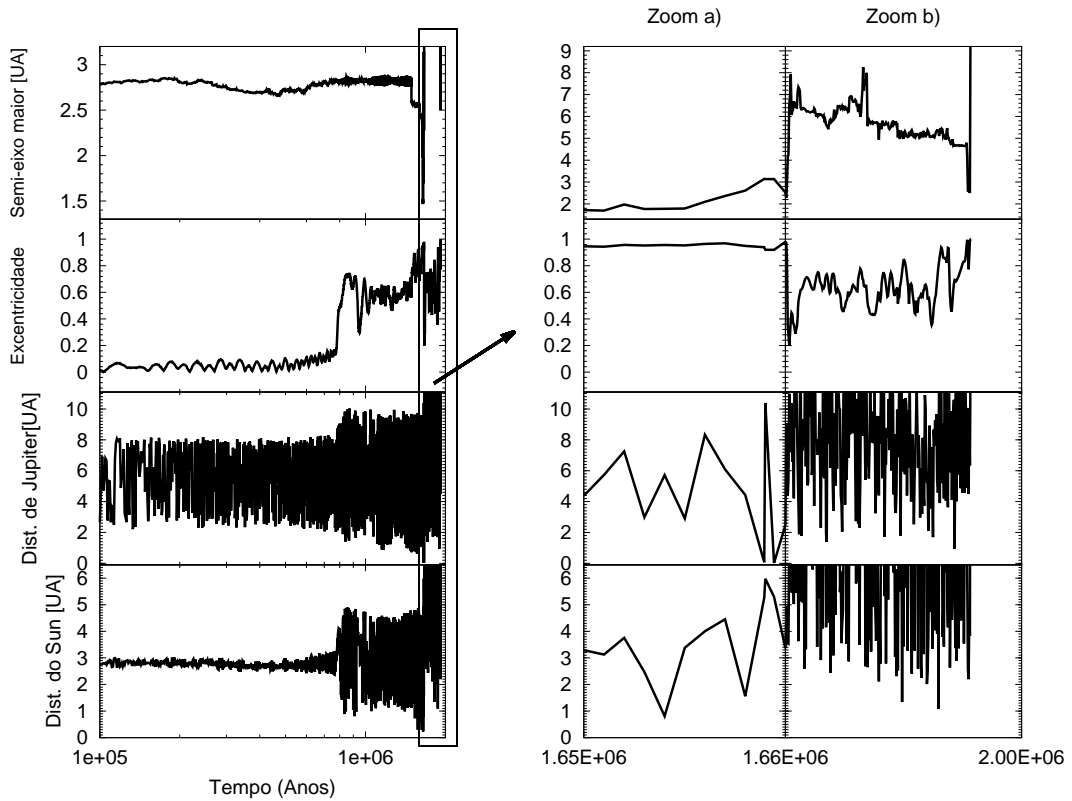


Figura 2.2: Exemplo da evolução dinâmica de um planetesimal que seria rotulado irrealisticamente como colidido com o Sol no uso da versão regular do pacote MERCURY. Nesta simulação, é usada a versão corrigida do código. A órbita do corpo produzida por esta versão é exatamente a mesma até o último instante de tempo mostrado na Figura 2.1. Enquanto que, na versão regular o planetesimal teria colidido com o Sol (irrealisticamente), feita a correção este objeto permaneceria “vivo” (Fig. 2.2-zomm (a)) até ser ejetado do sistema (Fig. 2.2 -zoom (b)) 200000 anos mais tarde.

## 2.4.2 A evolução da massa do disco protoplanetário

As Figuras 2.3 e 2.4 mostram a evolução temporal da massa restante do disco (massa em embriões e planetesimais sobreviventes) e também a quantidade de massa perdida através de ejeções, colisões com o Sol e colisões com Júpiter. Estes valores são produzidos para cada versão do código a partir de uma mesmo conjunto de condições iniciais. A Figura 2.3 mostra a evolução de sistemas inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A Figura 2.4 corresponde ao caso onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais mas com excentricidades alteradas para ( $e_J = e_S = 0.1$ ).

Nas Fig. 2.3 e 2.4 é notável que a quantidade de massa colidida com o corpo central é substancialmente maior em simulações usando a versão regular do código. Isto é esperado devido às irrealísticas colisões com o corpo central identificadas no uso desta versão. Após

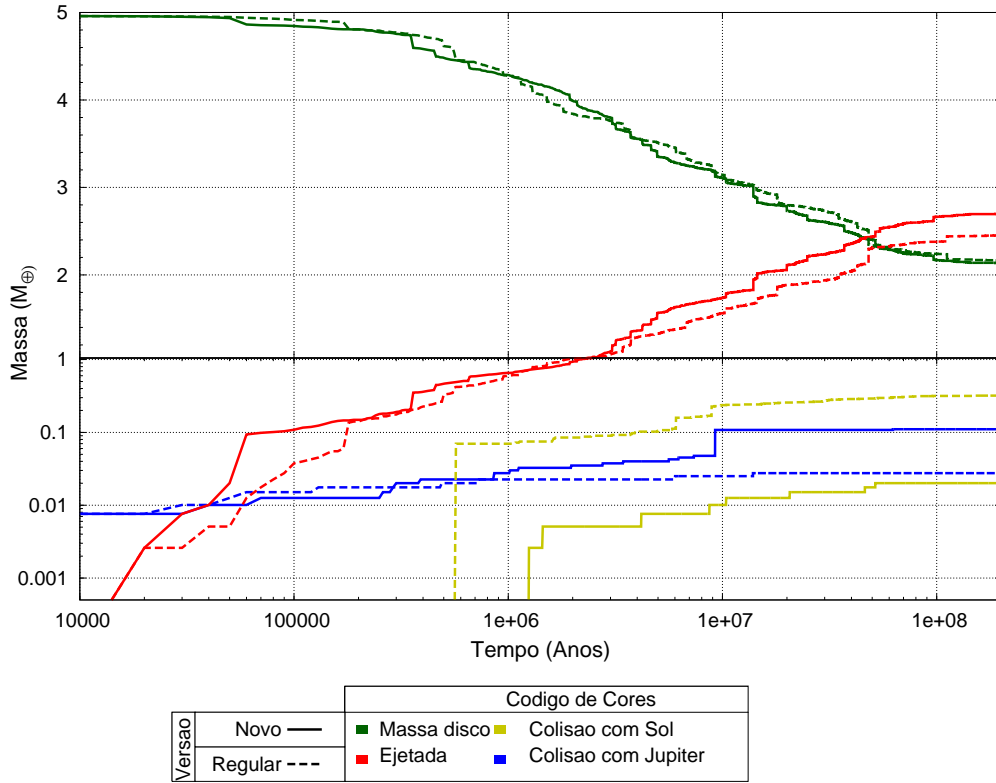


Figura 2.3: Evolução temporal da massa restante do disco (embriões planetários + planetesimais) e quantidade de massa perdida por diferentes mecanismos: ejeção, colisão com o Sol e colisão com Júpiter. Nestas simulações Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais. Os resultados foram obtidos a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais do disco protoplanetários. A linha tracejada corresponde à simulação usando a versão regular do MERCURY e a linha sólida corresponde à simulação usando a versão corrigida.

a correção deste problema nós observamos que a tendência natural é ocorrer um aumento da quantidade de massa perdida através de ejeções. Por isso, nós acreditamos que este defeito do código não seja muito importante para este tipo de simulação.

A quantidade de massa final do sistema (a soma das massas dos objetos sobreviventes) é bastante similar quando observamos os resultados produzidos por cada versão do código na Figuras 2.3. Por outro lado, a Figura 2.4 mostra um resultado bastante contrastante, onde a diferença na massa final de cada simulação é muito expressiva. Esses resultados mostram que a combinação dos defeitos do código e a estocasticidade desse tipo de simulação pode resultar na produção de resultados significativamente diferentes a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais. Nos sistemas representados na Figura 2.4, a simulação usando o código corrigido apresentou um forte período de instabilidade dinâmica entre 30 e 40 Ma, resultando em uma grande quantidade de massa ejetada, diferente

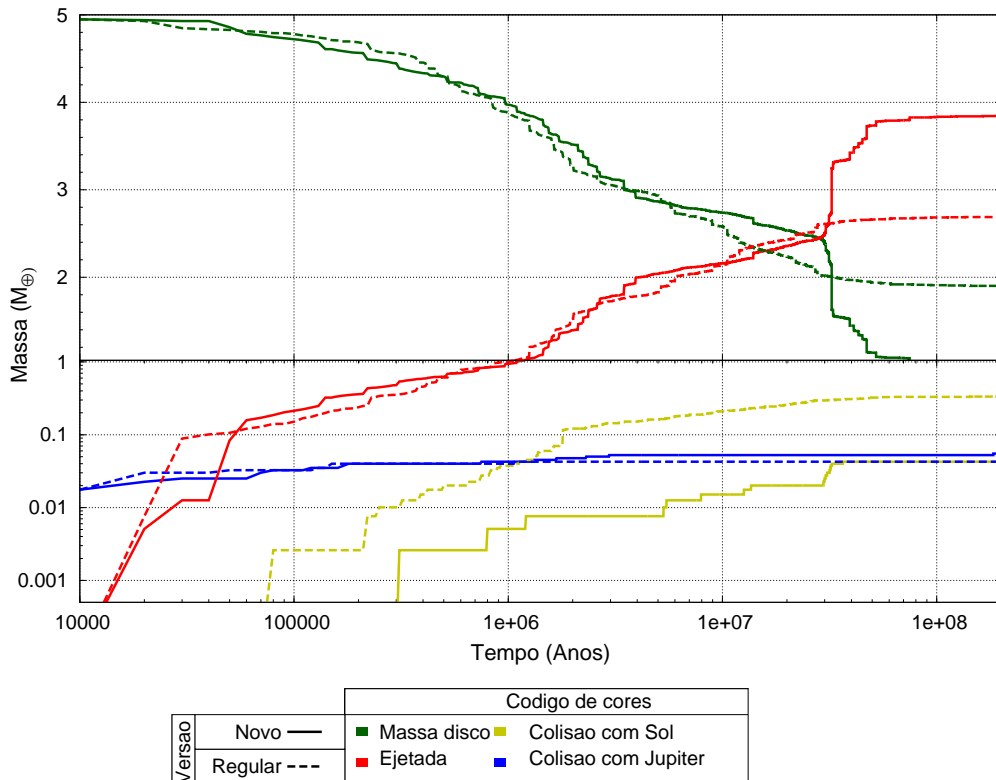


Figura 2.4: Evolução temporal da massa restante do disco (embriões planetários + planetesimais) e quantidade de massa perdida por diferentes mecanismos: ejeção, colisão com o Sol e colisão com Júpiter. Nestas simulações Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais mas com valores de excentricidades alterados para 0.1. Os resultados foram obtidos a partir de um mesmo conjunto de condições iniciais do disco protoplanetários. A linha tracejada corresponde à simulação usando a versão regular do MERCURY e a linha sólida corresponde à simulação usando a versão corrigida.

do resultado obtido com a outra versão.

### 2.4.3 Sistemas Planetários Formados

As Figuras 2.5, 2.6, 2.7 e 2.8 mostram a estrutura dos discos protoplanetários em um diagrama semi-eixo maior versus excentricidade para diferentes instantes de tempo. A Figura 2.5 é obtida a partir do uso da versão regular do código, enquanto que a Figura 2.6 a partir da versão corrigida. Nesses dois últimos casos, Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais, enquanto que, nas simulações mostradas nas Figuras 2.7 e

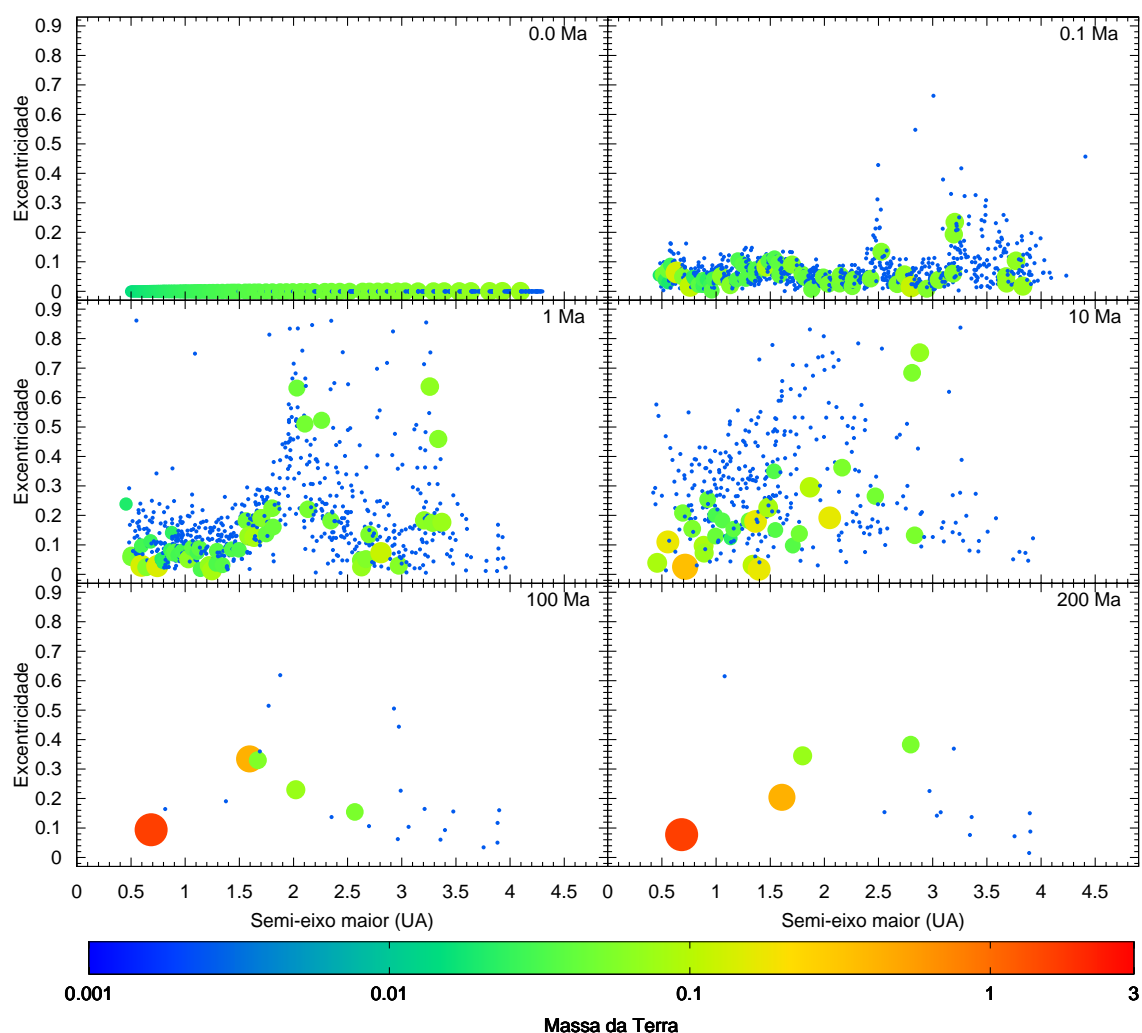


Figura 2.5: “Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A versão usada do MERCURY é a versão regular. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a  $M^{1/3}$  e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra.

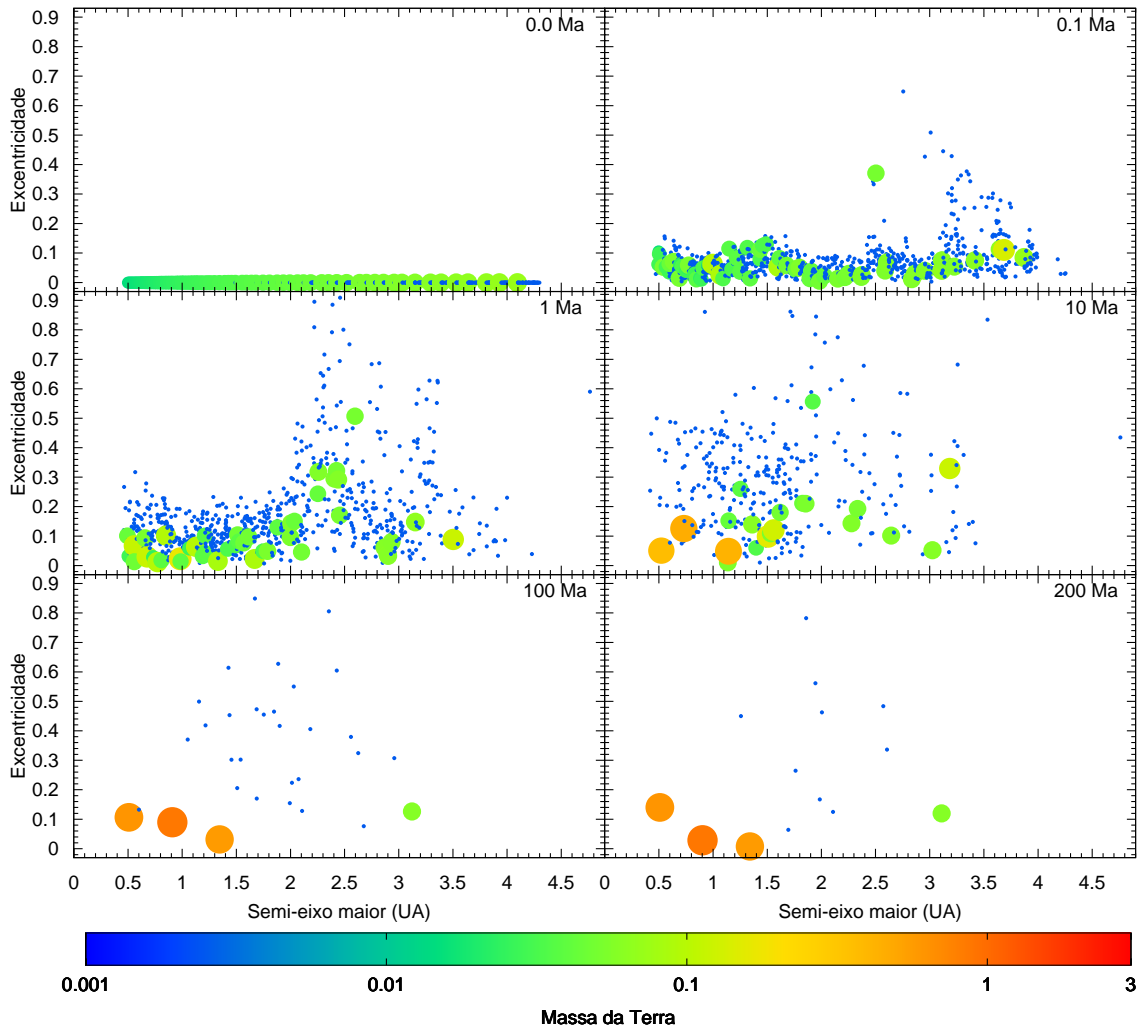


Figura 2.6: “Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A versão usada do MERCURY é a versão corrigida. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a  $M^{1/3}$  e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra.

2.8 Júpiter e Saturno têm estes mesmos elementos orbitais, exceto os valores das excentricidades que foram alterados para  $e = 0.1$ . A configuração inicial do disco protoplanetário (distribuição de embriões planetários e planetesimais) é a mesma nos 4 casos.

Na comparação das Fig. 2.5 e 2.6 ou Fig. 2.7 e 2.8, é evidente que a estrutura do disco protoplanetário produzida por cada uma das versões do código mostram diferenças significativas durante a evolução dinâmica do sistema. Por exemplo, após 1 Ma, a localização da ressonância secular  $\nu_6$  aparece em regiões diferentes na comparação das Figuras 2.5 e 2.6, ou equivalentemente, quando são comparadas as Figuras 2.7 e 2.8. A Fig. 2.5 mostra que o pico da excentricidade, em razão a  $\nu_6$ , está ao redor de 2.0UA, enquanto

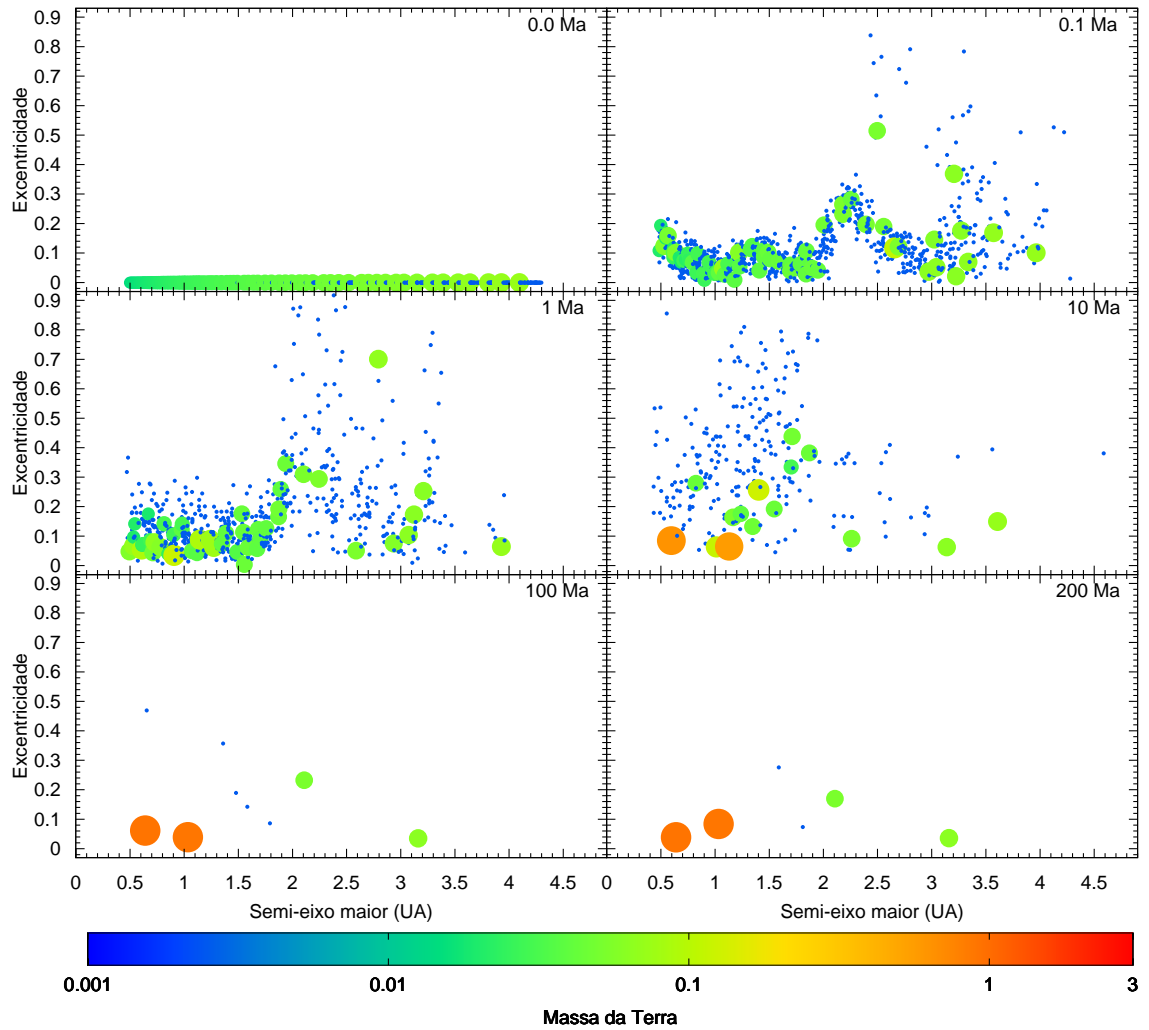


Figura 2.7: “Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais, mas com excentricidades alteradas para 0.1. A versão usada do MERCURY é a versão regular. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a  $M^{1/3}$  e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra.

que na Fig 2.6, este é notado ao redor de 2.2UA.

No caso da Figura 2.7, o efeito da ressonância secular  $\nu_6$ , aumentando a excentricidade, dos corpos é visto após 0.1 Ma de forma destacada ao redor de 2.3 UA. No entanto, seu efeito é bem menos pronunciado na Figura 2.8, comparando os mesmos instantes de tempo. Todas estas diferenças na evolução dos discos protoplanetários são resultados esperados. Corrigindo o problema do código afetando a troca entre as técnicas de integração, usada pelo algoritmo híbrido, todos os encontros próximos são tratados de forma correta e consequentemente a evolução do sistema pode mudar. Neste último caso a correção das colisões irrealísticas com o Sol, também deve ter uma contribuição na diferença da evolução

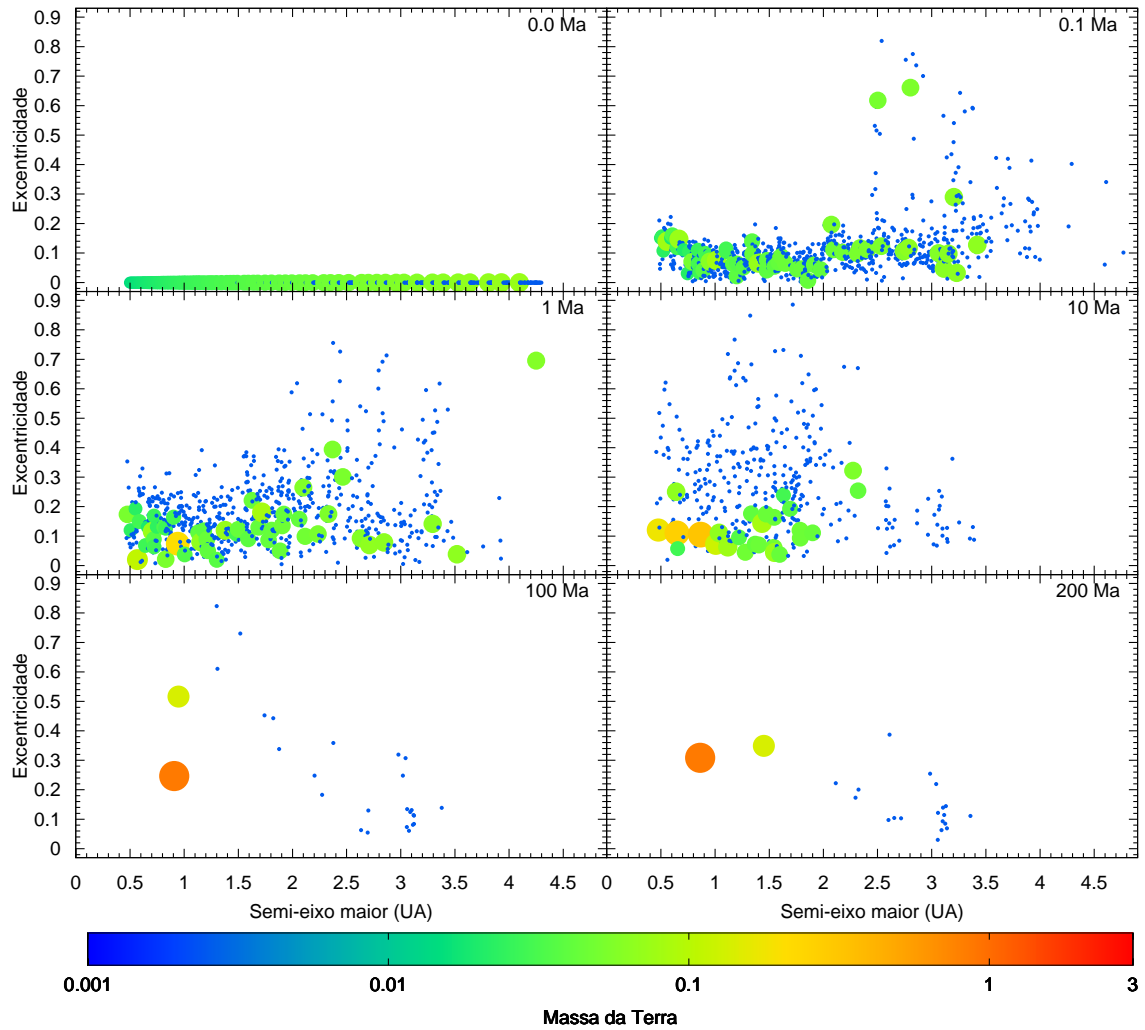


Figura 2.8: “Snapshots” da evolução dinâmica de um sistema inicialmente com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais, mas com excentricidades alteradas para 0.1. A versão usada do MERCURY é a versão corrigida. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, é proporcional a  $M^{1/3}$  e não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a massa de cada objeto, em massas da Terra.

de cada simulação, isto é, versão corrigida contra regular. É importante deixar claro que os resultados apresentados aqui, especialmente estes ilustrando tais diferenças, não devem ser tomados como tendências ou características obedecidas pelo uso de cada uma das versões do código, em razão da estocasticidade deste tipo de experimento numérico. Para um estudo detalhado sobre a localização de ressonâncias seculares em simulações da formação de planetas terrestres nós recomendamos a leitura do Capítulo 3 desta tese.

## 2.5 Considerações Finais

Neste capítulo nós analisamos e corrigimos dois defeitos de programação encontrados no pacote MERCURY, um conhecido integrador de N-corpos designado para estudos da dinâmica planetária.

Nós notamos que o critério usado no reconhecimento de colisões com o corpo central pode resultar na identificação de colisões irrealísticas em simulações da formação de planetas terrestres. Discutimos também, que de forma geral, a origem desse defeito tem como pré-requisito a ocorrência de encontros próximos durante a evolução do sistema dinâmico estudado.

Apesar do grande número de encontros próximos entre embriões e planetesimais, ou somente entre embriões, em nossos experimentos, nós constatamos que as causas das colisões irrealísticas com o Sol, apareceram sempre ligadas a ocorrência de encontros próximos com o planeta Júpiter. Por isso, nossos resultados indicam que este defeito do código pode não afetar qualitativamente os resultados de nossas simulações. Como mostrado na Figura 2.2, após a correção do “bug”, o tempo de vida de um planetesimal ou embrião planetário (em um encontro próximo com Júpiter) deve ser extremamente curto e é provável que objetos deste tipo não contribuam significativamente para a acreção de massa na zona terrestre. Entretanto, destacamos novamente, que tais atestações podem ser somente válidas no âmbito destes experimentos, e as consequências deste defeito do código para outros estudos podem ser completamente adversas as nossas, e talvez de grande importância.

Por outro lado, o segundo defeito do código é altamente crítico e se manifesta de forma bastante complexa podendo alterar o correto tratamento de encontros próximos e a troca dos integradores no algoritmo híbrido. No entanto, por causa do alto grau de estocasticidade, presente em simulações da acreção de planetas terrestres, seria necessário um grande número de experimentos numéricos para constatarmos se existiria alguma diferença ou tendência significativa entre os resultados produzidos por cada uma das versões. Todavia, tal estudo se encontra fora do escopo deste trabalho.

O MERCURY é um pacote de integração polivalente e é provável que alguns estudos sejam mais suscetíveis aos defeitos do código do que outros. Sendo assim, é extremamente importante a implementação dessas duas correções no código, para que, os resultados obtidos sejam confiáveis e verdadeiramente representativos da dinâmica do problema estudado. Com isso em mente, e com a implementação feita (disponível em caso de solicitação), nós estamos aptos a seguir nosso estudo da formação de planetas terrestres. Os resultados apresentados nos capítulos seguintes foram obtidos utilizando a versão corrigida do pacote MERCURY.

# Capítulo 3

## Efeitos do perfil de densidade superficial de massa

Nesse capítulo, nós apresentamos um estudo da última fase da acreção de planetas terrestres. Isso é feito analisando a evolução dinâmica de um grande número de planetesimais e embriões planetários para diferentes perfis de densidade superficial de massa, e diferentes parâmetros orbitais de Júpiter e Saturno. Primeiramente, é feito um estudo dos dez primeiros milhões de anos da evolução do disco, quando as ressonâncias seculares, principalmente a  $\nu_6$ , afetam significativamente a dinâmica dos embriões planetários e planetesimais. Na fase seguinte, as simulações são integradas até 300 Ma a fim de identificarmos as características gerais dos conjuntos de planetas terrestres formados, relacionando-as com os diferentes perfis de densidade superficial do disco e configurações de planetas gigantes.

### 3.1 Introdução

Os planetas gigantes do Sistema Solar tiveram um profundo efeito sobre a formação dos planetas terrestres. Como mostrado por muitos autores incluindo Wetherill (1990a&b, 1994, 1996), Agnor et al (1999), Chambers e Wetherill (1998), Chambers (2001), Chambers & Cassen (2002), Levison & Agnor (2003), Raymond et al (2004, 2005a&b, 2006, 2007, 2009) e Agnor & Lin (2012), o conjunto final destes planetas, suas massas e as quantidades de água estão fortemente relacionadas com a estrutura dinâmica e propriedades orbitais de Júpiter e Saturno. Em outras palavras, tais características dependem diretamente da perturbação imposta pelos planetas gigantes na zona de acreção terrestre. Neste caso, ressonâncias de movimento médio (Nesvorny & Morbidelli, 1998) e ressonâncias seculares (Milani e Knezevic, 1990) contribuem significativamente.

Uma ressonância secular ocorre quando a precessão das órbitas de dois objetos estão em

sincronia. Ou seja, quando existe uma comensurabilidade entre as frequências de precessão do pericentro (ou do nodo) das órbitas do corpo perturbado e o corpo perturbador. Para os planetas do Sistema Solar, essas frequências são usualmente indicadas por  $g_j$ , aquelas associadas ao pericentro, e por  $s_j$  (algumas vezes  $f_j$ ), aquelas controlando os nodos, onde  $j$  representa o número do planeta contado a partir do Sol (Milani & Knezevic, 1990). Por exemplo,  $g_6$  e  $f_6$  são as taxas de precessão das longitudes do pericentro ( $\varpi_6$ ) e do nodo ( $\Omega_6$ ) de Saturno. As correspondentes frequências para um pequeno objeto, tal como um asteroide, são denotadas por  $g$  e  $f$ . Uma ressonância entre um pequeno corpo e um planeta ocorre quando  $g - g_j \approx 0$  ou  $f - f_j \approx 0$  e são denominadas  $\nu_j$  e  $\nu_{1j}$ , respectivamente.

As ressonâncias seculares associadas a Júpiter e Saturno aumentam a excentricidade (ou inclinação) de pequenos objetos interiores as suas órbitas, ejetando ou fazendo esses corpos colidirem com o Sol ou outros corpos do sistema. Dessa forma, os planetas gigantes têm um papel importante esculpindo o cinturão de asteroides, ejetando massa, e também, restringindo a inclinação e excentricidades dos asteroides e a acreção de planetesimais e embriões planetários no último estágio da formação de planetas terrestres.

Entre as ressonâncias seculares, a  $\nu_6$  mostra ter um efeito significativo na dinâmica da fase inicial de discos protoplanetários, sendo a principal ressonância secular do Sistema Solar (Milani & Knezevic, 1990). Em conexão com a formação de planetas terrestres, como primeiro notado por Chambers e Wetherill (1998) e subsequentemente por Levison e Agnor (2003), essa ressonância altera significativamente as órbitas de planetesimais e embriões planetários, causando a ejeção do sistema de muitos desses objetos. Como a formação de planetas terrestres é um processo longo ( $> 100$  Ma; Lissauer, 1993), e, em seu último estágio, é primariamente governada pela interação mútua entre embriões planetários, é importante determinar como ressonâncias afetam a dinâmica desses corpos, e a sua distribuição através do disco, em particular, durante os primeiros milhões de anos da evolução do disco.

Como mencionado anteriormente, a dinâmica de discos protoplanetários e o processo da formação de planetas terrestres, em adição da perturbação dos planetas gigantes, são fortemente afetados pelas interações de planetesimais com embriões planetários, e a mútua interação entre os últimos corpos. Isso implica que a distribuição espacial desses objetos será um fator importante durante a fase de crescimento até corpos maiores. Em grande parte das simulações da formação de planetas terrestres, a densidade superficial do disco é considerada variar proporcionalmente a  $r^{-3/2}$ , onde  $r$  é a distância até o Sol. Esse modelo foi primeiro proposto por Weidenschilling (1977) e Hayashi (1981), e está baseado na hipótese que os planetas gigantes se formaram em suas órbitas atuais. Entretanto, é amplamente aceito que esses objetos não mantiveram suas órbitas iniciais e sofreram algum tipo de migração radial. Por exemplo, como mostrado por Fernandez e Ip (1984),

os planetas gigantes poderiam ter desviado de suas órbitas iniciais devido à troca de momento angular com um disco de planetesimais depois que o gás nebular foi dispersado. A migração radial dos planetas gigantes também foi usada por Malhotra (1993, 1995) para explicar a peculiar (altamente excêntrica, inclinada e com movimento caótico) órbita de Plutão, e por Malhotra (1996), e Hahn e Malhotra (2005) para explicar a estrutura dinâmica do cinturão de Kuiper. Mais recentemente, a migração de Júpiter e Saturno devido à interação com um disco de planetesimais massivos tem sido usada para explicar o atual estado do cinturão de asteroides (Tsiganis et al 2005, Minton e Malhotra 2009, 2011) e o intenso bombardeamento tardio (Gomes et al 2005).

O fato que os planetas gigantes migraram, combinado com seus efeitos perturbativos removendo material do disco protoplanetário sugere que a densidade superficial do disco protoplanetário poderia ter um perfil radial diferente de  $r^{-3/2}$ . Nesse trabalho, em adição a esse perfil de densidade superficial, derivado do cálculo da massa mínima da nebulosa solar (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981) nós estudamos também discos com densidades superficiais de massa proporcionais a  $r^{-0.5}$  e  $r^{-1}$ . A escolha desses perfis de densidades superficiais de massa é justificada através das novas estimativas da quantidade de massa mínima da nebulosa solar (Davis, 2005) e também pelas atuais observações e modelos teóricos de discos protoplanetários (Garaud & Lin, 2007). Observe também que para todo estes discos, que são menos íngremes que  $r^{-2}$ , a massa dos embriões planetários cresce com a distância heliocêntrica (Kokubo & Ida, 2000). Nosso objetivo é determinar como a  $\nu_6$  age na fase inicial da evolução de discos protoplanetários, e no início da formação de planetas terrestres, em discos com diferentes perfis de densidade superficial de massa. Nossa abordagem é para: identificar a localização dessa ressonância, estudar sua variação radial, determinar seus efeitos na ejeção e espalhamento de planetesimais e embriões planetários na zona terrestre, e, finalmente, relacionar essas análises com as características dos sistemas de planetas terrestres formados. Desde que a localização das ressonâncias seculares são funções das órbitas dos planetas gigantes, nós realizamos simulações considerando diferentes configurações orbitais para esses objetos.

Como parte deste capítulo, na seção 2 nós apresentamos nosso modelo. A seção 3 é composta pelas simulações numéricas e a análise dos resultados. Na seção 4, nós concluímos este estudo apresentando uma discussão das implicações dos nossos resultados para a formação de planetas terrestres.

## 3.2 O modelo do disco protoplanetário e condições iniciais

Desde que nós estamos interessados em estudar os efeitos da ressonância  $\nu_6$ , durante os primeiros milhões de anos do último estágio da acreção de planetas terrestres, nós consideramos sistemas compostos pelo Sol, um disco de planetesimais e embriões planetários e dois planetas gigantes com massas iguais àsquelas de Júpiter e Saturno. A densidade superficial do disco foi tomada variando com a distância radial em  $8 \text{ (g/cm}^2\text{)} r^{-\alpha}$ , onde nós consideramos  $\alpha = 0.5, 1$  e  $1.5$ . O valor de densidade superficial considerado a 1 UA, igual a  $(8\text{g/cm}^2)$ , está em concordância com o estimado a partir da massa mínima da nebulosa solar (Hayashi, 1981) e pode ser tomado com um limite inferior para a quantidade de massa nesta região.

Nós distribuímos aleatoriamente 1000 planetesimais (objetos que não interagem uns com os outros, mas interagem com os outros corpos do sistema) e  $\sim 70$  embriões planetários entre 0.5 e 4 UA. Seguindo Kokubo & Ida (2000), os embriões planetários são espaçados radialmente uns dos outros por 5-10 raios de Hill mútuos. As massas desses objetos foram consideradas aumentando em função do semi-eixo maior ( $a$ ) e o número de raios de Hill mútuos ( $\Delta$ ) proporcionalmente a  $a^{3/4} \Delta^{3/2}$  (Raymond et al., 2004). Para o disco com o perfil de densidade superficial dado por  $\alpha = 0.5$ , a massa dos objetos protoplanetários variaram de 0.005 até 0.5 massas da Terra. No disco com  $\alpha = 1$  esse intervalo foi de 0.009-0.2 massas da Terra, e para  $\alpha = 1.5$  ele foi escolhido ser de 0.015-0.07 massas da Terra. As massas totais dos discos nos três modelos foram iguais a  $\sim 9.6, 6.6$  e  $4.9$  massas da Terra para  $\alpha = 0.5, 1$  e  $1.5$ , respectivamente.

Todos os planetesimais e embriões planetários estavam inicialmente em órbitas circulares. A inclinação orbital desses objetos foram escolhidas aleatoriamente num intervalo de 0.0001 até 0.001 graus, e suas anomalias médias foram tomadas variando no intervalo de 0 até  $360^\circ$ . O valor inicial dos argumentos do pericentro e longitude do nodo ascendente desses corpos foram assumidos serem zero.

Nessa primeira parte do estudo, nós consideramos três diferentes configurações orbitais para os planetas gigantes. Na primeira configuração, nós consideramos Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais (a partir de agora referida como JSC). Na segunda configuração, nós mudamos somente os valores iniciais de suas excentricidades orbitais para 0.1 (a partir de agora referida como JSCE) e na terceira configuração, nós consideramos os elementos orbitais destes planetas similares aqueles no Modelo de Nice (Tsiganis et al 2005, Gomes et al 2005, Morbidell et al 2005, a partir daqui chamado de Modelo de Nice). Esta última configuração de planetas gigantes é rotulada com a sigla JSNM.

Nós integramos nossos sistemas para diferentes combinações de perfil de densidade su-

perifical do disco e configuração de planetas gigantes. Para cada combinação, executamos três simulações variando levemente a distribuição de planetesimais e embriões planetários. Em todos os casos, foi utilizado o integrador híbrido em uma versão corrigida do pacote MERCURY (Chambers 1999, Izidoro et al. 2013 - em preparação), e os sistemas foram integrados por 300 Ma com um passo de integração de 6 dias.

### 3.3 Simulações Numéricas e Resultados

#### 3.3.1 Discos de partículas de teste

Para compreender como a  $\nu_6$  afeta a dinâmica de objetos em sua redondeza, nós primeiramente identificamos a localização dessa ressonância. De acordo com a teoria linear de perturbação secular, a  $\nu_6$  aparece quando a taxa de precessão apsidal ( $g$ ) de um pequeno corpo torna-se igual a de Saturno. Em um sistema planetário,  $g$  varia com o semieixo maior do objeto como

$$g = -f = \sum_{i=1}^N \frac{1}{4} n \left( \frac{M_i}{M_\odot} \right) \left( \frac{a}{a_i} \right)^2 b_{3/2}^{(1)}. \quad (3.1)$$

Nessa equação,  $n$  é o movimento médio do objeto,  $a$  é seu semieixo maior,  $M_i$  e  $a_i$  representam a massa e o semieixo maior do  $i$ -ésimo planeta,  $M_\odot$  é a massa do Sol,  $b_{3/2}^{(1)}$  é um coeficiente de Laplace e  $N$  é o número de planetas no sistema. A Figura 3.1 mostra o gráfico de  $g$  para uma partícula de teste em termos de seu semieixo maior. Os elementos orbitais dos dois planetas gigantes no gráfico superior são similares aqueles de Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. No gráfico inferior, esses valores são iguais a aqueles no Modelo de Nice. Note que, como na teoria linear de perturbação secular, as localizações das ressonâncias seculares são dadas apenas em função da massa e do semi-eixo maior dos planetas e das partículas, o painel superior também representaria o caso onde Júpiter e Saturno estão suas órbitas atuais, mas com excentricidades alteradas ( $e = 0.1$ ). No entanto é preciso cautela quanto as limitações dessa teoria no caso em que os perturbadores têm órbitas excêntricas ou inclinadas.

Como mostrado pela Figura 3.1, é esperado que a  $\nu_6$  ( $g - g_6 = 0$ ) apareça em 1.82 UA e 3.07 UA para cada configuração de planetas gigantes (figura superior e inferior). Sabemos que no modelo de Nice, Júpiter e Saturno estão inicialmente em órbitas circulares, logo, a ressonância  $\nu_6$  não se manifestaria. A fim de mostrarmos esta ressonância, como na Figura 3.1 (gráfico inferior), foram usados valores de excentricidade iguais a  $10^{-2}$  para Júpiter e Saturno. Por um questão de rigor, as localizações das ressonâncias  $\nu_5$  ( $g - g_5 = 0$ ),  $\nu_{16}$  ( $f - f_6 = 0$ ) serão mostradas ao longo de nosso estudo, em conjunto com uma breve

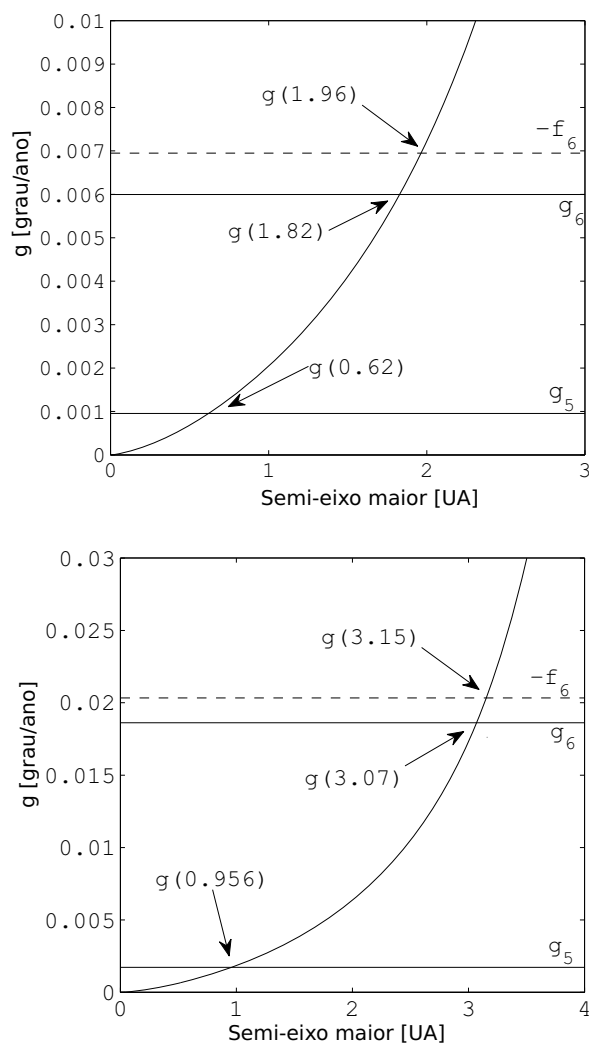


Figura 3.1: Gráficos da frequência de precessão  $g$  em função do semieixo maior de uma partícula de teste em um sistema com Júpiter e Saturno. Em cada painel, as linhas horizontais sólidas mostram as frequências de precessão secular do pericentro e a linha horizontal tracejada mostra a frequência de precessão nodal ( $-f$ ). O gráfico superior corresponde a um sistema onde os elementos orbitais de Júpiter e Saturno são similares aos seus valores atuais. A figura inferior corresponde a um sistema com Júpiter e Saturno como no Modelo de Nice. Note que, em razão do valor da frequência  $g$  depender apenas do semi-eixo maior dos planetas gigantes e da partícula e também das massas desses planetas (na teoria linear de perturbação secular), o gráfico superior também mostra a variação de  $g$  em um sistema onde as órbitas de Júpiter e Saturno são extra excêntricas. No entanto é preciso cuidado quanto à limitação desta teoria, sendo sua aplicação apenas adequada em sistemas com perturbadores e partículas inicialmente em órbitas de baixas excentricidades e inclinações.

análise da inclinação orbital em cada simulação.

É importante lembrar que a Equação 3.1 foi obtida através da teoria de perturbação secular linear, a qual só é bem aplicada a um sistema planetário na qual os planetas se movem em órbitas de baixa excentricidade e inclinação e na ausência de comensurabilidade entre o movimento médio de suas órbitas (Murray & Dermott, 1999). A localização das ressonâncias seculares computadas pela equação 3.1 estão desviadas em direção ao Sol, isso porque as auto-frequências são maiores quando incluído termos não lineares, principalmente no caso da  $\nu_6$  (Brouwer & Clemence, 1961; Milani et al, 1980). Em particular, essa diferença é devido, principalmente, à quase comensurabilidade (2:5) entre os movimentos médios de Júpiter e Saturno (Gomes, 1997). Isso sugere que uma forma mais precisa de identificar a localização das ressonâncias seculares seria resolver numericamente as equações completas do movimento de uma partícula de teste para diversas distâncias do Sol em órbitas internas a dos planetas gigantes. A Figura 3.2 mostra os resultados. Neste caso, a  $\nu_6$  aparece em torno de 2.1 UA para um sistema com Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais (JSC - painel superior), 1.9-2.0 UA quando os dois planetas gigantes têm excentricidades iguais a 0.1 (JSCE - painel central) e 3.25 UA quando eles têm inicialmente a configuração do modelo de Nice (JSNM - painel de baixo). Para efeito de comparação, nós também mostramos as localizações da ressonância  $\nu_5$  em cada sistema (de cima para baixo: 0.7, 0.9 e 1.2 UA).

Uma análise da inclinação orbital dos corpos em nossas simulações também é apresentada aqui. Primeiramente, nós mostramos a evolução da inclinação em simulações considerando partículas de teste com diferentes configurações orbitais dos planetas gigantes. A Figura 3.3 mostra que a ressonância secular  $\nu_{16}$  aparece ao redor de  $\sim 2.0$  AU para as configurações JSC e JSCE, como visto na Figura 3.3 (painéis superiores e inferiores) e por volta de 3.2 UA quando eles estão como no Modelo de Nice (JSNM- Figura 3.3, painel inferior). Em um disco de partículas de teste com Júpiter e Saturno em órbitas excêntricas (JSC ou JSCE), a ressonância  $\nu_{16}$  mostra um forte efeito aumentando a inclinação de corpos ao redor  $\sim 2.0$  AU até mais de 20 graus em menos de 1 Ma.

Além da localização das ressonâncias seculares também é interessante estimar a largura dessas ressonâncias. Levison & Agnor (2003) calcularam esses valores para  $\nu_5$  e  $\nu_6$  em um sistema considerando os 4 planetas gigantes do Sistema Solar e um disco partículas de teste. Nesse caso, suas larguras seriam de 0.08 UA e 0.2 UA para  $\nu_5$  e  $\nu_6$  respectivamente. Esses valores parecem consistentes com nossos resultados numéricos para partículas de teste e JSC (Figura 3.2 - painel superior). No entanto, comparativamente, quando Júpiter e Saturno são considerados como em suas órbitas atuais mas com as excentricidades alteradas para 0.1 (JSCE), nós notamos que as ressonâncias seculares podem aparecer em regiões levemente diferentes e apresentar uma maior largura, comparado à simulações

onde esses planetas estão inicialmente em órbitas dinamicamente mais frias (JSC). Como mostrado por Agnor & Levison (2003), o movimento secular forçado, causado pelos planetas gigantes, tem um importante papel na determinação da largura das ressonâncias seculares. Além disso, note também que, em órbitas dinamicamente mais quentes, a mútua perturbação entre Júpiter e Saturno é mais forte, resultando principalmente, numa significativa variação do semi-eixo maior de Saturno. Em nossas simulações, com um disco composto por partículas de teste, as amplitudes de variação do semi-eixo maior de Saturno foram de até  $\sim 0.08$  UA,  $\sim 0.2$  UA e  $\sim 0.07$  UA para as configurações JSC, JSCE e JSNM respectivamente. Em todos os casos, a variação do semi-eixo maior de Júpiter foi  $< 0.01$  UA. Tendo em vista que as localizações de ressonâncias seculares dependem primariamente do semi-eixo maior dos planetas gigantes, uma vez que esses valores variam significativamente ao longo do tempo, é esperado que estes efeitos causem também ligeiras variações na localização dessas ressonâncias ao longo do tempo, perturbando objetos ao longo de uma estreita região como visto nas Figuras 3.2 e 3.3. Por sua vez, estes fatores também devem estar correlacionados com a próxima comensurabilidade 2:5 entre os períodos de Júpiter e Saturno nos casos com JSC e JSCE.

A Figura 3.3 também mostra que para todas as configurações de planetas gigantes, a inclinação das partículas distribuídas inicialmente a distâncias maiores que 2 UA do Sol foi mantida a valores inferiores a 5 graus durante os primeiros 10 Ma de anos (com exceção daquelas objetos próximos a ressonâncias de movimento médio com Júpiter). Partículas orbitando inicialmente a parte interna do disco ( $< 1.8$  UA) também foram mantidas em órbitas de baixa inclinação, no entanto, o efeito secular sobre a inclinação dessas partículas é mais forte. Este resultado concorda com o previsto pela teoria linear de perturbação secular (Dermott & Murray, 1999).

É importante mencionar que a posição das ressonâncias seculares dependem também da excentricidade e inclinação inicial das partículas. Uma limitação da teoria linear de perturbação secular é que sua aproximação é somente adequada para partícula de teste com pequenas excentricidades e inclinações. Em um estudo semi-numérico sobre teoria de perturbação secular, Morbidelli & Henrard (1991) desenvolveram uma aproximação para descrever o movimento secular de partículas de teste em órbitas com altas excentricidades e inclinações. Eles examinaram a localização das ressonâncias seculares considerando diferentes valores de excentricidade e inclinação própria. Os resultados mostraram que aumentando a inclinação própria de 0 até 20 graus, a posição da ressonância  $\nu_6$  move para longe do Sol em uma região de 2.1 UA até 2.9 UA. No nosso estudo, este desvio não é observado, já que os valores iniciais de excentricidade e inclinação orbital dos objetos do discos são extremamente baixos (ou zero).

Com esta análise concluída e com a localização de cada ressonância mapeada, nós

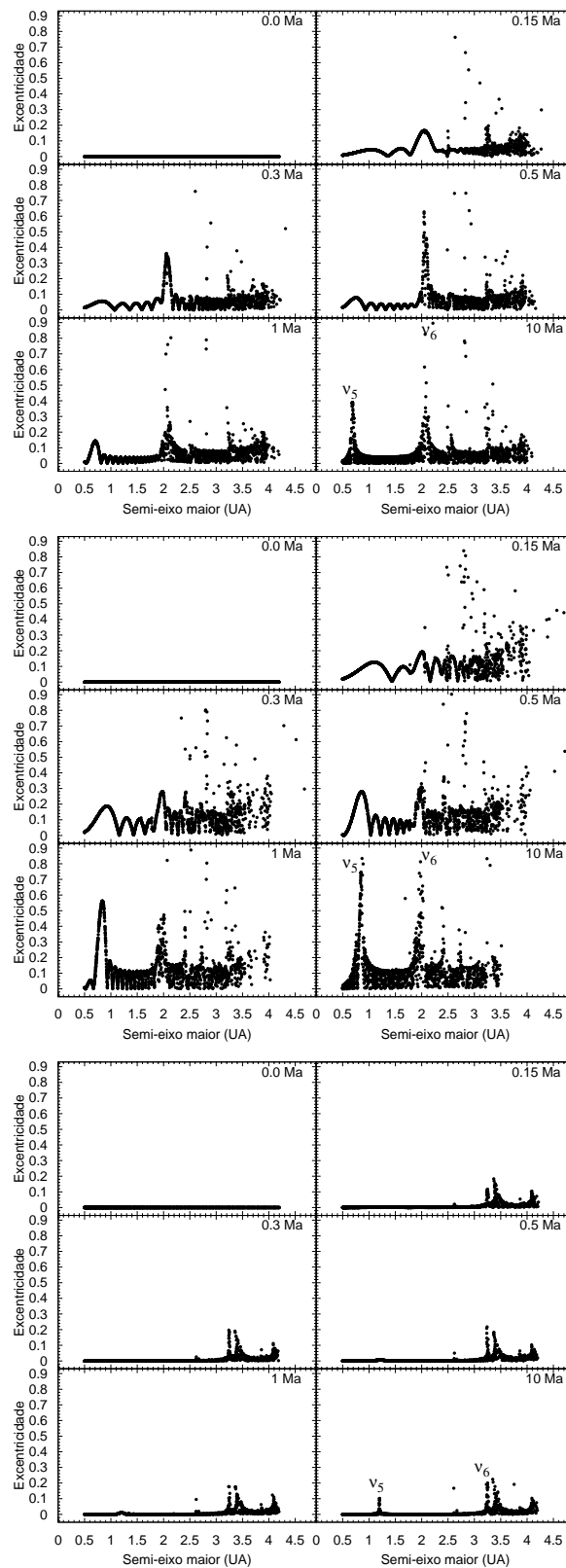


Figura 3.2: Evolução da excentricidade de partículas de teste em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior), tem excentricidade de 0.1 (central), e estão como no Modelo de Nice (inferior). As localizações das ressonâncias  $\nu_5$  e  $\nu_6$  estão marcadas em cada painel.

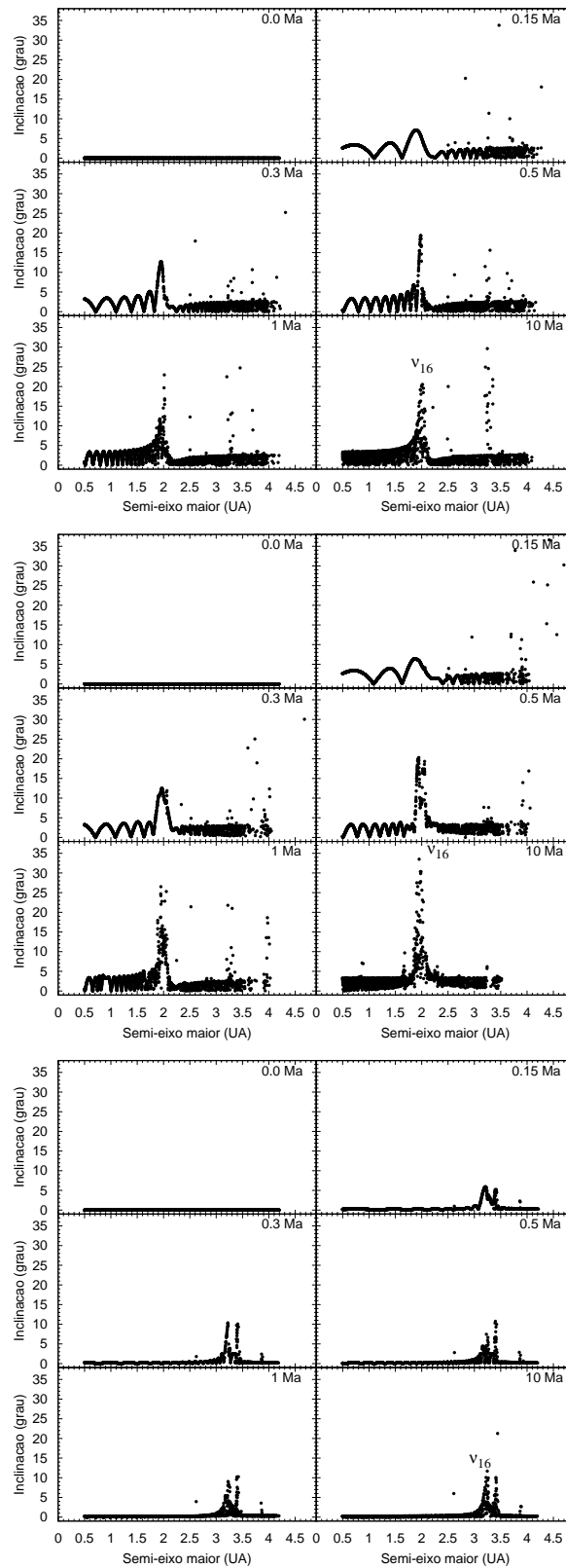


Figura 3.3: Evolução da inclinação de partículas de teste em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (topo), tem excentricidade de 0.1 (central), e estão como no Modelo de Nice (inferior). A localização da  $\nu_{16}$  está marcada em cada painel.

estamos aptos a prosseguir nosso estudo. A partir de agora, nós usaremos os resultados das Figura 3.2 e Figura 3.3 como base de comparação com os resultados dos discos massivos que virão a seguir.

### 3.3.2 Estágio Inicial da Formação de Planetas Terrestres: Discos massivos

Diferente dos discos nas simulações das Figuras 3.2 e 3.3, discos protoplanetários são massivos. No caso de um disco composto por embriões planetários e planetesimais, se as órbitas desses objetos não estão se cruzando, esses corpos mostram precessão com  $\dot{\varpi} > 0$  ao longo de todo o disco (Levison & Agnor, 2003). Assim que essas órbitas tornam-se perturbadas, e começam a se interceptar, os embriões tendem a ter precessão com  $\dot{\varpi} < 0$  (Ward, 1981). Isso ocorre porque, conforme um objeto segue sua órbita, a quantidade de massa interior a sua localização muda ao longo de sua excursão orbital. Por exemplo, maior quantidade de massa quando ele está no apocentro e menor quantidade quando está no pericentro (Levison & Agnor, 2003), causando uma regressão apsidal na órbita do corpo. Curiosamente, este efeito contrastaria com a precessão positiva do pericentro devido à perturbação de um planeta gigante. Logo, combinando estes efeitos, o resultado seria uma redução na taxa de precessão final do objeto. Analogamente, a precessão da longitude do nodo também sofreria um aumento na sua taxa de regressão (Ward, 1981).

Como dado na Equação 3.1,  $g$  é uma função crescente do semi-eixo maior  $a$  na nossa região de estudo. Dessa forma, uma diminuição na taxa de precessão orbital de um objeto (embrião ou planetesimal) implica que para  $g$  se aproximar da taxa de precessão de um planeta gigante, a localização da ressonância secular tem que ser desviada para longe do Sol. A situação é análoga para a frequência  $f$ . Estes desvios na localização das ressonâncias  $\nu_5$ ,  $\nu_6$  e  $\nu_{16}$  são mencionados em Chambers & Wetherill (1998) e também podem ser encontrados em simulações da evolução dinâmica de partículas de teste interior a órbita de Júpiter e Saturno apresentadas em Levison & Agnor (2003).

Para determinar a localização da ressonância  $\nu_6$  em nossos discos protoplanetários, nós realizamos simulações como aquelas nas Figuras 3.2 e 3.3 considerando embriões planetários e planetesimais. A Figura 3.4 mostra a estrutura instantânea do disco de embriões e planetesimais em nossas simulações para diferentes perfis de densidade superficial de massa em um sistema onde Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais. O instante de tempo mostrado em cada painel foi escolhido de forma a mostrar o efeito da  $\nu_6$  de forma destacada. Como mostrado nessa figura, essa ressonância está localizada em torno de 2.35 UA, 2.3 UA e 2 UA em discos com  $\alpha = 1.5, 1$  e  $0.5$ , respectivamente. Uma comparação entre estes resultados e aqueles da Figura 3.3 indica que, conforme esperado, a localização dessa ressonância foi desviada em relação a localização

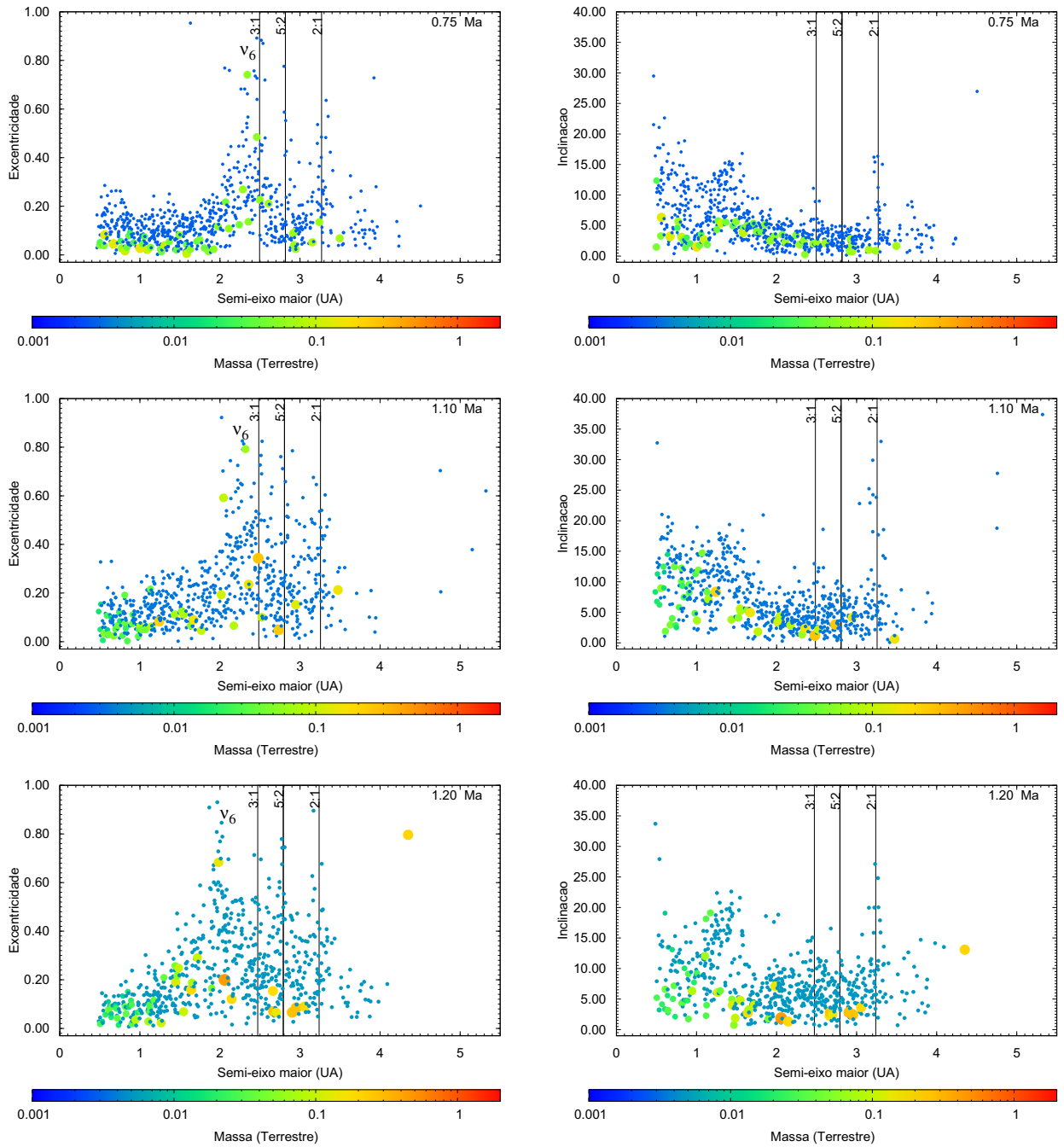


Figura 3.4: Representação instantânea das estruturas dos discos de planetesimais e embriões planetários em sistemas onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. De cima para baixo, o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a  $r^{-1.5}$ ,  $r^{-1}$  e  $r^{0.5}$ , respectivamente. A localização da ressonância  $\nu_6$  é mostrada nos painéis da esquerda. A inclinação dos objetos (no mesmo instante de tempo) é mostrada no gráfico da direita. A localização das ressonâncias de movimento médio com Júpiter também estão mostradas em cada painel.

vista em simulações de partículas de teste. Nós gostaríamos de enfatizar que a Figura 3.4

tem somente fins ilustrativos. Não pretendemos mostrar através desses gráficos qualquer correlação entre o tempo, a localização da  $\nu_6$  e perfil de densidade superficial do disco. A proximidade da  $\nu_6$  aos planetas gigantes (desvio para longe do Sol) e o instante de tempo que ela se torna mais evidente dependem dos elementos orbitais iniciais dos embriões e planetesimais em cada sistema. Com respeito as ressonâncias  $\nu_5$  e  $\nu_{16}$  seus efeitos ainda não são claramente visíveis na Figura 3.4 devido ao instante de tempo nelas mostrados. Além disso, essas ressonâncias são mais fracas que a  $\nu_6$  (Knezevic e Milani, 1992) e muitas vezes é difícil distinguir seus efeitos daqueles impostos pela mútua perturbação entre os objetos do disco. A localização dessas ressonâncias, para um disco com perfil de densidade superficial de massa igual a  $8r^{-3/2}g/cm^2$  e para Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais, é  $\sim 1\text{UA}$  e  $\sim 1.9\text{UA}$  para  $\nu_5$  e  $\nu_{16}$ , respectivamente.

O efeito mais importante da ressonância  $\nu_6$  é perturbar dinamicamente a órbita de um objeto aumentando sua excentricidade. A Figura 3.5 mostra a raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) das excentricidades dos planetesimais em um sistema onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais, para os três perfis de densidade superficial do disco aqui considerados.

Como um ponto de comparação, os gráficos em um sistema onde nenhum planeta gigante é considerado também é mostrado. Como pode ser visto no painel superior da Figura 3.5, devido ao efeito de Júpiter e Saturno, objetos são fortemente perturbados. Essa perturbação é bastante pronunciada na região externa do disco (coluna da direita do painel superior da Figura 3.5). O efeito da ressonância  $\nu_6$  pode ser visto nos gráficos correspondendo a região 2 -2.4 UA. Os gráficos representando as regiões internas do disco mostram a evolução da  $e_{\text{rms}}$  somente até o ponto que pelo menos 5 objetos estão presentes na região de estudo (por exemplo 3.6 -4.0 AU). Nós não plotamos o restante da curva porque as variações em  $e_{\text{rms}}$  tornam-se amplas cobrindo outras partes do gráfico.

A Figura 3.6 mostra os valores da raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) das inclinações para as mesmas simulações mostradas na Figura 3.5, para comparação.

A perturbação orbital desses objetos no disco faz com que muitos desses corpos sejam ejetados, colidam com o corpo central ou com algum dos planetas gigantes. A Figura 3.7 mostra exemplos da evolução da massa do disco, na região além de 2.0 UA, para diferentes perfis de densidade superficial de massa e para um sistema onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais.

Como podemos ver na Figura 3.7, a perda de massa é significativa nesses sistemas. É evidente que para perfis de densidade superficial menos íngremes (maiores valores de  $\alpha$ ) a quantidade de massa perdida é maior em um menor intervalo de tempo. Isso é um resultado esperado que pode ser explicado notando a distribuição de massa no disco. Observe que, entre dois discos com densidades superficiais diferentes, aquele com perfil radial me-

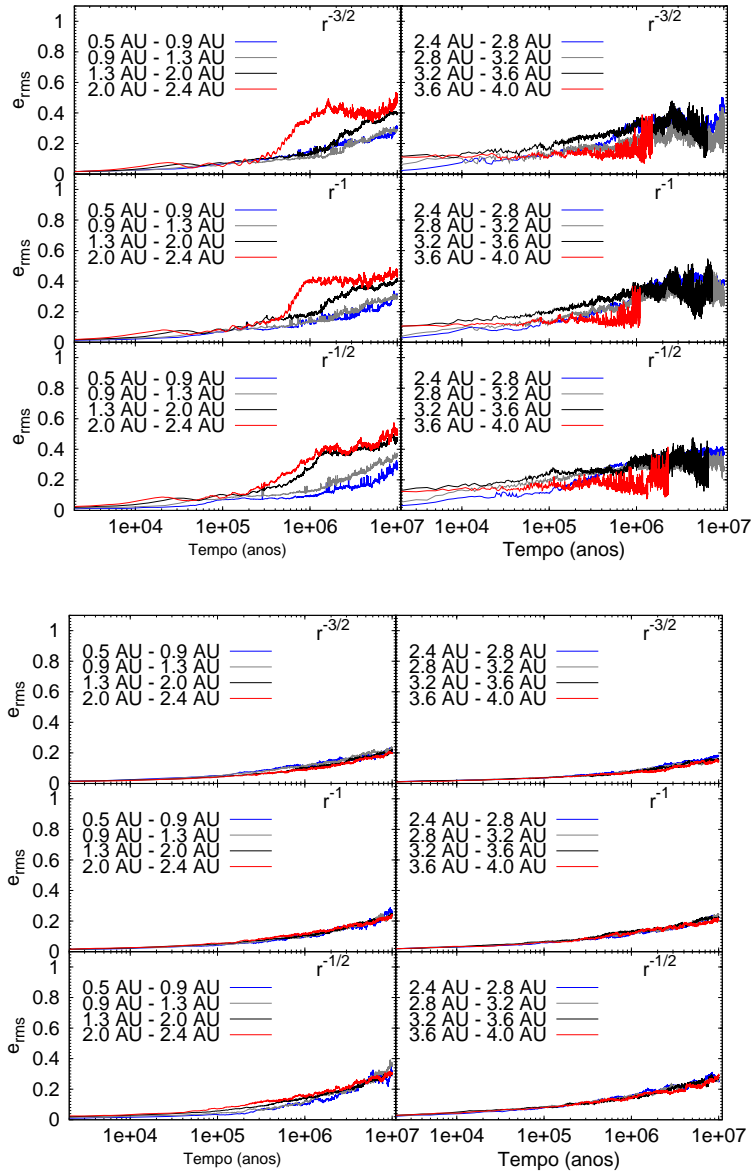


Figura 3.5: Gráficos da raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) da excentricidade de planetesimais e embriões planetários em todos três modelos de discos para um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior) e em um sistema sem planetas gigantes (inferior). A perturbação orbital dos planetesimais na localização da ressonância  $\nu_6$  pode ser vista em todos os três modelos de disco no painel superior. O gráfico da inclinação para região de 3.6-4.0 UA foi interrompido aproximadamente a 1 Ma devido à variação da excentricidade depois deste tempo torna se muito grande e poderia cobrir os outros gráficos.

nos íngreme terá mais massa na sua região externa ( $> 1$  AU). Dada que a massa do disco é dividida entre planetesimais e embriões planetários, e como explicado anteriormente, a

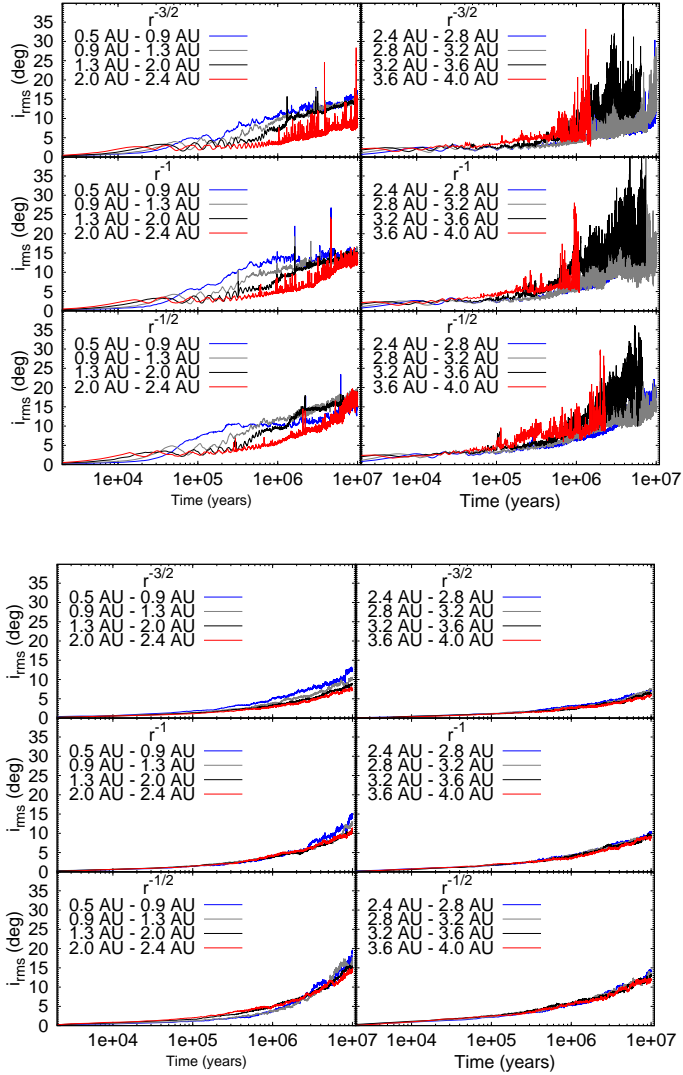


Figura 3.6: Gráficos da raiz quadrada da média dos quadrados (RMS) da inclinação de planetesimais e embriões planetários em todos três modelos de discos para um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais (superior) e em um sistema sem planetas gigantes (inferior). A perturbação orbital dos planetesimais na localização da ressonância  $\nu_{16}$  não se destacada em relação a perturbação de outras partes do disco no painel superior. O gráfico da inclinação para região de 3.6-4.0 UA foi interrompido aproximadamente a 1 Ma devido à variação da inclinação depois deste tempo torna se muito grande e poderia cobrir os outros gráficos.

massa de cada embrião é uma função de seu semi-eixo maior e raio de Hill mútuo, um disco com uma maior quantidade de massa na sua região externa terá um menor número de embriões mais massivos. Isso faz com que as interações entre esses embriões sejam

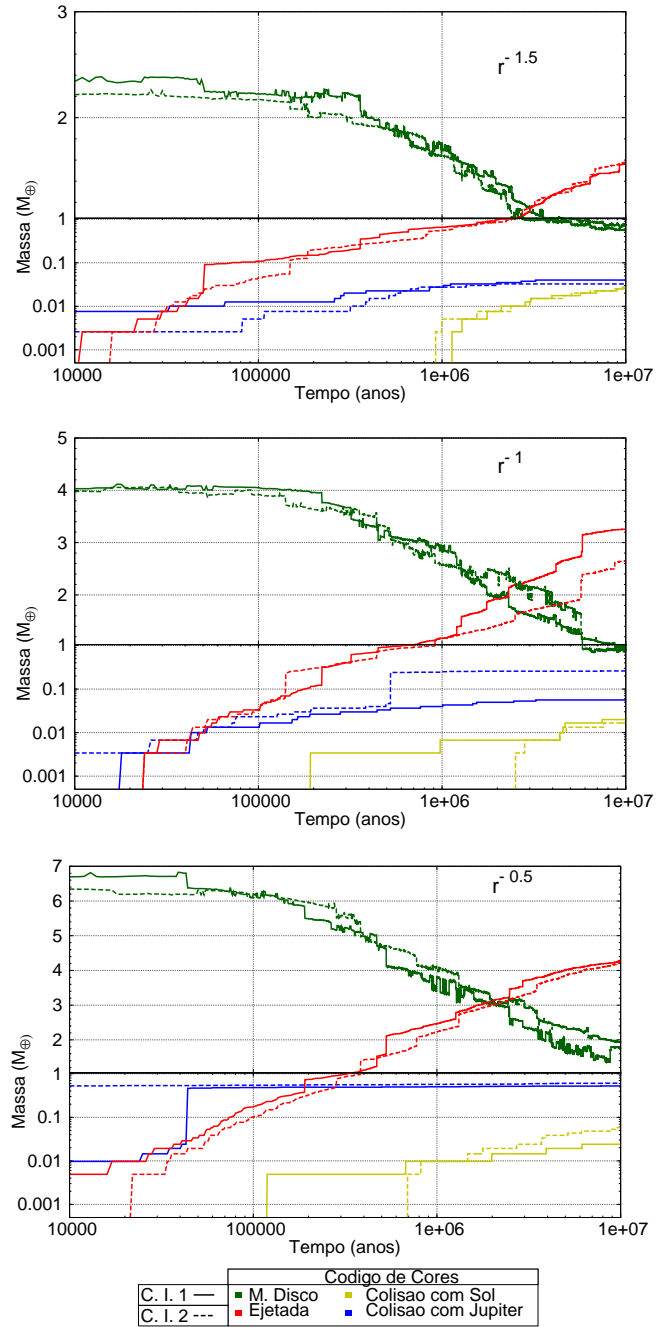


Figura 3.7: Gráficos da evolução da massa do disco residindo além de 2 UA em um sistema onde Júpiter e Saturno estão em suas órbitas atuais. De cima para baixo, o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a  $r^{-1.5}$ ,  $r^{-1}$ , e  $r^{-0.5}$ . C.I. 1&2 representam duas diferentes condições iniciais. Note que a escala sobre o eixo vertical é logarítmica abaixo de 1 e linear para maiores valores.

mais fortes, o que resulta em um disco dinamicamente mais perturbado<sup>a</sup>. Como resultado da combinação das perturbações entre os corpos do disco e aquelas devido aos planetas

<sup>a</sup>Isto explica o fenômeno visto no painel inferior das Figuras 3.5 e 3.6 (sistema sem planetas gigantes), onde a perturbação orbital dos objetos é maior em discos com menores valores de  $\alpha$

gigantes alguns desses corpos são ejetados do sistema. Pelo fato de serem mais massivos (comparado a embriões a mesma distância do Sol em um disco com perfil de densidade superficial mais íngreme), é perdido uma maior quantidade de massa aumentando a taxa na qual o disco perde material. É importante mencionar que a ejeção de planetesimais também tem uma importante contribuição na perda de massa. A quantidade de planetesimais é a mesma para todos os discos, e eles carregam inicialmente 50% da massa total, logo, discos com uma maior quantidade de massa têm também planetesimais mais massivos.

A perda de massa durante a evolução dos discos desempenha um papel extremamente importante no desvio da localização da ressonância  $\nu_6$ . Em nossas simulações, conforme o disco perde massa (principalmente na parte externa), a localização da ressonância  $\nu_6$  tende a mover em direção a sua posição original (como naquelas simulações de partículas de teste). Um fenômeno análogo a esse também é reportado em um estudo da depleção de gás na nebulosa solar feito por Nagasawa et al. (2000; 2005). No entanto, diferente desses primeiros estudos, em nossas simulações foi constatado que a localização final da ressonância  $\nu_6$  se estabelecia em uma região ainda mais interna do que o esperado a partir das simulações considerando partículas de teste (Figura 3.8).

É conhecido que planetas gigantes podem sofrer migração radial devido à troca de momento angular com um disco de planetesimais (Fernandez & Ip, 1984). Como discutido previamente, as ressonâncias seculares e de movimento médio agem principalmente na região externa dos nossos discos planetários removendo/ejetando material dessa região. Isso acarreta a migração radial de Júpiter em direção ao Sol (Figura 3.9). A localização da ressonância  $\nu_6$  é altamente sensível à posição de Júpiter (Gomes, 1997). Nesse caso, como mostrado por Gomes (1997) a ressonância secular  $\nu_6$  pode ser deslocada até uma região mais interna do que 2 UA, como é visto em nossas simulações (Figura 3.8).

Relembre que para discos com menores valores de  $\alpha$ , embriões planetários e planetesimais mais massivos residem nas regiões mais distantes do Sol. Assim, uma maior quantidade de massa é perdida em uma menor escala de tempo (Figura 3.7). Conseqüentemente, a migração radial interna de Júpiter tende a ser mais rápida e mais significativa (Fernandez & Ip, 2004). Por exemplo, nas simulações com discos com perfil de densidade superficial de massa proporcional a  $r^{-0.5}$  e JSC, foram necessários apenas poucas dezenas de milhares de anos para a  $\nu_6$  mover de  $\sim 2.3$  UA até 1.8 UA. Considerando a mesma configuração de planetas gigantes, mas um perfil de densidade superficial de massa proporcional a  $r^{-1}$ , esse tempo seria em geral  $\gg 1$  Ma. Com respeito a migração do planeta Saturno, esta não foi significativa em nossas simulações. No entanto, o semi-eixo maior desse planeta apresentou uma variação de até  $\pm 0.04 - 0.05$  UA em relação ao ser valor inicial (9.581 UA) ao longo dos primeiros 10 Ma.

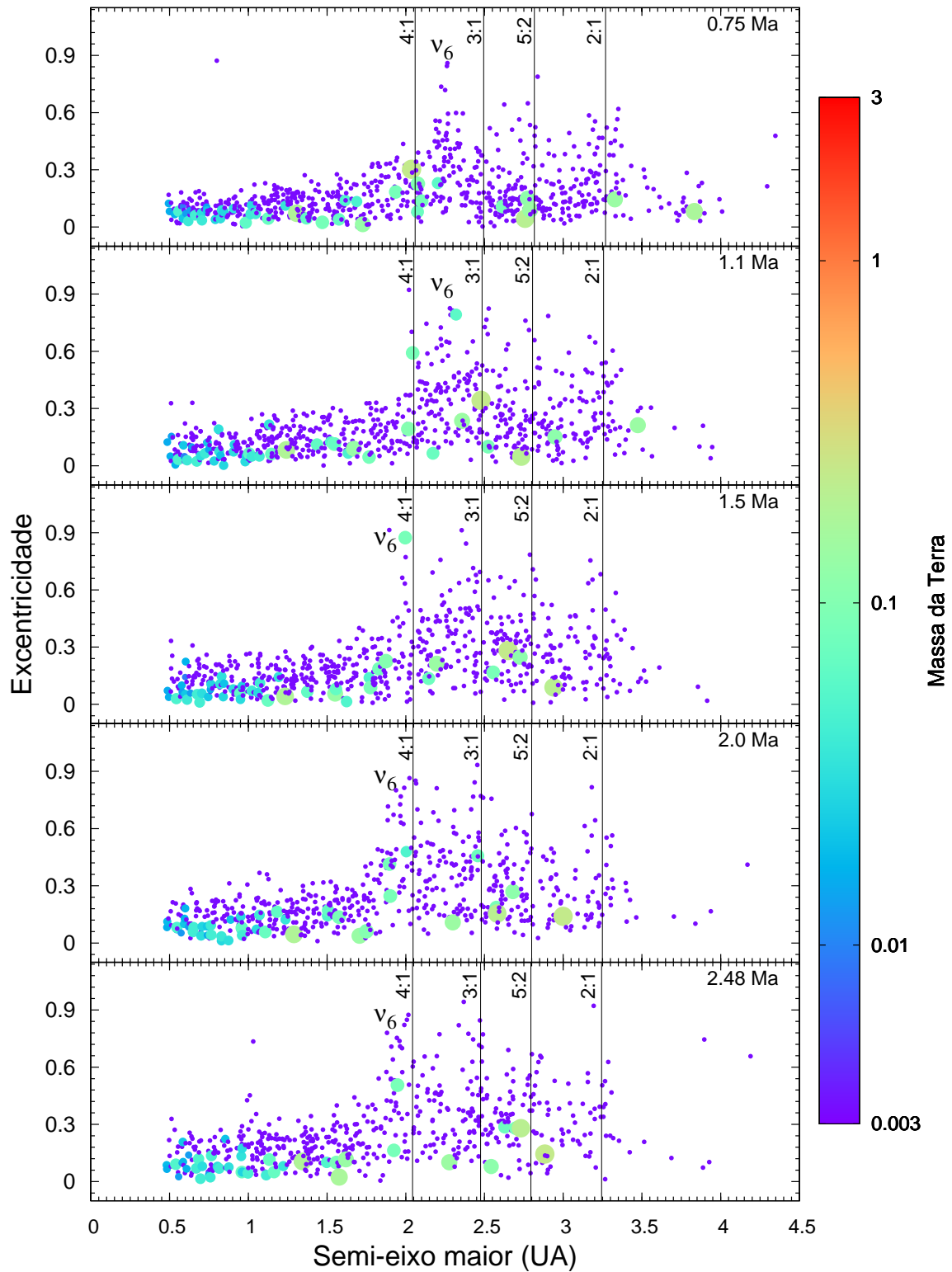


Figura 3.8: “Snapshots” da evolução de um disco de planetesimais e embriões planetários em um sistema onde Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais, e o perfil de densidade superficial do disco é proporcional a  $r^{-1}$ . A localização da ressonância  $\nu_6$  é marcada nos painéis mostrando seu desvio em direção ao Sol. As ressonância de movimento com Júpiter também são mostradas.

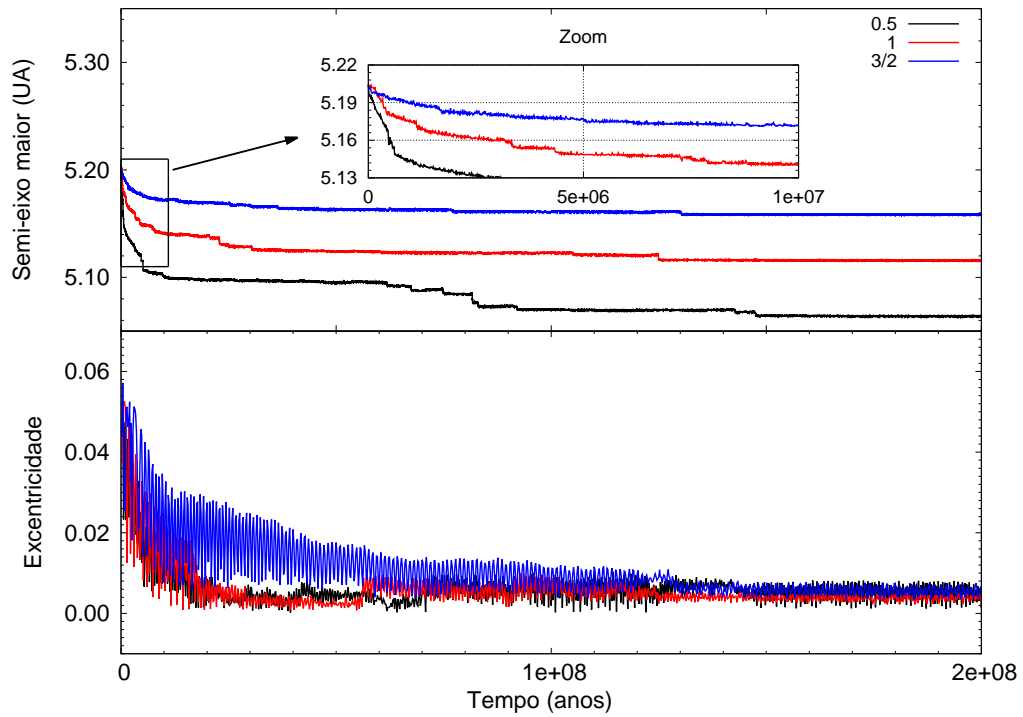


Figura 3.9: Evolução do semi-eixo maior e excentricidade de Júpiter considerando diferentes perfis de densidade superficial. As linhas pretas correspondem a uma simulação com um disco considerando  $\alpha = 0.5$ , as linhas vermelhas a um disco com  $\alpha = 1$  e as linhas azuis quando  $\alpha = 1.5$ . Em todos os casos Júpiter e Saturno estão inicialmente como em suas órbitas atuais.

Esse deslocamento da ressonância  $\nu_6$ , durante a evolução do disco, resulta principalmente na ejeção do sistema daquele material na região varrida por essa ressonância ou na entrega (através do cruzamento de órbitas) deste material à outras regiões do disco. Em nossas simulações a região varrida pela  $\nu_6$  ficou entre 2.5 até 1.8 UA. Nós estamos interessados em saber se existe uma contribuição dessa ressonância, removendo material das partes externas do disco e implantando, este mesmo material, na zona terrestre, e também analisar essa relação com o perfil de densidade superficial de massa. Nós calculamos a quantidade de massa que foi removida de 1.8-2.5 UA e foi implantada na região interna a 1.5 UA para os três modelos de disco e para as três configurações de planetas gigantes: JSC, JSCE, e em um sistema sem planetas gigantes (NGP). A Tabela 3.1 mostra os resultados. Note que nessa tabela, cada coluna representa a porcentagem média de massa que é implantada interior a 1.5 UA, ao longo de 10 Ma. Como observado, a porcentagem de massa implantada dentro de 1.5 UA se torna maior conforme o perfil de densidade superficial do disco se torna menos íngreme. Este padrão é representativo da maioria de nossas simulações. Enquanto esse resultado pode ser atribuído a grande massa dos embriões planetários e planetesimais que seria implantado pela  $\nu_6$ , em tais discos, é importante notar que o material implantado não é somente devido ao efeito desta ressonância. A mutua interação entre embriões e planetesimais é quem faz a principal contribuição. Isso pode ser visto na linha inferior da Tabela 3.1 onde um padrão similar é observado em uma simulação sem planetas gigantes. Uma comparação entre os valores de massa implantada dentro de 1.5 UA, neste caso, com aqueles onde planetas gigantes foram considerados indicam, conclusivamente, que a  $\nu_6$  é muito mais efetiva removendo material do disco do que contribuindo para a mistura radial de material. Em outras palavras, a mistura radial do material do disco é primariamente governada pela interação gravitacional entre os corpos do disco. Uma mistura radial eficiente é um ponto chave para a formação de planetas terrestres contendo alguma quantidade de água.

Tabela 3.1: Contribuição média da massa dispersada de 1.8-2.5 UA dentro de 0.5-1.5 UA ao longo de 10 Ma. Os valores refletem a porcentagem da massa que existe dentro de 0.5-1.5 UA.

System	$\alpha = 1.5$	$\alpha = 1$	$\alpha = 0.5$
Júpiter/Saturno (órbitas atuais)	1.47	8.00	9.10
Júpiter/Saturno ( $e = 0.1$ )	0.31	1.85	5.53
Sem planeta gigante	4.33	5.41	12.36

### 3.3.3 Características e Tendências dos Sistemas Planetários Formados

Nas seções anteriores deste capítulo foi explorada a fase inicial da evolução dos discos protoplanetários. Os primeiros milhões de anos desse processo tem um papel importante nas características finais dos sistemas de planetas terrestres formados. Como mostrado anteriormente, sob certas condições, grande parte da massa na região externa do disco pode ser perdida devido à forte perturbação dos planetas gigantes. Nessa seção, nós voltamos nossa atenção para uma análise das características e tendências impressas nos sistemas de planetas terrestres formados, em virtude das diferentes combinações de perfil de densidade superficial de massa, massa total do disco e configuração orbital dos planetas gigantes.

Em um estudo anterior, Raymond et al. (2005b) apresentou uma análise da formação de planetas terrestres em discos com diferentes perfis de densidade superficial de massa. Eles analisaram três diferentes perfis de densidades superficiais de massa para o disco, sendo esses do tipo  $\Sigma_1 r^{-\alpha}$ , onde  $\Sigma_1$  representa a densidade superficial de massa a 1 UA do Sol (Hayashi, 1981). Os valores considerados para  $\alpha$  foram 0.5, 1.5 e 2.5. A massa inicial total de cada disco é considerada ser de  $10M_{\oplus}$  independente do perfil radial. Isso é feito ajustando o valor da densidade superficial a 1 UA do Sol ( $\Sigma_1$ ). Nessas simulações as principais conclusões em Raymond et al. (2005b) foram que para perfis de densidade superficiais mais íngremes (maiores valores de  $\alpha$ ) planetas são mais numerosos, formam mais rapidamente e mais próximos ao Sol, têm menores quantidades de água e são mais massivos. No entanto, nessas simulações apenas um planeta gigante (com a massa de Júpiter) a 5.5 UA do Sol foi considerado, e movendo-se em uma órbita circular. Este tipo de configuração apenas perturba levemente o disco protoplanetário e negligencia completamente os efeitos de ressonâncias seculares como a  $\nu_6$ , ou mesmo outras perturbações impostas no disco quando um planeta gigante tem órbita excêntrica. Como citamos na Introdução deste capítulo, o conjunto final de planetas terrestres, suas massas e as quantidades de água estão fortemente relacionadas com a estrutura dinâmica e propriedades orbitais de Júpiter e Saturno. Logo, é possível que as principais conclusões em Raymond et al. (2005b) não sejam apenas dependentes do declive do perfil de densidade superficial. Nosso objetivo aqui é expandir este estudo e verificar se as tendências observadas naquele trabalho são ainda válidas quando combinamos diferentes estruturas de discos protoplanetários com variadas configurações orbitais de planetas gigantes.

Para isso, nossas simulações foram divididas em dois grupos. No modelo de disco 1 (como naquelas simulações da Seção 3.3.1) a densidade superficial do disco varia de acordo com a distância radial em  $8r^{-\alpha}$  ( $\Sigma_1 = 8g/cm^2$ ), onde foram considerados  $\alpha = 0.5, 1$  e  $1.5$ . Isso resulta em uma diferente quantidade de massa, em sólidos, distribuída entre 0.5 UA

e 4.0 UA para cada valor de  $\alpha$  devida a diferente estrutura da densidade superficial de massa (declive). Em outras palavras, os valores de massa são  $\sim 9.6, 6.6,$  e  $4.9$  massas da Terra para  $\alpha = 0.5, 1$  e  $1.5$  respectivamente.

No modelo de disco 2, usado para efeito de comparação, nós ajustamos a massa total do disco para ser igual a 7 massas da Terra independente do valor de  $\alpha$ , similar ao que foi considerado em Raymond et al. (2005b). Isso exige o ajuste de  $\Sigma_1$ . Neste caso, as densidades superficiais dos discos a 1 UA do Sol são  $\Sigma_1=5.8, 8.5$  e  $11.5$  g/cm<sup>2</sup>, quando  $\alpha = 0.5, 1$  e  $1.5$ , respectivamente.

Para o modelo de disco 1 foram realizadas simulações considerando um ou dois planetas gigantes. Em cada um desses casos nós adotamos três diferentes configurações orbitais. As configurações com dois planetas gigantes são análogas àquelas descritas na Seção 3.2, ou seja, JSC, JSCE e JSNM. Já o caso em que apenas 1 planeta gigante está presente, Júpiter é mantido com a mesmas órbitas descritas na Seção 3.2, enquanto que Saturno é simplesmente removido do sistema. Essas configurações são rotuladas com as siglas JC (Júpiter em sua órbita atual), JCE (Júpiter em sua órbita atual, mas com excentricidade alterada para 0.1) e JNM (Júpiter como no Modelo de Nice). Para o modelo de disco 2, todas as simulações realizadas consideram os dois planetas gigantes como descrito previamente.

Nós integramos nossos sistemas para diferentes combinações de densidade superficial do disco e configuração de planetas gigantes. Em cada conjunto, nós rodamos simulações para três diferentes condições iniciais de planetesimais e embriões planetários. Isso resultou num total de 54 simulações para o modelo de disco 1 (27 com 2 planetas gigantes e 27 com apenas 1) e 27 simulações para o modelo de disco 2 (todas com 2 planetas gigantes). Nessas simulações, nós também analisamos a quantidade de água entregue aos planetas na zona terrestre. Inicialmente, embriões e planetesimais são considerados secos se distribuídos dentro de 2 UA, contendo 0.1% de sua massa como água se entre 2 e 2.5 UA e carregando 5% de sua massa como água se orbitam além de 2.5 UA (Morbidelli et al., 2000; Raymond et al., 2004).

A Tabela 3.2 sumariza os resultados de todas as nossas simulações depois de 300 Ma de integração. Nesta tabela são mostradas as tendências (valores médios) dos conjuntos finais de planetas para todas as configurações de planetas gigantes e estruturas de discos protoplanetários. Observe que, para cada uma dessas combinações, executamos três simulações variando levemente as condições iniciais dos embriões planetários e planetesimais. Assim, o valor médio de cada parâmetro apresentado na Tabela 3.2 é calculado a partir da média entre os três valores destas simulações. Nesta tabela, da esquerda para a direita as colunas são configuração de planetas gigantes, declive do perfil de densidade superficial ( $\alpha$ ), densidade superficial a 1 UA ( $\Sigma_1$ ), número médio de planetas ( $N$ ),

semi-eixo maior médio (UA) dos planetas mais internos ( $a_{\min}$ ), massa média ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas mais massivos (Plan. Massivo), fração média da massa inicial do disco confinada em planetas ( $M_p/M_{\text{disco}}$ ), média da massa ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas (Massa P.), tempo (Ma) de formação médio (T) , razão água/massa média (WMF), excentricidade orbital média (e), número médio de planetas ( $N^*$ ,  $< 1\text{AU}$ ), massa ( $M_{\oplus}$ ) média dos planetas mais massivos (Plan. Massivo\*,  $< 1\text{AU}$ ), tempo (Ma) de formação médio ( $T^*$ ,  $< 1\text{AU}$ ) e razão água/massa média (WMF\*,  $< 1\text{AU}$ ) . Os sinais “\*” mostrados em algumas colunas da Tabela 3.2 referem-se a valores obtidos considerando apenas planetas orbitando a menos de 1UA de distância do Sol.

Analisando a Tabela 3.2 nós desejamos tratar a seguinte questão. Poderiam os efeitos de diferentes configurações de planetas gigantes combinadas com diferentes estruturas de discos protoplanetários influenciar as tendências, na formação de planetas terrestres, observadas em Raymond et al. (2005b)?

Baseado nas principais conclusões de Raymond et al. (2005b), nós devemos analisar o número médio de planetas (um planeta é definido ter massa maior que  $0.05M_{\oplus}$  e semi-eixo maior  $<$  que 2 UA), semi-eixo maior médio dos planetas mais internos, massa média dos planetas mais massivos, tempo de formação médio (para o planeta alcançar 90% de sua massa final) e razão água/massa média dos planetas. Isto é feito comparando os resultados na Tabela 3.2 para cada perfil de densidade superficial (diferente valores de  $\alpha$ ) entre as mesmas configurações de planetas gigantes e os resultados de cada modelo de disco protoplanetário são analisados independentemente.

Por exemplo, em Raymond et. al (2005b) quanto maior o valor de  $\alpha$  mais próximo ao Sol se formava o planeta mais interno. Supondo que estamos analisando o modelo de disco 1 e as simulações considerando Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais (JSC), é feita uma comparação de pares entre os resultados mostrados na Tabela 3.2, para os três valores  $\alpha$ . Em outras palavras, primeiro comparamos os resultados obtidos de  $\alpha=0.5$  com aqueles quando  $\alpha=1$ , em seguida aqueles quando  $\alpha=1$  e 1.5 e finalmente os resultados quando  $\alpha=0.5$  e 1.5. Cada vez que uma dessas comparações individuais concordam com os resultados de Raymond et al. (2005b) nós atribuímos um sinal de ‘✓’, caso contrário, recebe um sinal como ‘×’. Dessa forma, para cada configuração orbital de planeta gigante e análise de uma determinada tendência, são produzidos três sinais (três pares) como mostrado na Tabela 3.3. A partir da Tabela 3.3 será possível concluirmos se as tendências apontadas em Raymond et al. (2005b) são também válidas no escopo deste estudo e esta discussão é apresentada nas próximas seções.

### 3.3.3.1 O número médio de planetas e o semi-eixo maior do planeta mais interno

Em nossos resultados com o modelo de disco 1 e 2 (Tabela 3.3), nós não evidenciamos uma forte correlação, entre os diferentes perfis de densidade superficial de massa do disco e uma determinada configuração de planeta gigantes, com os valores do número médio de planetas terrestres formados. Com respeito aos resultados do modelo de disco 1, em 61% dos casos, nossos resultados não obedeceram a tendência apontada por Raymond et al. (2005b), onde, para maiores valores de  $\alpha$  o número médio de planetas formados também é maior. Nas simulações do modelo de disco 2 esse número foi de 44%. Para esse último modelo de disco, um resultado que chama a atenção é aquele observado nas simulações considerando Júpiter e Saturno inicialmente em suas órbitas atuais. Está claro, para esse caso, que o número médio de planetas formados para cada perfil de densidade superficial de massa pode não obedecer ao padrão visto em Raymond et al. (2005b). Essa é uma conclusão natural quando comparamos os resultados produzidos para  $\alpha = 1$  e 1.5 e também na comparação de  $\alpha = 0.5$  e 1.5.

A localização do planeta em órbita mais interna parece seguir o padrão observado em Raymond et al. (2005b) em aproximadamente 67% das nossas comparações para ambos os modelos de disco. Se compararmos os valores extremos de  $\alpha$  aqui considerados, ou seja,  $\alpha=0.5$  e 1.5 no modelo de disco 1 temos novamente 67% de concordância versus 100% de concordância no modelo de disco 2.

### 3.3.3.2 A massa dos planetas

A massa média dos planetas (objeto com massa maior que  $0.05M_{\oplus}$  e semi-eixo maior < que 2 UA) é fortemente afetada pela massa total do disco. Usando o modelo de disco 1, somente 17% dos nossos resultados seguiram a tendência vista em Raymond et al (2005b), onde maior valores de  $\alpha$  produziram planetas mais massivos. Se os discos carregam a mesma quantidade de massa, os resultados de Raymond et al. (2005b) são bem reproduzidos. Nessa situação, nossos resultados concordam com os deles em 89% dos casos.

### 3.3.3.3 A quantidade de água nos planetas

A ressonância secular  $\nu_6$  mostrou ter um papel importante evitando a entrega de água à zona terrestre. No modelo de disco 1, nós notamos que a inclusão de Saturno tende a resultar na produção de planetas mais secos do que naquelas simulações em que somente Júpiter é considerado. Isso é principalmente observado naquelas simulações em que discos protoplanetários são representados com maiores valores de  $\alpha$ . Por exemplo, observando

na Tabela 3.2 os resultados daquelas simulações usando  $\alpha = 1.5$  e as configurações JCE e JSCE, nós temos que as médias das razões água/massa dos conjuntos de planetas, em cada um desses sistemas, são  $4.38831 \times 10^{-4}$  e  $3.9375 \times 10^{-5}$ , respectivamente. Em um sistema que apenas Júpiter é considerado inicialmente com uma excentricidade igual a 0.1, ele pode perturbar significativamente o disco protoplanetário, removendo grande parte do material rico em água orbitando a parte externa do disco ( $> 2.0$  UA). Note que nesse caso, a ressonância secular  $\nu_6$  não estaria presente. A inclusão de Saturno num sistema adiciona também os efeitos dessa ressonância que tem como principal papel aumentar a excentricidade dos corpos removendo-os do sistema, como discutido anteriormente. Isso acarreta a ejeção de objetos ricos em água que estão inicialmente além de 2 UA, logo os planetas finais tendem a ser mais pobres em água, como observado. Este resultado é representativo das simulações do modelo de disco 1 usando  $\alpha = 1.5$  e 1.

Em contraste com os últimos resultados, ainda para o modelo de disco 1, mas para  $\alpha=0.5$ , nós notamos que a inclusão de Saturno não implicou necessariamente na formação de planetas com menos quantidades de água, em relação a aqueles resultados produzidos a partir das mesmas condições iniciais (embriões planetários e planetesimais), onde apenas Júpiter é considerado. Para esse perfil de densidade superficial de massa, a parte externa do disco é bastante massiva. 50% dessa massa é carregada por um pequeno número de massivos embriões planetários com até 5% de sua massa como água. A forte interação gravitacional entre os corpos na parte externa do disco pode resultar em uma melhor mistura radial como é mostrado na Tabela 3.1. Assim, a entrega de água tende a ocorrer com mais sucesso evitando os efeitos da ressonância  $\nu_6$ . Curiosamente, para  $\alpha=0.5$  e o modelo de disco 1, mesmo quando a configuração orbital de Júpiter e Saturno é tal que ambos têm excentricidades iguais a 0.1, nossas simulações produziram planetas a 1 UA do Sol com razões água/massa próximas aos valores esperados para a Terra ( $\sim 5 \times 10^{-4}$ , Raymond et al., 2009).

Distintamente, o resultado mais importante, para a quantidade água carregada pelos planetas em nossas simulações, é que, independente da configuração orbital dos planetas gigantes e do modelo de disco (1 ou 2), discos mais íngremes tendem a produzir planetas com menores quantidades de água.

### 3.3.3.4 O tempo de formação dos planetas

Raymond et al. (2005b) mostraram que, para discos com perfil de densidade superficial mais íngremes, planetas formam mais rapidamente. Em nossas simulações do modelo de disco 1 essa tendência não foi observada em 56% dos casos gerais. Em uma comparação dos resultados produzidos pelos extremos, entre os valores de  $\alpha$  (0.5 e 1.5), essa divergência foi ainda maior aparecendo em 67% dos casos.

Usando o modelo de disco 2, nossos resultados concordaram em 100% dos casos com aqueles em Raymond et al. (2005b).

Tabela 3.2: Tendências considerando diferentes configurações de planetas gigantes e perfis de densidade superficial. Da esquerda para a direita as colunas são configuração de planetas gigantes, declive do perfil de densidade superficial ( $\alpha$ ), densidade superficial a 1 UA ( $\Sigma_1$ ), número médio de planetas, semi-eixo maior médio dos planetas mais internos (UA), massa média dos planetas mais massivos ( $M_{\oplus}$ ), fração média da massa inicial do disco confinada em planetas ( $M_{\text{planetas}}/M_{\text{disco}}$ ), média da massa dos planetas ( $M_{\oplus}$ ), tempo de formação médio (Ma), razão água/massa média, excentricidade orbital média, número médio de planetas ( $< 1\text{AU}$ ), massa ( $M_{\oplus}$ ) média dos planetas mais massivos ( $< 1\text{AU}$ ), tempo (Ma) de formação médio ( $< 1\text{AU}$ ) e razão água/massa média ( $< 1\text{AU}$ ).

Conf.	$\alpha$	$\Sigma_1$	N	$a_{\text{min}}$	Plan. Massivo	$M_{\text{P}}/M_{\text{disco}}$	Massa P. $M_{\oplus}$	T (Ma)	WMF	e.	$N^*$	Plan. Massivo*	T* (Ma)	WMF*
Modelo de disco 1														
JCE	0.5	8	3.33	0.45	1.14	0.26	0.75	36.08	3.5373e-03	0.04	2.00	0.68	38.16	1.4088e-03
JC	0.5	8	2.67	0.56	2.08	0.34	1.24	37.37	1.2700e-02	0.03	1.33	0.71	38.25	1.4729e-03
JNM	0.5	8	2.00	0.66	2.24	0.36	1.77	108.82	1.7613e-02	0.11	1.00	1.31	103.77	1.0834e-02
JSCE	0.5	8	2.33	0.63	1.29	0.21	0.82	32.76	8.0769e-03	0.07	1.67	1.02	35.20	3.5852e-04
JSC	0.5	8	2.67	0.65	1.43	0.31	1.10	88.99	1.4957e-02	0.10	1.33	1.05	105.62	4.3333e-03
JSNM	0.5	8	3.00	0.62	1.73	0.38	1.22	82.01	1.5150e-02	0.05	1.33	0.80	101.16	3.1367e-03
JCE	1	8	2.33	0.66	1.31	0.32	0.92	42.46	3.3006e-04	0.14	1.00	1.31	54.01	3.0821e-04
JC	1	8	3.00	0.59	1.11	0.38	0.85	69.60	7.8981e-03	0.07	1.67	0.87	41.42	3.1071e-03
JNM	1	8	1.67	0.40	1.35	0.33	1.32	49.53	9.4547e-03	0.03	1.00	0.86	46.84	2.6023e-03
JSCE	1	8	2.67	0.55	0.90	0.25	0.62	37.13	6.6529e-05	0.14	1.67	0.74	37.41	9.6197e-06
JSC	1	8	2.67	0.58	1.31	0.35	0.89	78.63	7.4890e-03	0.08	1.33	0.87	56.30	5.4693e-04
JSNM	1	8	2.67	0.61	1.52	0.42	1.05	59.78	1.0986e-02	0.09	1.33	0.95	64.76	7.2642e-03
JCE	1.5	8	3.00	0.55	1.16	0.42	0.69	38.83	4.3831e-04	0.08	1.67	0.83	46.38	5.4021e-04
JC	1.5	8	4.33	0.54	0.86	0.50	0.57	52.53	2.0525e-03	0.06	2.33	0.63	53.44	1.0514e-03
JNM	1.5	8	2.33	0.35	0.90	0.41	0.86	85.89	8.5457e-03	0.10	1.33	0.93	88.41	5.5836e-03
JSCE	1.5	8	2.00	0.63	1.05	0.33	0.81	56.58	3.9374e-05	0.13	1.33	0.94	64.72	3.8087e-06
JSC	1.5	8	2.67	0.61	1.36	0.42	0.78	78.34	4.2284e-04	0.08	1.00	1.19	95.85	8.1467e-04
JSNM	1.5	8	2.67	0.57	1.51	0.60	1.10	96.61	6.6732e-03	0.12	1.33	0.95	97.12	4.9686e-03
Modelo de disco 2														
JSCE	0.5	5.8	2.67	0.59	0.85	0.22	0.58	98.29	2.7475e-03	0.14	1.33	0.69	124.66	2.2161e-03
JSC	0.5	5.8	2.67	0.64	1.35	0.31	0.82	96.28	1.0064e-02	0.08	1.33	1.04	117.89	5.4368e-03
JSNM	0.5	5.8	2.67	0.72	1.20	0.35	0.9	90.39	1.7050e-02	0.08	1.00	1.02	120.67	1.0484e-02
JSCE	1	8.5	2.00	0.59	1.21	0.27	0.96	56.14	3.5222e-04	0.20	1.00	1.06	51.98	3.7514e-04
JSC	1	8.5	3.00	0.53	1.17	0.38	0.86	62.29	3.3493e-03	0.05	1.67	0.88	42.95	1.4891e-03
JSNM	1	8.5	2.67	0.68	1.57	0.45	1.17	82.86	1.2246e-02	0.08	1.00	1.33	95.16	5.5143e-03
JSCE	1.5	11.5	3.00	0.55	1.20	0.39	0.92	33.25	5.2152e-04	0.09	1.67	1.09	33.49	4.4628e-05
JSC	1.5	11.5	2.33	0.55	1.62	0.42	1.27	32.66	1.4428e-03	0.08	1.67	1.18	30.56	1.2641e-03
JSNM	1.5	11.5	3.00	0.57	1.88	0.54	1.27	41.36	1.0394e-02	0.14	1.33	1.58	45.09	4.1647e-03

Tabela 3.3: Comparação das tendências de nossos resultados com aqueles observadas em Raymond et al. (2005b) como descrito no texto. Cada vez que uma dessas comparações individuais concordam entre si nós atribuímos um sinal de ‘✓’, caso contrário, recebe um sinal como ×. Cada entrada da tabela recebe três sinais indicando as comparações entre  $\alpha=0.5$  e 1,  $\alpha=1$  e 1.5 e finalmente entre  $\alpha=0.5$  e 1.5.

Conf.	mais numerosos?	form. mais rapidamente	form. + prox. a estrela?	são mais massivos?	contém menos água?
	Modelo de		disco 1		
JCE	× ✓ ×	× ✓ ×	× ✓ ×	✓ × ×	✓ ✓ ✓
JC	✓ ✓ ✓	× ✓ ×	× ✓ ✓	× × ×	✓ ✓ ✓
JNM	× ✓ ✓	✓ × ✓	✓ ✓ ✓	× × ×	✓ ✓ ✓
JSCE	✓ × ×	× × ×	✓ × ×	× ✓ ×	✓ ✓ ✓
JSC	× × ×	✓ ✓ ✓	✓ × ✓	× × ×	✓ ✓ ✓
JSNM	× × ×	✓ × ×	✓ ✓ ✓	× ✓ ×	✓ ✓ ✓
	Modelo de		disco 2		
JSCE	× ✓ ✓	✓ ✓ ✓	× ✓ ✓	✓ × ✓	✓ ✓ ✓
JSC	✓ × ×	✓ ✓ ✓	✓ × ✓	✓ ✓ ✓	✓ ✓ ✓
JSNM	× ✓ ✓	✓ ✓ ✓	✓ ✓ ✓	✓ ✓ ✓	✓ ✓ ✓

### 3.4 Comentários e Considerações Finais

Nós apresentamos um extensivo estudo da formação de planetas terrestres em discos com variados perfis de densidade superficial testando múltiplas configurações de planetas gigantes. Primeiro nós examinamos o efeito da ressonância secular durante os primeiros 10 Ma do disco, e então analisamos as características dos sistemas de planetas terrestres formados após 300 Ma de integração. No final, fazemos uma detalhada comparação entre nossos resultados e aqueles em Raymond et al. (2005b).

Resultados de nossas simulações indicam que a ressonância  $\nu_6$  desempenha um papel não desprezível na depleção de massa na região por ela afetada. Quando ambos planetas gigantes estavam inclusos, nossos resultados indicaram a produção de planetas com uma menor quantidade de água do que em relação àquelas simulações que continham apenas Júpiter (Saturno não está incluso, mas Júpiter é mantido na mesma órbita), principalmente para discos com perfis de densidade superficial de massa mais íngremes. Esse resultado é consistente já que a  $\nu_6$  varre uma região ao redor de 2 UA, onde os corpos carregam alguma quantidade de água. Embora uma pequena fração dos objetos perturbados dinamicamente, por esta ressonância, também alcance a região dos planetas terrestres, as simulações mostram que as interações entre os corpos do disco dominam o efeito da mistura radial do disco e conseqüentemente a entrega de água na zona terrestre.

No estudo apresentado em Raymond et al. (2005b) apenas uma configuração de planetas gigantes foi considerada (um planeta com a massa de Júpiter em órbita circular orbitando a 5.5 UA do Sol). Uma configuração dinâmica desse tipo, não perturba sufici-

entamente o disco protoplanetário a ponto de alterar drasticamente a sua estrutura básica. Explorando diversas configurações de planetas gigantes nós observamos que fortes perturbações devido a esses planetas podem ‘limpar’ específicas regiões do disco, possivelmente, fazendo a sua distribuição radial de massa desviar de sua original representação através da lei de potência. Como estes efeitos são sentidos logo durante os primeiros milhões de anos da evolução do disco, os resultados do modelo de disco 2 indicam que é possível que suas ações se sobressaiam sobre as tendências impostas pelo perfil de densidade superficial do disco, produzindo sistemas de planetas que não seguem os padrões observados em Raymond et al. (2005b).

É também importante notar que nesse estudo, nós assumimos que os planetas gigantes já estão completamente formados, e nós não consideramos seus efeitos sob a dinâmica do disco durante o seu processo de formação. Nós recomendamos ao leitor o trabalho de Haghighipour & Scott (2008, 2012) onde esses autores apresentam os resultados de um estudo do efeito de um planeta gigante em formação sobre a dinâmica de embriões planetários e planetesimais. Como mostrado por esses autores, o efeito perturbativo do planeta começa aparecer quando sua massa excede  $10M_{\oplus}$ . No entanto nós esperamos que nossos resultados, não mudem estatisticamente devido a esses fatores.

Finalmente, nós concluímos que os resultados apontados em Raymond et al. (2005b), os quais apontam para uma relação entre os diferentes perfis de densidade superficial de massa e as características dos sistemas planetários formados, não dependem apenas da lei de potência representando a estrutura do disco. Nós advertimos que a maioria das tendências analisadas nas Tabelas 3.2 e 3.3 dependem também da quantidade de massa carregada pelo disco protoplanetário e da configuração orbital dos planetas gigantes no sistema.

## Capítulo 4

# A origem da água da Terra

Esse capítulo é baseado em um estudo apresentado em de Souza Torres et al. (2008), o qual é uma tese de doutorado. O estudo realizado por esses autores resultou em uma versão preliminar de um artigo o qual foi submetido a revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* neste mesmo ano. O processo de análise para publicação deste trabalho resultou em recomendações por um referee e na identificação de uma inconsistência nos resultados das simulações devido a um problema no código utilizado (de Souza Torres & Anderson, 2008). O problema foi corrigido e novas simulações foram realizadas e seus resultados publicados na Tese de doutorado de Karla de Souza Torres. A partir dessa defesa de doutorado o projeto foi completamente interrompido e o artigo não mais ressubmetido. No final de 2010, nós decidimos reiniciar esse projeto realizando novas simulações e reescrevendo inteiramente o artigo antigo. Seguindo o modelo de distribuição de água no disco protoplanetário como em de Souza Torres et al (2008), neste capítulo nós apresentamos os novos resultados deste estudo a partir de uma análise inteiramente diferente daquela apresentada em de Souza Torres et al. (2008).

Um dos assuntos mais importantes na formação do Sistema Solar é a origem da água da Terra. Cometas já foram considerados como a mais provável fonte de entrega de água, entretanto, argumentos baseados na composição química e razões isotópicas sugerem uma pequena contribuição desses objetos. Em vista disso, outras fontes têm sido propostas, entre as quais, a adsorção de vapor de água em grãos de poeira na nebulosa solar primordial, e finalmente, a entrega de água através de embriões planetários e planetesimais, a qual se tornou bastante promissora. No entanto, uma única fonte de água não poderia fornecer uma explicação para a água da Terra como um todo. Por isso, usando simulações numéricas de N-corpos, nós desenvolvemos um modelo composto incorporando as duas principais teorias endógenas e exógenas, investigando suas implicações para a formação de planetas terrestres e a entrega de água da Terra. Cometas foram também considerados em uma análise final, já que é provável que pelo menos alguma parte da água da Terra

tenha origem cometária. Nós analisamos nossos resultados, comparando dois modelos de distribuição de água, e complementamos nosso estudo usando a razão D/H, encontrando a possível contribuição relativa de cada fonte, focando nossa análise, naqueles planetas formados na zona habitável. Nós mostramos, que o modelo composto tem um papel importante, mostrando mais vantagem na quantidade e tempo de entrega de água a planetas do tipo Terra.

## 4.1 Introdução

A origem da água da Terra é uma das mais intrigantes questões da ciência planetária. A localização das regiões, que no início da formação do Sistema Solar, objetos ricos em água contribuíram para a acreção da Terra é um assunto de intenso debate. Neste aspecto, é amplamente aceito que a nebulosa solar foi mais quente e densa em direção a seu centro, e mais fria e menos densa conforme se afastava do proto-Sol (Encrenaz, 2006). Esse gradiente de temperatura, teria afetado significativamente a composição química da nebulosa e a distribuição de materiais ricos em água/gelo no disco protoplanetário. Próximo à estrela, somente metal e silicatos condensaram, e materiais voláteis condensaram a maiores distâncias do Sol. As primeiras partículas sólidas a se formarem, tinham tamanhos microscópios. O estágio inicial, da formação planetária, consiste num processo de suaves colisões entre essas pequenas partículas, até a formação de grãos de poeira. Em uma região rica em oxigênio, grãos de poeira formaram os condritos carbonáceos, que contêm, até 10% de água (Morbidelli et al., 2000). Além da órbita, que os planetas gigantes estão atualmente, a água teria condensado em grandes quantidades, formando assim, cometas, os quais têm, em sua composição, até 80% de água (Jessberger, Kissel & Rahe, 1989).

Comparado com esses materiais, a Terra contém pouca quantidade de água. Aproximadamente, somente 0.02% da massa da Terra está em seus oceanos, e uma outra parte está armazenada abaixo da superfície. Uma estimativa para a quantidade de água no interior da Terra, aponta para valores variando de  $1O_{\oplus}$  ( $O_{\oplus} = 1$  oceano terrestre =  $1.4 \times 10^{24}$  g) até  $50 O_{\oplus}$ , com  $\sim 10 O_{\oplus}$  sendo o valor mais considerado (Drake & Campins, 2006). Uma recente estimativa, dessa quantidade, também concorda com essa última consideração, restringindo este valor entre  $\sim 4 - 12$  oceanos terrestres (Marty, 2012). O ponto mais importante é que, independente desses valores, nosso planeta ainda têm substancialmente muito mais água do que é esperado para um corpo a 1 UA do Sol.

Na década passada várias tentativas foram feitas para explicar a origem da água em nosso planeta. As possíveis fontes são classificadas entre endógenas e exógenas. Essas são: a água adsorvida por grãos de poeira na nebulosa solar, (Stimpfl, Lauretta & Drake

2004), a entrega através de asteroides, cometas, embriões planetários e planetesimais (Morbidelli et al. 2000; Raymond, Quinn & Lunine 2004; O'Brien, Morbidelli & Levison 2006; Raymond et al. 2004, 2006, 2009; Lunine 2003; Drake & Campins 2006) e a produção de água através da oxidação de uma atmosfera primordial rica em hidrogênio (Ikoma & Genda, 2006). Essas diferentes fontes, podem ser distinguidas pelas suas diferentes razões isotópicas, tal como, deutério-hidrogênio (D/H) e pela estimativa da quantidade de água entregue relativa a massa dos objetos, no caso de asteroides, cometas e embriões planetários.

Entre essas possibilidades, cometas têm sido considerados como uma atrativa fonte exógena para a água terrestre. Esses objetos, que são basicamente constituídos de gelo, provavelmente mantêm a composição isotópica que eles adquiriram durante o seu processo de formação (Drouart et al. 1999). Se cometas foram a única fonte que de fato contribuiu para a entrega de água a terra é, entretanto, bastante incerto. As medidas da razão D/H na água, em oito cometas da Nuvem de Oort, são em média duas vezes o valor da razão D/H da Terra<sup>a</sup> (VSMOW) e quinze vezes o valor da razão D/H na nebulosa solar (Tabela 4.1). Embora o valor original da razão D/H da Terra seja desconhecido, é incerto como este valor poderia ter mudado ao longo da evolução geofísica e geoquímica da Terra. A maioria dos pesquisadores têm usado a incompatibilidade entre a razão D/H em cometas e no VSMOW como um argumento para descartar cometas como sendo a principal fonte de entrega de água à Terra. É importante mencionar que Genda & Ikoma (2008) mostraram que a razão D/H da Terra poderia ter aumentado, até por um fator de 9, se a Terra teve no início de sua formação uma massiva atmosfera de hidrogênio que sofreu um lento processo de escape hidrodinâmico.

A fim de resolver esse problema, Owen & Bar-Nun (1995) e Delsemme (1998) sugeriram que cometas que formaram na região de Júpiter poderiam ser a fonte da água da Terra. Esses cometas têm razões D/H mais baixas, comparadas a cometas da Nuvem de Oort, já que eles teriam formado em um ambiente da nebulosa mais quente. Por exemplo, a razão D/H do cometa 103P/Hartley 2 é quase a mesma que o valor do VSMOW (Hartogh et al. 2011). Por outro lado, os modelos da evolução dinâmica do Sistema Solar parecem não dar suporte a essa idéia. Como mostrado por Morbidelli et al. (2000), o material cometário entregue a Terra pode ter se originado na região trans-Uraniana ou na região de Júpiter e Saturno. Entretanto, cometas formados na região de Júpiter, teriam um tempo de vida muito curto o que implicaria que se eles entregaram água para Terra, isto ocorreria nos primeiros milhões de anos após a formação deste planeta gigante. Em um modelo da evolução dinâmica dos planetas gigantes, conhecido como modelo de Nice, Gomes et al. (2005) mostraram que o fluxo de material cometário para Terra seria de

---

<sup>a</sup>Vienna Standard Mean Ocean Water

Tabela 4.1: Valores da razão D/H para comets, nebulosa solar e VSMOW.

Objeto	razão D/H	Referência
Halley	$3.16 \pm 0.34 \times 10^{-4}$	Eberhardt et al. (1995)
Hyakutake	$2.9 \pm 1.0 \times 10^{-4}$	Bockelee-Morvan et al. (1998)
Hale-Bopp	$3.3 \pm 0.8 \times 10^{-4}$	Meier et al. (1998)
C/2001 Q4	$4.6 \pm 1.4 \times 10^{-4}$	Weaver et al. (2008)
C/2002 T7	$2.5 \pm 0.7 \times 10^{-4}$	Hutsemékers (2008)
8P/Tuttle	$4.09 \pm 1.45 \times 10^{-4}$	Villanueva et al. (2009)
153P/Ikeya-Zhang	$< 2.8 \pm 0.3 \times 10^{-4}$	Biver et al. (2006)
C/2004 Q2	$< 2.2 \times 10^{-4}$	Biver et al. (2005)
Hartley 2	$1.61 \pm 0.24 \times 10^{-4}$	Hartog et al. (2011)
Nebula	$2.1 \pm 0.4 \times 10^{-5}$	Lellouch et al. (2001)
SMOW	$1.49 \pm 0.03 \times 10^{-4}$	Lecuyer, Gillet & Robert (1998)

aproximadamente  $\sim 1.8 \times 10^{23}$  g, o que corresponderia somente a 6% da massa de 1 oceano da Terra. Entretanto, é importante notar que, como mostrado por Ipatov & Mather (2006), se o estudo da perturbação dos planetas gigantes, nos cometas da família de Júpiter, é feito quando estes planetas estão em suas órbitas atuais, a probabilidade de colisão desses cometas com a Terra seria grande o suficiente para justificar a entrega de água de pelo menos 1 oceano da Terra.

Outro desafio para a ideia de entrega de água através de cometas vem da análise de gases nobres e outras razões isotópicas. Por exemplo, Swindle & Kring (2001) argumentam que, baseado em análises isotópicas de gases nobres, cometas não poderiam suprir uma significativa fração da água da Terra ao menos que essa entrega fosse feita nos primeiros 100 Ma da história da Terra, ou, que ela foi feita por cometas diferentes daqueles da Nuvem de Oort. Baseando-se em argumentos derivados de análise química e isotópica, Drake & Righter (2002) confirmaram os resultados de Swindle & Kring (2001) limitando

a contribuição cometária para a água da Terra a 50%.

Tanto os resultados de simulações numéricas da dinâmica cometária, quanto análises isotópicas desses objetos, parecem concordar que um valor mais confiável da total contribuição de água cometária à Terra é, provavelmente, menor do que 10%-15% (Morbidelli et al. 2000; Drake & Righter 2002). Em um estudo recente, Hutsemékers et al. (2009) usaram a razão isotópica  $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$  e mostrou que a quantidade de água cometária na Terra não seria mais do que 9%. Entretanto, é necessário cuidado pois estudos baseados sob análises isotópicas podem levar a discussões como, por exemplo, se a medida da razão D/H em cometas é verdadeiramente representativa da inteira composição desses objetos, desde que, a fonte primária de informações sobre cometas está fundamentada em estudos do coma e da cauda. Como mostrado por Weirich, Brown & Lauretta (2004), a razão D/H poderia aumentar durante a difusão diferencial (movimento de moléculas, átomos ou íons de uma área de maior concentração para áreas de menor concentração) e sublimação. Isso também foi mostrado experimentalmente por Schmidt et al. (2005). Esses últimos autores, estudaram a sublimação e mostraram que é observada uma tendência de aumento da razão de D/H no material evaporado. Isso é observado independente da principal composição do objeto. Eles argumentam ainda que, para se obter um valor mais realístico da razão D/H em cometas, é importante compreender a fundo a quantidade de gelo no coma desses objetos.

Uma outra possibilidade, como fonte exógena da água da Terra, seria a entrega através de asteroides primitivos. É comum a associação de diferentes classes de meteoritos aos diferentes tipos taxonômicos de asteroides, suas correspondentes quantidades de água e distâncias do Sol. Meteoritos do tipo condritos carbonáceos estão associados a asteroides do tipo-C, contendo entre 5% e 10% de água e predominantes além de 2.8 UA. Condritos Ordinários são considerados fragmentos de asteroides do tipo-S, encontrados principalmente entre 2 UA e 2.5 UA, e contêm  $\sim 0.1\%$  de sua massa como água. Condritos de Enstatite estão relacionados a asteroides do tipo-E a 1.8 UA do Sol, os quais contêm somente 0.01% da massa como água. A razão D/H nos condritos carbonáceos, os quais são objetos com substancial quantidade de água, varia entre  $1.2 \times 10^{-4}$  e  $3.2 \times 10^{-4}$  (Lecuyer et al. 1998), um valor que está muito próximo do D/H do VSMOW. Isso implica que asteroides do tipo-C, originados do cinturão de asteroides, podem ter fornecido água aos planetas terrestres. Esses objetos poderiam ter entrado em órbitas cruzando a região terrestre em razão da interação gravitacional com planetas gigantes e outros objetos. Enquanto este mecanismo parecia ser viável para a entrega de água à Terra, os primeiros modelos de formação e evolução dinâmica do cinturão de asteroides indicaram que esse cenário era pouco eficiente. As simulações de Morbidelli et al. (2000), onde planetesimais são considerados como partículas de testes, sugerem, por exemplo, que apenas 0.13%

dos asteroides primitivos teriam sido incorporados pela Terra. Assumindo que 10% da massa, seja um valor representativo da quantidade de água em asteroides carbonáceos, e desconsiderando a perda de água em colisões, essa taxa de acreção requer que a massa do cinturão de asteroides além de 2.5 UA seja pela menos 4 vezes a massa da Terra. Apenas assim, asteroides primitivos poderiam entregar a quantidade de água da Terra (Morbidelli et al 2000). Entretanto, recentes simulações apresentadas por Raymond et al. (2007) mostram que quando planetesimais são considerados ter massa a contribuição de asteroides primitivos a formação da Terra poderia ser de até 5% da população inicial de asteroides.

Ainda nessas simulações preliminares, em Morbidelli et al. (2000), um segundo problema em considerar asteroides como a fonte de água para a Terra é o instante da entrega de água. Enquanto que a massa requerida para entrega de água através de asteroides primitivos é comparável com as estimativas da massa original do cinturão de asteroides, neste modelo, o tempo de entrega dessa água não é consistente com o tempo da formação dos planetas terrestres. Considerando asteroides primitivos como partículas de teste, Morbidelli et al (2000) mostraram que o processo de entrega de água da Terra a sua zona de acreção não tomaria mais do que 40 Ma. Nesse momento, a Terra é ainda jovem com uma massa  $< 60\%$  do seu atual valor, e está ainda em processo de formação. Conforme a Terra continua seu crescimento, ela está sujeita a numerosos impactos por planetesimais e vários colisões mais energéticas com embriões planetários. Não é certo, e até mesmo duvidoso, se a Terra poderia ter mantido a água que ela recebeu através de impactos de primitivos asteroides (Genda & Abe, 2005; Canup & Pierazzo, 2006). Em simulações mais recentes, Raymond et al (2004; 2007) mostraram que a taxa de colisões com a Terra poderiam ser muito mais altas, resultando em uma maior quantidade de água sendo entregue, se planetesimais fossem considerado massivos.

O requerimento que o cinturão de asteroides deve ter sido muito mais massivo no passado, para facilitar a entrega de água por asteroides, combinado com o fato que asteroides/planetesimais e embriões planetários são espalhados em diversos tipos de órbitas, como um resultado de suas mútuas interações e também daquelas com planetas gigantes, sugerem que a entrega de água à Terra pode ter ocorrido durante todo o seu processo de formação através de impactos de planetesimais e embriões planetários hidratados.

Esses objetos, originados da parte externa do cinturão de asteroides, teriam depositado água quando impactaram a Terra (Morbidelli et al 2000; Raymond et al., 2006, 2007, 2009; O'Brien et al., 2006). Esse modelo, é amplamente aceito como o principal mecanismo para a entrega de água à Terra e aponta para o cinturão de asteroides como um reservatório de materiais ricos em água. A maior inconveniência de se considerar a água de asteroides como a fonte de água é que o manto superior primitivo do nosso planeta tem uma razão

isotópica  $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$  mais alta do que a dos condritos carbonáceos. Na verdade, esta composição isotópica de Os está de acordo com os valores obtidos de condritos ordinários e é distintamente mais alta do que a razão de condritos carbonáceos (Drake, 2005).

Uma nova e potencial fonte para a água da Terra tem sido proposta por Walsh et al. (2011). Explorando a migração de Júpiter e Saturno, em uma fase precoce da formação do Sistema Solar, quando o gás nebular ainda está presente, estes autores propuseram formas de resolver dois dos maiores problemas em modelos da acreção de planetas terrestres: a formação de Marte e a reprodução das características do cinturão de asteroides. Neste cenário, chamado Grand-Tack, Júpiter teria migrado em direção ao Sol até 1.5 UA, e então sido capturado em ressonância pelo planeta Saturno migrando com uma taxa mais rápida do que a de Júpiter. Neste momento, os planetas teriam suas direções de migração revertidas e ambas planetas migraram juntos até próximo de suas órbitas atuais. Diferente dos modelos tradicionais de entrega de água à Terra, os quais propõe que a água terrestre teve origem no cinturão de asteroides, nesse modelo, a entrega de água a zona terrestre acontece quando ambos planetas estão migrando para longe do Sol. Assim, este processo teria lançado na região terrestre objetos ricos em água que iriam contribuir para a formação da Terra.

Além das fontes exógenas, mencionadas anteriormente, tem sido sugerido que a água da Terra pode também ter origem endógena: a água poderia ter sido adquirida diretamente da nebulosa solar. Stimpfl et al. (2004) estudaram o papel da adsorção de água em grãos de poeira a 1000 K, 700 K e 500 K usando o método de Monte Carlo, e mostraram que a quantidade total de material que seria necessário para formar nosso planeta poderia ter adsorvido entre 1 e 3 oceanos terrestres de água, antes mesmo do planeta iniciar o seu processo de formação. Assim, a Terra teria se formado, já contendo alguma quantidade de água. Como mostrado por esses autores, a eficiência da adsorção de água aumenta conforme a temperatura diminui.

Embora as observações de vapor de água e hidrogênio, ao redor de 1 UA, em estrelas jovens como MWC 480 (Eisner, 2007), bem como, a presença de olivina (forsterite) em nuvens de poeira, ao redor de estrelas em processo de formação, dão suporte ao modelo de adsorção de água (Muralidharan et al. 2008; Stimpfl et al. 2006; Eisner, 2007; Bethell, & Bergin, 2009), esse cenário sofre com questões relacionadas com a retenção de água durante o crescimento deste grãos de poeira até grandes objetos. O gradiente composicional de planetesimais e embriões planetários na nebulosa solar, em especial, a concentração de elementos voláteis nestes objetos, depende de toda a sua história de aquecimento desde o tamanho de partículas microscópicas. Essa evolução, por sua vez, depende de vários parâmetros. Por exemplo, do aquecimento local causado pelo Sol, da concentração de núclídeos radioativos, do campo magnético solar, e finalmente, depende

também da massa dos corpos (Nuth, 2008). Entretanto, todos esses processos são muito complexos e atualmente não são compreendidos completamente. Assim, por simplicidade, nós desconsideramos que esses fatores poderiam ter alterado a quantidade de água nos corpos planetários, e nos baseamos somente no modelo de Stimpfl et al. (2004). Outro ponto importante, que levanta dúvida sob a adsorção de água como a única fonte de água para a Terra, é que o valor da razão D/H desta água estaria relacionada com o valor da razão D/H da nebulosa solar. Este último é derivado de observações da atmosfera de Júpiter e Saturno, e é  $\sim 7$  vezes menor do que o valor do VSMOW. Logo, se a água da Terra teve origem através do processo de adsorção de vapor de água, um mecanismo para aumentar a razão D/H até o do VSMOW seria necessário (Drake, 2005).

Enquanto que, como observamos até aqui, a origem da água da Terra está ainda sem resposta, as incertezas com respeito a quantidade de água no manto da Terra cria mais um tópico de debate. Por exemplo, enquanto que Hirschmann et al. (2005) acreditam em um manto bastante úmido, contendo aproximadamente  $20O_{\oplus}$  de água, o modelo de Smyth et al. (2006) sugere um manto quase seco, com não mais do que 2 oceanos da Terra. Um modelo abrangente da formação da Terra e origem de sua água precisa considerar todas essas questões. Como comentamos anteriormente, planetesimais e embriões planetários tem sido aptos a prover um grande porção da água da Terra. Entretanto, outras fontes como cometas, asteroides primitivos e água adsorvida em grãos de poeira poderiam também ter sua importância e contribuição. O que separa essas fontes é o tempo de sua operação. Como indicado por dados geológicos, cada um desses eventos ocorreu em uma época diferente durante o processo de formação da Terra. A fim de tratar o problema sobre a origem da água da Terra adequadamente, é necessário determinar quanta água foi entregue por cada um desses mecanismos e em qual fase durante a formação dos planetas terrestres. Nesse capítulo, nós apresentamos uma tentativa de tratar essas questões. Considerando que a contribuição cometária é  $\leq 10\%$  de toda a água da Terra, nosso objetivo é analisar a seguinte questão: assumindo que a adsorção de água em grãos de poeira seja um mecanismo viável para a entrega de parte de água da Terra, seria a inclusão deste mecanismo no modelo atualmente mas aceito (entrega através de planetesimais e embriões planetários) consistente com restrições geológicas sobre a quantidade de água na Terra? Uma resposta positiva ou negativa permitirá a nós acessarmos a validade deste cenário considerando a água adsorvida por grãos de poeira na nebulosa solar, como um fonte adicional para a origem da água da Terra.

Nós apresentamos estes resultados nas próximas seções deste capítulo. A Seção 4.2 contém a metodologia de nosso estudo numérico e na seção 4.3 nós analisaremos os resultados. A Seção 4.5 conclui nosso estudo e apresenta um resumo discutindo as implicações dessa pesquisa para a formação de planetas terrestres e origem da água da Terra.

## 4.2 Modelo

Nós consideramos dois tipos de disco de corpos planetários “A” e “B”. O disco no modelo A é bi-modal. Ele consiste de um parte interna, de 0.5 UA até 2.5 UA, que é populada somente por embriões planetários e uma região externa variando de 2.5 UA até 4 UA onde são distribuídos apenas planetesimais. Seguindo Kokubo & Ida (2000), a densidade superficial do disco é assumida ter o seguinte perfil radial

$$\Sigma_A(r) = \begin{cases} \Sigma_1(r/1\text{AU})^{-3/2}, & 0.5\text{AU} < r < 2.5\text{AU} \\ \Sigma_2(r/5\text{AU})^{-3/2}, & 2.5\text{AU} < r < 4.0\text{AU}. \end{cases} \quad (4.1)$$

O modelo “B” é um disco contendo apenas embriões planetários distribuídos de 0.5 UA até 4 UA. A densidade superficial desse disco é dada por

$$\Sigma_B(r) = \Sigma_1(r/1\text{AU})^{-3/2}, \quad 0.5\text{AU} < r < 4.0\text{AU} \quad (4.2)$$

Em ambos modelos, embriões planetários são distribuídos aleatoriamente com uma separação de 5-10 raios de Hill mútuos (Kokubo & Ida, 200). A zona de alimentação de um embrião planetário é um anel com largura comparável ao seu raio de Hill ( $R_H$ ). A quantidade de massa disponível para a acreção de um embrião, em sua zona de alimentação, é estimada por  $M_{\text{embrião}} = 2\pi a \Sigma R_H$  (Kokubo & Ida, 2000). Logo, a massa de cada embrião é dada em função de seu semi-eixo maior e da densidade superficial de massa conforme

$$M_{\text{embrião}} = \left[ \frac{2\pi \Sigma a^2}{(3M_\odot)^{1/3}} \right]^{3/2} \quad (4.3)$$

onde  $a$  é o semi-eixo maior do embrião,  $\Sigma = \Sigma_A(a)$ ,  $\Sigma_B(a)$ , é a densidade superficial do disco na posição do embrião e  $M_\odot$  representa a massa do Sol.

Os planetesimais na região externa, do disco do modelo A, são assumidos ter uma massa de 0.01 massas da Terra. Nós distribuimos 200 desses planetesimais entre 2.5 e 4 UA seguindo a densidade superficial do disco como dado pela Equação 4.1. Todos os planetesimais e embriões planetários estavam inicialmente em órbitas circulares. As inclinações orbitais desses objetos foram escolhidas randomicamente no intervalo 0.0001 até 0.001 graus. O número de embriões planetários no modelo do disco A está entre 60 e 80 objetos, e no modelo do disco B está entre 80 e 100.

Nessas simulações, foram consideradas diferentes configurações orbitais de planetas gigantes. Como mostrado por vários autores (Chambers & Wetherill 1998; Chambers

2001; Raymond et al. 2004, 2006, 2009), esses objetos têm um papel importante nas características finais dos sistemas de planetas terrestres formados. Em vista disso, nós consideramos duas diferentes configurações destes planetas, uma incluindo somente Júpiter e outra considerando Júpiter e Saturno. Nós assumimos que os elementos orbitais desses objetos, no início de nossas simulações, são similares aos seus valores atuais.

A distribuição de água nos objetos do disco protoplanetário é feita considerando um cenário composto. Objetos interiores a 0.7 UA são secos e aqueles entre 0.7 UA e 2.5 UA a água é distribuída de acordo com o modelo endógeno proposto por Stimpfl et al. (2004). Neste modelo, a quantidade de água varia de acordo com o perfil do gradiente de temperatura da nebulosa solar. Uma relação entre a temperatura e a distância heliocêntrica na nebulosa solar é dada por Clark (1998). Através dessa relação é possível calcular a quantidade de água adsorvida por planetesimais e embriões planetários, no Sistema Solar interior, de acordo com os dados de Stimpfl et al. (2004). Esses dados sugerem que a quantidade de água adsorvida por um objeto na parte interna do disco é dada por

$$W = 10a - 7. \quad (4.4)$$

Nessa equação,  $W$  é a quantidade de água adsorvida (em oceanos terrestres) por massa terrestre e  $a$  é o semi-eixo maior do objeto em UA. Para a região externa do disco ( $a > 2.5$  AU) em ambos modelos, nós usamos uma quantidade de água representativa dos condritos carbonáceos, equivalente a 5% da massa de cada objeto (Raymond et al. 2004, 2005a, 2005b, 2006, 2009). Seguindo a Equação (4.4) um corpo inicialmente a uma distância  $< 0.7$  AU do Sol é seco, a 1 UA tem 0.07% da massa como água, a 2 UA contém 0.3% da massa em água e a 2.5 UA contém 0.42% da massa em água. Isso mostra que nosso modelo de distribuição de água pode estar consistente com a quantidade de água carregada por asteroides do tipo-S predominantes na parte interna do cinturão de asteroides contendo  $\sim 0.1\%$  de sua massa como água (Abe et al., 2000). Entretanto, é ainda difícil explicar a presença de corpos primordiais quase completamente secos no Sistema Solar se o processo de adsorção de água em grãos de poeira foi de fato eficiente na nebulosa solar (Drake, 2005).

### 4.3 Simulações Numéricas

Nossos sistemas foram integrados numericamente considerando diferentes combinações de densidade superficial do disco e configurações dos planetas gigantes. Para cada modelo de disco, foram considerados três valores diferentes para a densidade superficial a 1 UA ( $\Sigma_1$ ): 6 g/cm<sup>2</sup> correspondendo a densidade superficial no Sistema Solar Interior de acordo com a massa mínima da nebulosa solar (Weidenschilling 1977; Hayashi 1981; Raymond et

al. 2004),  $10 \text{ g/cm}^2$  o valor máximo comumente considerado para a densidade superficial a 1 UA, e  $8 \text{ g/cm}^2$  como um valor intermediário. Para  $\Sigma_2$  o valor considerado foi  $3 \text{ g/cm}^2$  (Raymond et al., 2004).

Nós realizamos um total de 54 simulações, 36 com o modelo do disco A e 18 com o modelo do disco B. Nas simulações do disco A, 18 simulações foram realizadas com somente um planeta gigante (Júpiter) e as outras 18 incluindo ambos Júpiter e Saturno. Nesses experimentos, para cada disco com um valor diferente de  $\Sigma_1$ , nós realizamos 6 simulações com condições iniciais para planetesimais e embriões planetários levemente diferentes. Nas simulações do modelo B, 9 simulações incluíram somente Júpiter e as outras 9 incluíram ambos os planetas gigantes. Nesse caso, nós realizamos três simulações para cada valor de  $\Sigma_1$ , cada uma com uma distribuição de embriões planetários levemente diferentes.

Nossas simulações foram integradas numericamente por um total de 300 Ma, usando o integrador híbrido do Mercury (Chambers 1999). O passo de tempo das integrações foi escolhido ser de 5 dias. Todas as colisões são definidas como perfeitamente inelásticas e conservando momento linear.

As Figuras 4.1 e 4.2 mostram os resultados finais de todas nossas simulações. As legendas no eixo vertical dessas figuras representam o número da simulação, a configuração dos planetas gigantes e, por último, os valores de  $\Sigma_1$ . A cor de cada objeto corresponde ao valor de sua fração água/massa, sendo essa, dada pela caixa de cores na parte de inferior de cada figura. A excentricidade orbital de cada objeto é representada pela linha horizontal do mesmo. Esta linha corresponde ao intervalo de variação na distância heliocêntrica do corpo, durante sua excursão orbital, desde o periélio até o afélio de sua órbita. Para efeito de comparação, os planetas internos do Sistema Solar e seus conteúdos de água são também mostrados nestas figuras. A área cinza em cada figura, marcada com a sigla ZH, representa a zona habitável do Sistema Solar de acordo com o modelo de Kasting et al. (1993). As Tabelas A1 e B1 mostram os valores correspondentes de massa, semi-eixo maior, excentricidade, e quantidade de água de cada corpo nestas figuras.

A análise dos nossos resultados mostra uma grande diversidade na massa, quantidade de água e configuração orbital dos objetos finais. A Figura 4.3 mostra o valor inicial e final da massa total em planetesimais e embriões planetários em cada simulação. Como mostrado aqui, em todas as simulações, o disco perde uma grande porção de sua massa. Isso é um resultado esperado, que é devido à combinação de ejeção (i.e., quando a distância heliocêntrica do corpo é maior que 100 UA) e colisões com o Sol ou com os planetas gigantes.

As Tabelas 4.2 e 4.3 mostram a fração de massa perdida por cada mecanismo. Como mostrado, a maioria da massa perdida foi um resultado da ejeção de corpos do sistema.

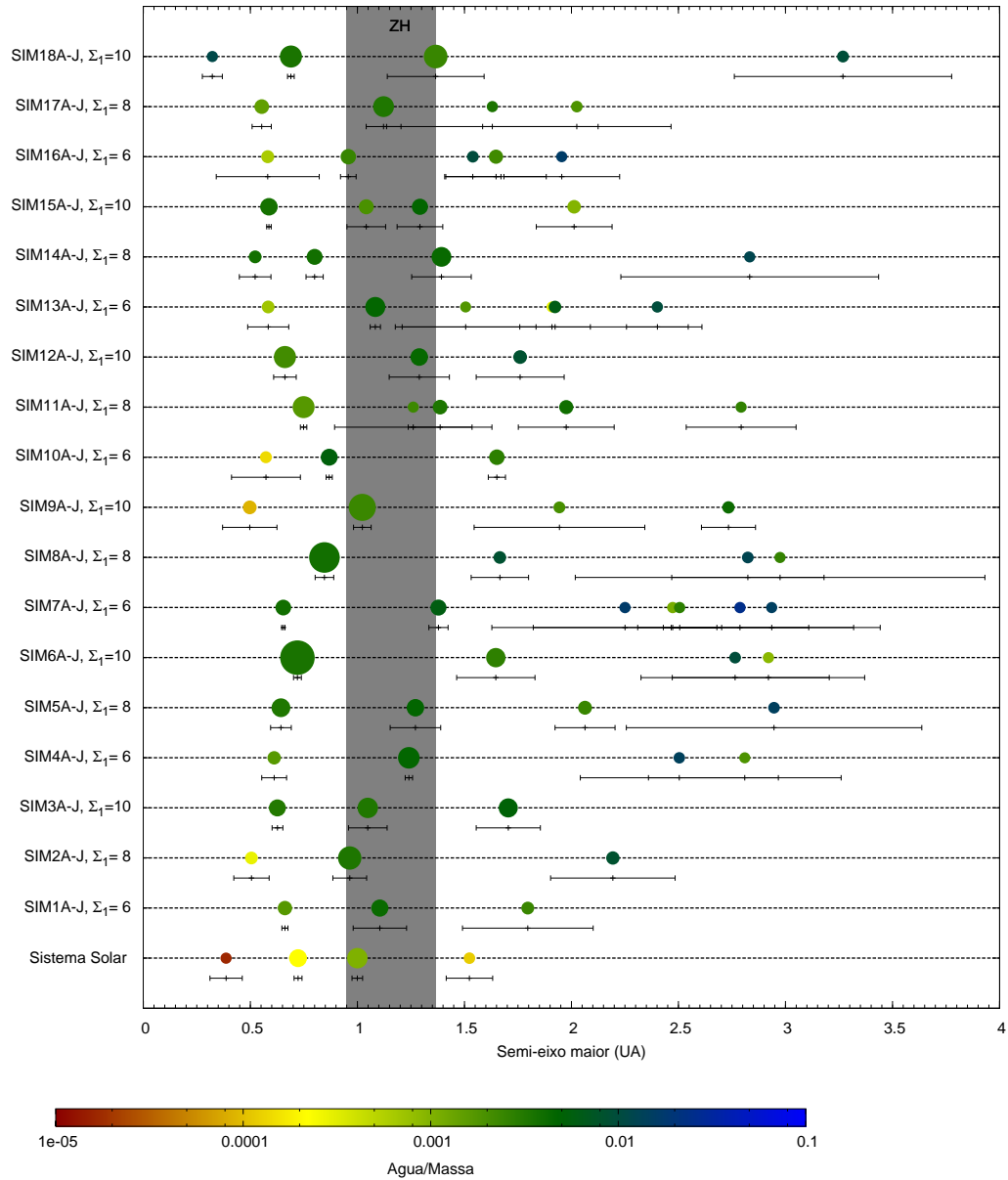


Figura 4.1: Configuração orbital final de 18 simulações do modelo A considerando somente Júpiter. Os valores da densidade superficial do disco a 1 UA são mostrados no eixo vertical. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica.

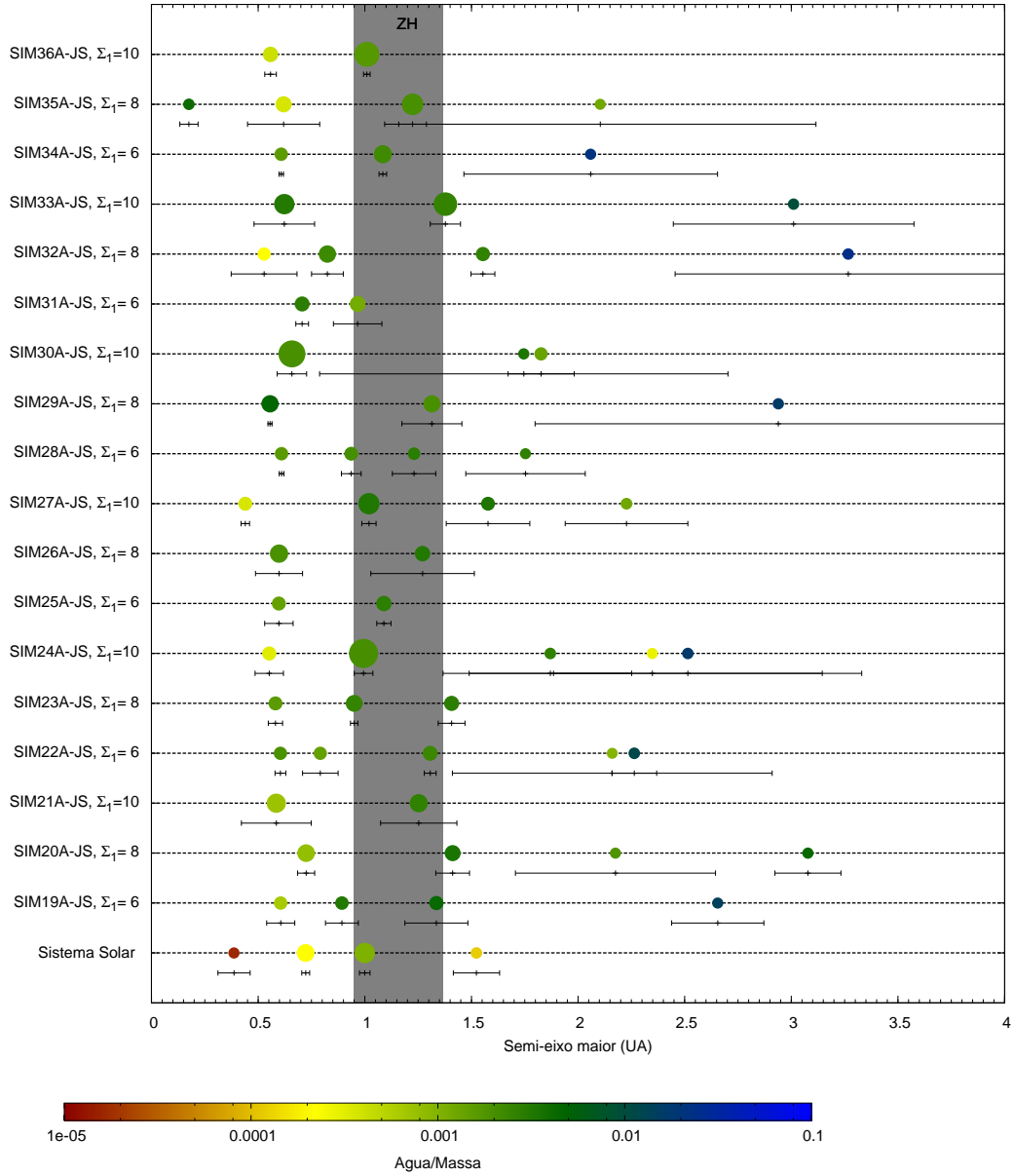


Figura 4.1: **Cont.**-Configuração orbital final de 18 simulações do modelo A considerando Júpiter e Saturno. Os valores da densidade superficial do disco a 1 UA são mostrados no eixo vertical. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica.

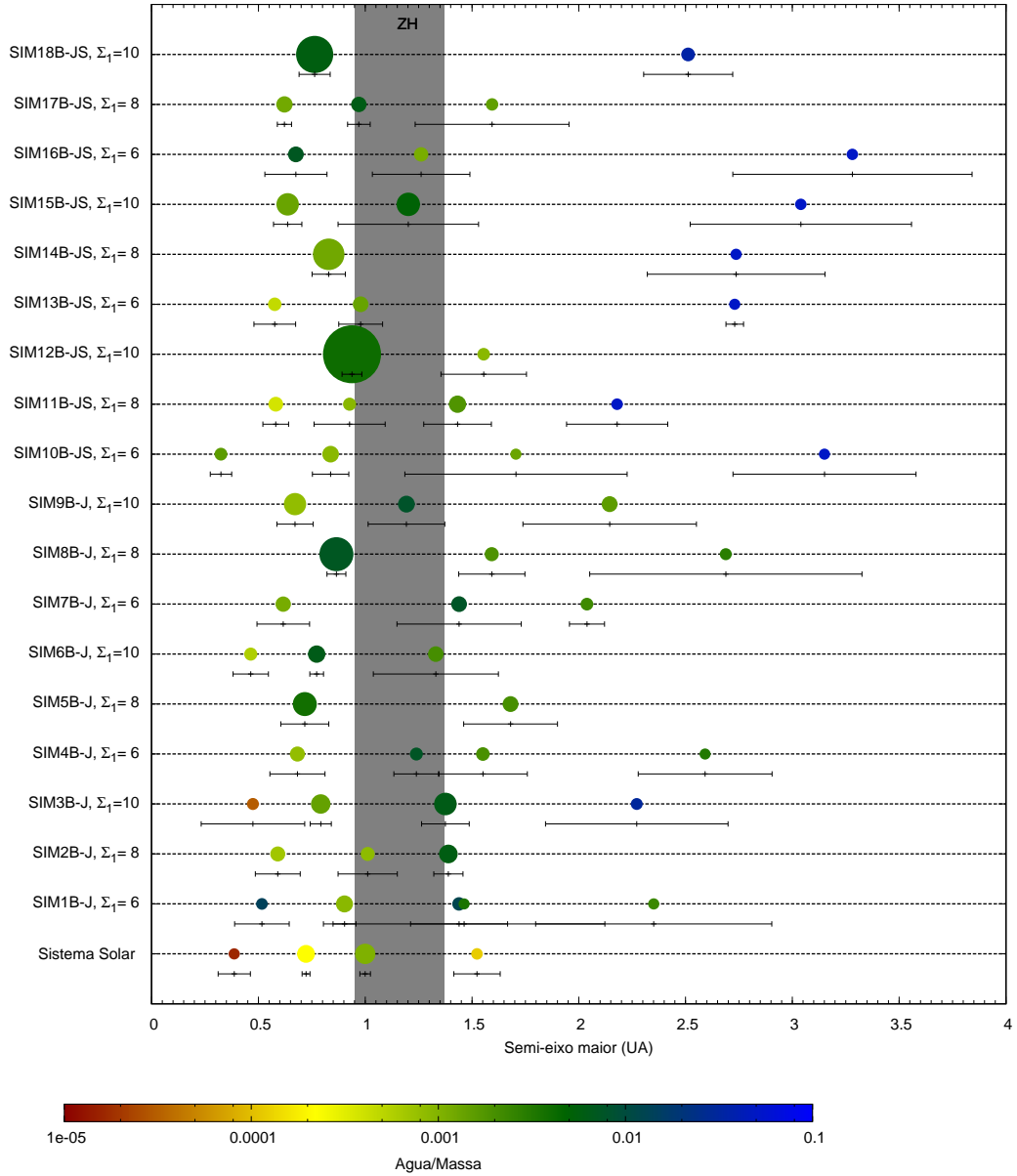


Figura 4.2: Configuração orbital final de 18 simulações do modelo B considerando somente Júpiter (SIM1B-J até Sim9B-J) e Júpiter e Saturno (Sim10B-JS até Sim18B-JS) para diferentes valores da densidade superficial a 1 UA do Sol. O Sistema Solar também é mostrado para comparação. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, esta grandeza não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada planeta representa sua razão água/massa. A excentricidade de cada corpo é representada pela linha horizontal mostrando a variação na sua distância heliocêntrica.

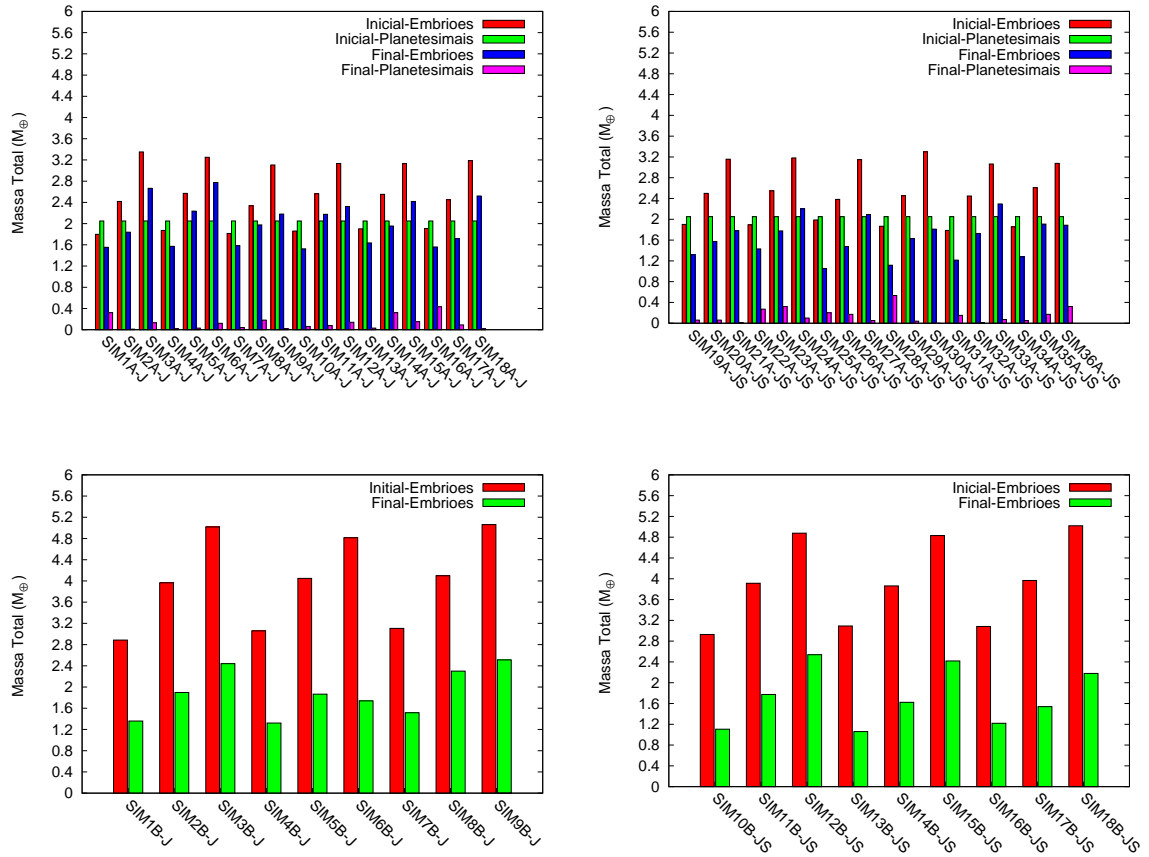


Figura 4.3: Massa inicial e final de embriões e planetesimais em todas as simulações. Superior esquerdo: Modelo A com somente Júpiter. Superior direito: Modelo A com Júpiter e Saturno. Inferior Esquerdo: Modelo B com somente Júpiter. Inferior Direito: Modelo B com Júpiter e Saturno.

Tabela 4.2: Massa total inicial e a quantidade de massa perdida através de diferentes mecanismos nas simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa uma configuração com Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, massa inicial total do disco, massa total ejetada do sistema, a quantidade de massa que colidiu com o Sol, a quantidade de massa que colidiu com Júpiter, a quantidade de massa que colidiu com Saturno. A unidade de massa é  $M_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	Massa Total	Massa ejetada	Colisão com Sol	Colisão com Júpiter	Colisão com Saturno
1A-J	6	3.8480	1.7684	0.0453	0.1778	-
2A-J	8	4.4677	2.2501	0.0200	0.2158	-
3A-J	10	5.4021	2.2587	0.0100	0.2922	-
4A-J	6	3.9221	2.0949	0.0309	0.1300	-
5A-J	8	4.6211	2.1437	0.0759	0.2000	-
6A-J	10	5.3003	2.1920	0.0681	0.2200	-
7A-J	6	3.8642	1.8874	0.0300	0.2804	-
8A-J	8	4.3866	1.9663	0.0000	0.2464	-
9A-J	10	5.1552	2.7811	0.0200	0.1800	-
10A-J	6	3.9105	1.9366	0.0100	0.2333	-
11A-J	8	4.6122	2.1914	0.0100	0.1970	-
12A-J	10	5.1824	2.3334	0.0100	0.2600	-
13A-J	6	3.9518	2.0945	0.0100	0.1300	-
14A-J	8	4.6020	2.0644	0.0200	0.2382	-
15A-J	10	5.1811	2.4240	0.0200	0.1500	-
16A-J	6	3.9563	1.7749	0.0321	0.1700	-
17A-J	8	4.5001	2.3623	0.0000	0.1700	-
18A-J	10	5.2367	2.2752	0.0100	0.3377	-
19A-JS	6	3.9516	2.4910	0.0300	0.0200	0.00
20A-JS	8	4.5495	2.5844	0.1576	0.0652	0.01
21A-JS	10	5.2066	2.8992	0.0980	0.0900	0.00
22A-JS	6	3.9444	2.1014	0.0426	0.0500	0.01
23A-JS	8	4.5990	2.5392	0.0100	0.0300	0.00
24A-JS	10	5.2309	2.9351	0.0100	0.0600	0.00
25A-JS	6	4.0377	2.3283	0.0982	0.0600	0.01
26A-JS	8	4.4341	2.4578	0.0400	0.0700	0.00
27A-JS	10	5.1971	2.7734	0.1220	0.0900	0.00
28A-JS	6	3.9163	1.9476	0.0100	0.0721	0.00
29A-JS	8	4.5052	2.5096	0.0200	0.1654	0.00
30A-JS	10	5.3477	3.0595	0.0200	0.0700	0.02
31A-JS	6	3.8367	2.2518	0.1190	0.0400	0.00
32A-JS	8	4.4984	2.6605	0.1018	0.0500	0.00
33A-JS	10	5.1142	2.6800	0.0757	0.1000	0.00
34A-JS	6	3.9050	2.4512	0.0839	0.0516	0.01
35A-JS	8	4.6589	2.3875	0.0200	0.0600	0.00
36A-JS	10	5.1265	2.4865	0.2034	0.0700	0.00

Tabela 4.3: Massa total inicial e a quantidade de massa perdida através de diferentes mecanismos nas simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa uma configuração com Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, massa inicial total do disco, massa total ejetada do sistema, a quantidade de massa que colidiu com o Sol, a quantidade de massa que colidiu com Júpiter, a quantidade de massa que colidiu com Saturno. A unidade de massa é  $M_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	Massa Total	Massa ejetada	Colisão com Sol	Colisão com Júpiter	Colisão com Saturno
1B-J	6	2.8853	1.3513	0.0000	0.0918	-
2B-J	8	3.9657	1.8604	0.0000	0.0627	-
3B-J	10	5.0178	1.9455	0.1388	0.2843	-
4B-J	6	3.0589	1.4883	0.0723	0.0356	-
5B-J	8	4.0483	2.1117	0.0000	0.0000	-
6B-J	10	4.8143	2.8193	0.0000	0.0650	-
7B-J	6	3.1053	1.3486	0.0740	0.1417	-
8B-J	8	4.0984	1.5419	0.0282	0.1470	-
9B-J	10	5.0616	2.4504	0.0000	0.1088	-
10B-JS	6	2.9281	1.6547	0.0000	0.0487	0.00
11B-JS	8	3.9137	1.9182	0.1108	0.0000	0.00
12B-JS	10	4.8776	2.4426	0.0000	0.0000	0.00
13B-JS	6	3.0913	1.7351	0.0000	0.0000	0.00
14B-JS	8	3.8632	1.9304	0.0856	0.0801	0.00
15B-JS	10	4.8309	2.0613	0.0876	0.1550	0.00
16B-JS	6	3.0828	1.5144	0.0998	0.0000	0.00
17B-JS	8	3.9678	2.1129	0.1262	0.0910	0.00
18B-JS	10	5.0213	2.8594	0.0000	0.0000	0.11

A quantidade de massa ejetada é maior naqueles sistemas com dois planetas gigantes. Na grande parte dos casos, mais que 50% da massa inicial foi ejetada em nossas simulações. Isso é devido, principalmente, ao fato que os planetas gigantes perturbam as órbitas de planetesimais e embriões planetários fazendo com que muitos deles sejam ejetados do sistema. Devido à ejeção de massa, no final de nossas simulações, as variações no semi-eixo maior de Júpiter e Saturno foram  $\delta_{a_J} \sim 0.03 - 0.05$  e  $\delta_{a_S} \sim 0.01 - 0.03$ , valores consistentes com os resultados apresentados em Raymond et al. (2004).

Fortes perturbações, como por exemplo, os efeitos de ressonâncias seculares ejetando material do disco, em simulações onde ambos planetas gigantes foram incluídos, alteram consideravelmente a evolução dinâmica dos corpos protoplanetários e as características finais dos sistemas de planetas terrestres formados, em relação àquelas simulações onde somente Júpiter está incluso. Por exemplo, em simulações com o modelo A, a massa perdida por causa de colisões com Júpiter é  $\sim 0.2M_{\oplus}$ , enquanto que em simulações com o mesmo tipo de disco quando Júpiter e Saturno estão incluídos esse valor cai para  $0.06M_{\oplus}$ . Resultados equivalentes foram obtidos nas simulações com o disco B. Entretanto, essa situação é diferente para colisões com o Sol. Nesse caso, a quantidade de massa perdida devido às colisões com o Sol é maior nos sistemas que incluem Júpiter e Saturno. Esse resultado está ligado à localização das ressonâncias no disco (seculares ou de movimento médio) e o efeito das mesmas na excentricidade dos corpos. Para uma análise detalhada do efeito de ressonâncias seculares, neste tipo de estudo, nós recomendamos ao leitor o capítulo anterior desta Tese.

Um resultado interessante, em nossas simulações, é a conexão entre os valores da massa, semi-eixo maior e excentricidade final dos objetos, perfil de densidade superficial de massa do disco e configuração dos planetas gigantes. As Figuras 4.4 e 4.5 mostram os resultados em uma diagrama massa versus semi-eixo maior. Nessas Figuras, cada caixa representa o resultado final de todas 6 simulações que correspondem a um valor diferente de densidade superficial a 1 UA do Sol e configuração de planetas gigantes. Como observado, os planetas mais massivos são formados entre 0.5 UA e 1.5 UA, e o pico na distribuição de massa está a aproximadamente 0.7-0.8 AU. Isso é um resultado esperado, devido ao fato que nas regiões mais internas os efeitos perturbativos dos planetas gigantes é mais suave e a dinâmica dos planetesimais e embriões planetários é primariamente governada pela mútua interação entre esses corpos. Conseqüentemente, em simulações considerando valores mais altos de  $\Sigma_1$  (onde mais material está disponível na região interna), a colisão e acreção de planetesimais e embriões planetários resulta em um número menor de objetos mais massivos (Raymond et al. 2004, 2005b). Na parte externa do disco ( $> 1.5$  AU), como mostrado nessas figuras, a perturbação dos planetas gigantes faz com que o material do disco seja removido do sistema. Assim, os objetos finais formados nessa região

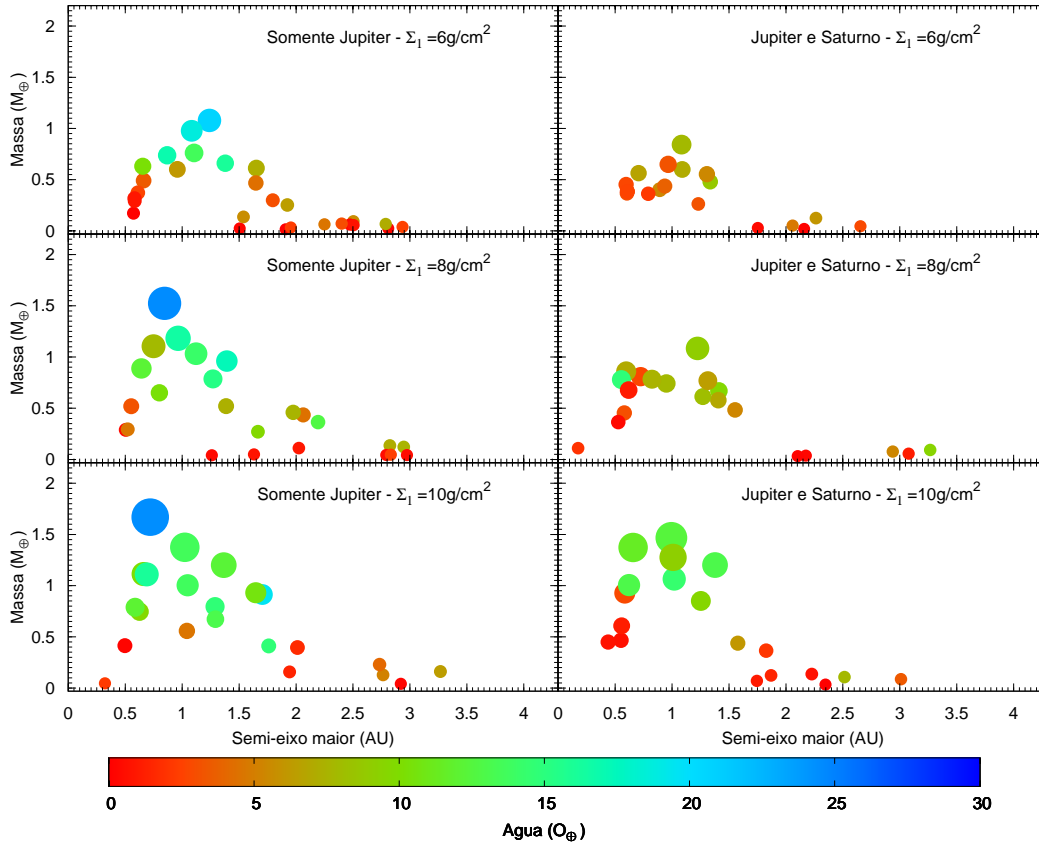


Figura 4.4: Semi-eixo maior final versus a massa final ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas formados nas simulações do modelo A. Note que cada caixa representa os resultados finais de todas 6 simulações correspondendo a sua densidade superficial a 1 UA do Sol e configuração de planetas gigantes como explicado no texto. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, este parâmetro não está dimensionado no eixo horizontal. A cor de cada planeta representa a sua quantidade de água.

são menos massivos. Isso pode, por exemplo, ser visto nas simulações do modelo B com  $\Sigma = 6 \text{ g/cm}^2$ , onde devido aos efeitos de Júpiter e Saturno, somente planetas menores do que a Terra foram formados.

### 4.3.1 Quantidade de Água

As Figuras 4.4 e 4.5 mostram a razão água/massa dos objetos finais. É importante notar que nas simulações considerando o modelo composto de distribuição de água, a quantidade final de água de um corpo, em adição da contribuição de água a partir de embriões planetários e planetesimais distribuídos inicialmente além de 2.5 AU (a partir daqui chamado de *água asteroidal*) pode depender também da água que foi adsorvida

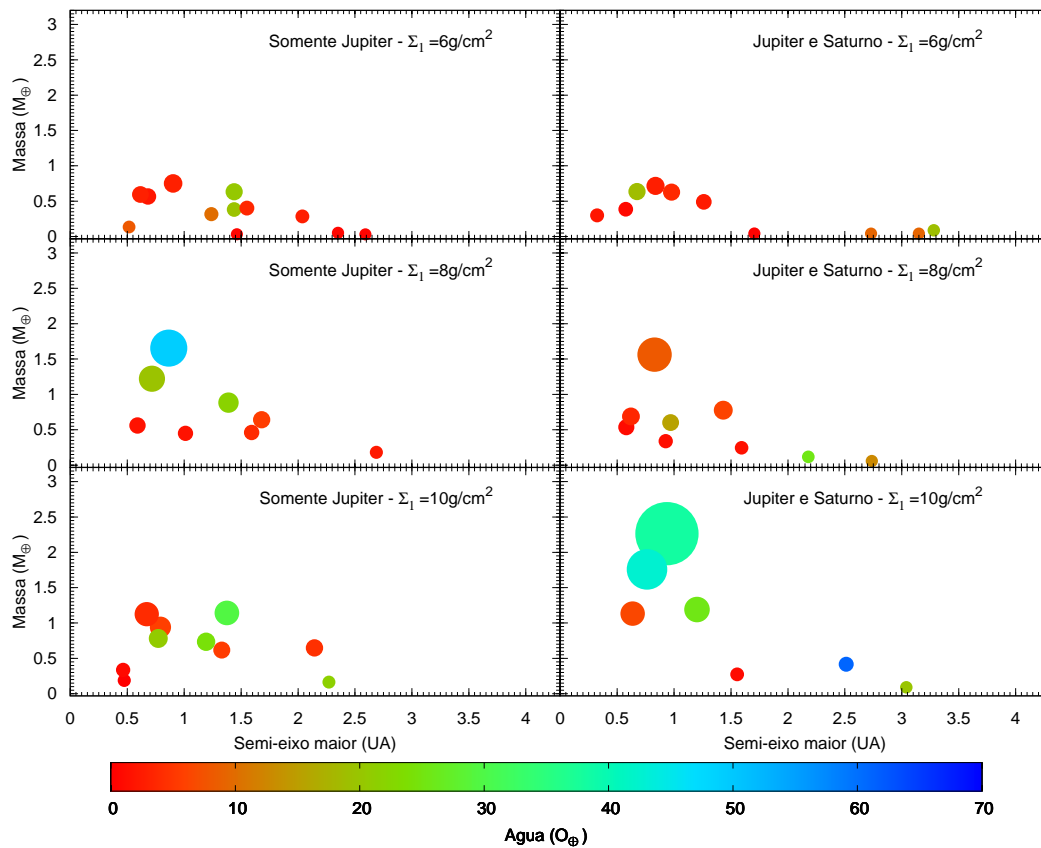


Figura 4.5: Semi-eixo maior final versus a massa final ( $M_{\oplus}$ ) dos planetas formados nas simulações do modelo B. Note que cada caixa representa os resultados finais de todas 3 simulações correspondendo a sua densidade superficial a 1 UA do Sol e a configuração de planetas gigantes como explicado no texto. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo, entretanto, este valor não está dimensionado no eixo horizontal. A cor de cada planeta representa a sua quantidade de água.

na parte interna do disco, como é dado pela Equação 4.4. Resultados das simulações do modelo A (Tabela A1) indicam que a porcentagem de água asteroidal recebida pelos planetas ao redor de 1 UA variam entre 17% e 74%. Apesar da grande quantidade de água que estava inicialmente disponível no disco, alguns dos objetos finais nesse modelo receberam quantidades de água tão pequenas quanto menos de  $1O_{\oplus}$ , o valor mínimo para a quantidade de água da Terra. Isso se deve ao fato que muitos corpos ricos em água, especialmente aqueles inicialmente na parte externa do disco (contendo 5% da massa como água) são ejetados do sistema.

Um resultado interessante, obtido das simulações do modelo A, é que apesar da diferente quantidade de água e massa de asteroides recebidas pelos planetas formados, a porcentagem de água asteroidal, nesses objetos, é bastante similar. Como mostrado pela Tabela A1, a quantidade de massa de asteroides recebida pela maioria desses planetas é menor que 10%. A Figura 4.4 mostra que, similar a distribuição de massa dos objetos finais, os planetas com maiores quantidades de água se concentram entre 0.5-1.5 UA, com o máximo da razão água/massa ao redor de 0.7-0.8 UA.

A Tabela A1 também mostra planetas, geralmente pequenos, com quase nenhuma água asteroidal. Isso implica que esses objetos adquiriram poucos ou nenhum planetesimal (distribuídos inicialmente a distâncias maiores que 2.5 UA do Sol) em colisões. Naturalmente, seria esperado a formação de planetas com estas características nas regiões internas do disco, onde a quantidade de água de asteroidal é pequena ou zero (inicialmente). Entretanto, nossas simulações mostram que planetas sem água asteroidal poderiam também se formar a distâncias superiores a 3 UA. Provavelmente esses corpos migraram, até a região externa do disco, devido a interação gravitacional com outros embriões, quando eles estavam ainda na parte interna do disco.

### 4.3.2 Água na Zona Habitável

Seguindo Kasting et al. (1993) nós consideramos a região da zona habitável (ZH) do Sol estendendo de 0.9 UA até 1.37 UA. No total, de nossas 54 simulações, 39 planetas foram formados dentro da ZH. As Tabelas 4.4, 4.5 e 4.6 mostram os resultados finais. Pode ser visto nessas Tabelas que as massas finais desses planetas variam entre  $\sim 0.2M_{\oplus}$  e  $\sim 2.2M_{\oplus}$  com uma quantidade de água variando de  $1O_{\oplus}$  até  $38O_{\oplus}$ . A quantidade de água de qualquer planeta formado na ZH não excedeu o limite superior de  $50O_{\oplus}$  esperado para a Terra (Abe et al. 2000). A seguir, nós apresentamos uma detalhada discussão da quantidade de água carregada pelos planetas finais, o tempo de entrega desta quantidade de água e usamos o valor do D/H para determinar a quantidade de material cometário que seria necessário ser entregue a esses planetas para que suas razões D/H se igualem ao valor do VSMOW. Para comparar o efeito de se considerar a adsorção de água nessas

simulações, nós fazemos uma comparação dos resultados obtidos usando nosso modelo composto de distribuição de água e aquele usado por Raymond et al. (2004; 2006; 2009).

#### 4.3.2.1 Quantidade de Água nos Planetas

Em simulações considerando apenas Júpiter, a maioria dos planetas formados, adquiriu pelo menos 5 oceanos terrestres (Tabelas 4.4 - 4.6). Entretanto, como mostrado na Tabela 4.7, a eficiência da entrega de mais de 10 oceanos terrestres, o qual por algumas estimativas é a quantidade de água carregada pela Terra (Drake et al.; 2005), caiu significativamente naquelas simulações onde somente as interações de planetesimais e embriões planetários é a responsável pela entrega de água (modelo sem considerar a adsorção de água). Em nossas simulações, considerando o modelo do Raymond de distribuição de água (i.e., Raymond et al. 2004, 2006, 2009), apenas 2 dos 13 planetas (< 20%) formados na ZH receberam pelo menos 10 oceanos de água. Como ponto de comparação, nosso modelo composto (Tabela 4.4), no qual a adsorção de água é considerada, entregou 10 oceanos de água em 11 dos mesmos 13 planetas na ZH (> 80%).

Uma comparação entre os resultados das Tabelas 4.4 e 4.5 mostram que nas simulações do modelo A, a inclusão de Saturno reduziu significativamente a massa total de água nos planetas finais formados dentro da zona habitável. Entretanto, essa redução na eficiência foi ainda menor naqueles modelos que a água é entregue à região terrestre exclusivamente através da atração gravitacional entre os corpos do sistema (simulações sem adsorção de água). Como mostrado na Tabela 4.7, em nosso modelo composto, mesmo quando Saturno está incluso, 12 de 14 planetas na ZH receberam mais de 5 oceanos terrestres. Entretanto, em nossas mesmas simulações, mas considerando o modelo sem adsorção de água, como em Raymond et al., (2004), esse número é reduzido para 2 dos mesmos 14 planetas. É importante notar que existe ainda uma redução na eficiência de entrega de água quando Saturno é considerado nas simulações. Essa redução, observada nos dois modelos, é devido ao efeito da ressonância  $\nu_6$ . Essa ressonância aumenta a excentricidade de pequenos corpos na região ao redor de 2.2 UA, removendo esses corpos do sistema ou fazendo os mesmos colidirem com o Sol em uma escala de tempo de poucos milhões de anos.

Resultados interessantes foram obtidos nas simulações do modelo B. Nesses casos, apesar de nosso modelo composto considerar a adsorção de água, nenhuma diferença foi observada na quantidade de água dos planetas finais quando Saturno está incluso nas simulações ou não. A entrega de pelo menos 5 oceanos de água foi observada em aproximadamente 50% dos planetas que formaram na zona habitável. Isso poderia ser atribuído ao fato que nas simulações do modelo B somente embriões planetários são considerados. Diferente de planetesimais, os embriões planetários não são facilmente

Tabela 4.4: Planetas formados na ZH nas simulações do modelo A considerando somente Júpiter. Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ . Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado.

Sim	$a_f$	$e_f$	Massa	Água	$\%M_{\text{ast}}$	$\%W_{\text{ast}}$	$\%W_C$	$t_{\text{ent}}$				
			( $M_{\oplus}$ )	( $O_{\oplus}$ )				$1O_{\oplus}$	$2O_{\oplus}$	$5O_{\oplus}$	$10O_{\oplus}$	$15O_{\oplus}$
1A-J	1.11	0.11	0.76	13.5 (9.0)	5.3	63.1 (95.1)	1.6 (-)	7.5 (20.8)	12.2 (20.8)	20.8 (221.4)	221.4 (×)	×
2A-J	0.96	0.08	1.18	16.4 (9.4)	3.4	52.1 (90.5)	13.9 (-)	12.0 (20.2)	20.2	20.8 (21.4)	37.6 (×)	141.7 (×)
3A-J	1.05	0.09	1.00	13.7 (7.0)	3.0	46.8 (91.2)	18.8 (-)	8.2 (37.9)	8.7 (37.9)	37.9 (110.7)	68.4 (×)	×
4A-J	1.24	0.01	1.08	20.6 (13.2)	5.6	62.1 (96.6)	2.8 (-)	13.3 (29.6)	20.3 (29.6)	35.0 (232.2)	232.2	232.2 (×)
5A-J	1.27	0.09	0.79	15.2 (7.5)	3.8	42.1 (85.1)	22.7 (-)	0.2 (10.2)	0.5 (10.2)	3.3 (68.9)	68.9 (×)	141.8 (×)
9A-J	1.02	0.04	1.38	13.5 (5.5)	1.5	31.6 (77.6)	30.2 (-)	4.6 (13.2)	7.4 (13.2)	13.2 (23.0)	19.7 (×)	×
12A-J	1.29	0.11	0.80	14.6 (11.3)	6.3	72.9 (94.6)	-	22.5	22.5	64.8 (68.1)	68.1 (111.9)	×
13A-J	1.08	0.02	0.98	18.7 (13.2)	6.2	68.5 (96.8)	-	2.7	2.7	37.4 (46.6)	46.6 (69.5)	69.5 (×)
15A-J	1.04	0.09	0.56	4.5 (2.4)	1.8	47.0 (87.4)	18.6 (-)	9.1 (33.8)	33.8	×	×	×
15A-J	1.29	0.08	0.67	13.0 (7.3)	4.5	49.2 (87.3)	16.6 (-)	7.8	7.8	8.3 (67.3)	67.3 (×)	×
16A-J	0.96	0.04	0.60	6.1 (2.7)	1.7	34.7 (78.8)	28.0 (-)	56.3 (62.1)	62.1	62.1 (×)	×	×
17A-J	1.12	0.07	1.03	14.1 (7.1)	2.9	45.4 (90.0)	19.9 (-)	0.2 (51.8)	12.8 (51.8)	51.8 (279.5)	242.2 (×)	×
18A-J	1.37	0.17	1.20	12.2 (7.1)	2.5	52.6 (90.7)	13.4 (-)	33.9	33.9	82.2 (146.2)	146.2 (×)	×

perturbados pela ressonância  $\nu_6$ . Veja o Capítulo 3 e também Levison & Agnor (2003) para mais detalhes. Como apenas embriões estão inicialmente distribuídos além de 2.5 UA, e estes objetos carregam até 5% de sua massa como água, através de uma única colisão com um planeta em processo de formação, dentro da ZH, seria possível entregar uma grande quantidade de água.

Tabela 4.5: Planetas formados dentro da ZH nas simulações do modelo A considerando Júpiter e Saturno. Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ . Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado.

Sim	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{\text{ast}}$	% $W_{\text{ast}}$	% $W_C$	$t_{\text{ent}}$ $1O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $2O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $5O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $10O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $15O_{\oplus}$
19A-JS	1.34	0.11	0.48	8.7 (6.4)	6.3	73.9 (100.0)	-	10.7 (75.5)	75.5	75.5 (227.3)	×	×
21A-JS	1.25	0.14	0.85	9.5 (4.6)	2.4	44.9 (93.5)	20.4 (-)	8.7 (27.6)	27.6	52.5 (×)	×	×
22A-JS	1.31	0.02	0.55	5.4 (2.3)	1.8	39.6 (93.7)	24.6 (-)	20.1 (67.6)	52.7 (67.6)	101.5 (×)	×	×
23A-JS	0.95	0.02	0.74	7.8 (4.3)	2.7	54.9 (100.0)	11.0 (-)	18.3 (25.1)	25.1	30.2 (×)	×	×
24A-JS	0.99	0.04	1.47	12.3 (3.1)	0.7	17.3 (68.8)	38.3 (-)	6.9 (30.5)	9.8 (30.5)	16.9 (×)	43.2 (×)	×
25A-JS	1.09	0.03	0.60	7.0 (2.4)	1.7	30.3 (87.6)	30.9 (-)	12.9 (107.5)	48.1 (107.5)	107.5 (×)	×	×
26A-JS	1.27	0.19	0.61	8.1 (4.3)	3.3	53.0 (100.0)	13.0 (-)	16.1	16.1	40.6 (×)	×	×
27A-JS	1.02	0.03	1.07	14.3 (7.0)	2.8	44.8 (91.0)	20.4 (-)	0.1 (49.3)	0.2 (49.3)	40.8 (135.3)	135.3 (×)	×
28A-JS	0.94	0.05	0.44	3.7 (2.1)	2.3	57.3 (100.0)	8.5 (-)	37.2 (63.2)	63.2	×	×	×
29A-JS	1.31	0.11	0.77	6.4 (2.1)	1.3	33.5 (100.0)	28.9 (-)	13.9 (45.2)	13.9 (45.2)	45.2 (×)	×	×
31A-JS	0.97	0.12	0.65	3.2 (0.1)	0.0	0.0	45.9	70.9 (×)	146.4 (×)	×	×	×
34A-JS	1.08	0.02	0.84	7.8 (2.3)	1.2	27.4 (94.0)	32.8 (-)	26.4 (98.2)	31.6 (98.2)	98.2 (×)	×	×
35A-JS	1.22	0.05	1.08	8.9 (0.5)	0.0	0.0	45.9	3.8 (×)	35.4 (×)	52.4 (×)	×	×
36A-JS	1.01	0.02	1.28	9.0 (2.1)	0.8	23.7 (100.0)	34.9 (-)	14.3 (17.3)	14.6 (17.3)	17.3 (×)	×	×

Tabela 4.6: Planetas formados dentro da ZH nas simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS significa que Júpiter e Saturno são considerados). Da direita para esquerda, as colunas mostram o número da simulação, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de material cometário necessário para levantar a razão D/H até o valor do VSMOW, tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ . Para comparação os valores entre parênteses foram obtidos usando o modelo de distribuição de água com em Raymond et al. (2004; 2006; 2009). Quando os valores obtidos usando nosso modelo são iguais aqueles obtidos usando o modelo do Raymond, somente um valor em cada entrada da tabela é mostrado.

Sim	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{\text{ast}}$	% $W_{\text{ast}}$	% $W_C$	$t_{\text{ent}}$ $1O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $2O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $5O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $10O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $15O_{\oplus}$
1B-J	0.90	0.06	0.75	2.8 (0.1)	0.0	0.0 (0.0)	45.9	33.1 (×)	33.1 (×)	×	×	×
2B-J	1.01	0.14	0.45	1.6 (0.0)	0.0	0.0 (0.0)	45.9	24.1 (×)	×	×	×	×
4B-J	1.24	0.09	0.32	9.9 (8.2)	11.9	82.0 (98.2)	-	81.5	81.5	81.5	×	×
6B-J	1.33	0.22	0.62	5.3 (0.9)	0.0	0.0 (0.0)	45.9	0.001 (×)	0.001 (×)	41.4 (×)	×	×
9B-J	1.19	0.15	0.74	24.0 (17.9)	11.1	72.0 (96.5)	-	0.0 (1.5)	0.2 (1.5)	1.5	1.5	1.5
11B-JS	0.93	0.18	0.34	1.3 (0.0)	0.0	0.0	45.9	41.5 (×)	×	×	×	×
12B-JS	0.94	0.05	2.26	38.1 (23.2)	4.3	54.3 (89.2)	11.7 (-)	7.5 (31.2)	17.7 (31.2)	31.2	31.2	31.2
13B-JS	0.98	0.10	0.63	3.6 (0.0)	0.0	0.0	45.9	30.5 (×)	71.6 (×)	×	×	×
15B-JS	1.20	0.27	1.19	25.2 (17.9)	7.0	69.9 (98.1)	-	0.0 (12.3)	0.6 (12.3)	12.3	12.3	12.3
16B-JS	1.26	0.18	0.49	2.3 (0.0)	0.0	0.0 (0.0)	45.9	41.9 (×)	61.2 (×)	×	×	×
17B-JS	0.97	0.05	0.60	15.4 (12.9)	9.7	80.7( 96.5)	-	26.5	26.5	26.5	26.5	146.6 (×)

### 4.3.2.2 Instante de Entrega de Água

É importante estimar o instante de entrega da água aos planetas terrestres, já que esses resultados têm importantes implicações para modelos geofísicos e geoquímicos da evolução da Terra.

O tempo de entrega de água também mostrou depender da configuração dos planetas gigantes. Por exemplo, nas simulações do disco A, usando nosso modelo de distribuição de água, levou-se em média 19 e 26 Ma para entregar 2 e 5 oceanos terrestres respectivamente, aos planetas na zona habitável (Tabelas 4.4 e 4.7). Nas simulações considerando o modelo de distribuição de água usado em Raymond et al. (2004), esses valores foram 40 e 56 Ma. Incluindo Saturno, como esperado, o tempo de entrega de água foi prolongado. Nesse caso, em nossas simulações considerando o modelo composto de distribuição de água, o tempo de entrega de 2 e 5 oceanos terrestre foram em média 26 e 117 Ma, enquanto que no modelo que não considera a água adsorvida, os valores foram 52 e 181 Ma.

Em geral, como esperado, nosso modelo composto foi mais eficiente entregando água durante todo o processo de acreção dos planetas. Por exemplo, os planetas formados na ZH nas simulações do modelo A sofreram a última colisão gigante (menor corpo envolvido na colisão é maior que a Lua) em média em  $\sim 150$  Ma com um intervalo de amostragem variando de 30 a 290 Ma (Tabela 4.7). Enquanto que, com o modelo sem adsorção de água e considerando 1 planeta gigante, somente 2 planetas formados na ZH receberam  $10\oplus$  de água, em média em 90 Ma, e nenhum planeta recebeu mais que  $15\oplus$ . Usando nosso modelo composto, nessas mesmas simulações, 13 planetas receberam  $10\oplus$  de água em média em 100 Ma, e ainda 4 planetas receberam  $15\oplus$  de água em média em 146 Ma. Evidentemente, nosso modelo composto é mais eficiente entregando muito mais água a muito mais planetas durante os principais eventos de formação desses objetos. Resultados similares podem ser observados em nossas outras simulações (Tabelas 4.5, 4.6 e 4.7). Por exemplo, a simulação 12B-JS na Tabela 4.6 produziu um planeta com 2.26 massas da Terra e com 38 oceanos terrestres. Dessa quantidade, 17 oceanos tiveram origem exclusivamente através da contribuição da água adsorvida na nebulosa primordial. Isso mostra, mais uma vez, que a adsorção de água desempenha um papel importante na entrega de água aos planetas na ZH. Destacamos ainda, que no caso de analogias com a Terra, é importante lembrar que a escala de tempo esperada para a formação de nosso planeta varia entre 50 e 150 Ma (Touboul et al. 2007).

Com respeito ao tempo de entrega de água, é importante determinar qual fração da água entregue, poderia ter sido de fato, mantida pela Terra se o processo de entrega ocorreu muito cedo, quando ainda estava se formando e tinha somente metade de sua massa atual (Morbidelli et al. 2000). Para responder essa questão, nós comparamos o tempo de entrega de água para os primeiros 2 oceanos ( $< 2O_{\oplus}$ ) em ambos modelos de distribuição

Tabela 4.7: Análise da quantidade e tempo de entrega de água nos planetas dentro da ZH (veja Tabelas 4.4, 4.5 e 4.6). Da esquerda para direita as colunas mostram o modelo do disco (J indica somente Júpiter e JS significa que Júpiter e Saturno estão considerados), modelo de distribuição de água, quantidade de água entregue, número de planetas, tempo médio da entrega de água, intervalo do tempo de entrega de água, tempo médio de 60% de acreção, intervalo do tempo de 60% de acreção, tempo médio da última colisão gigante e intervalo do tempo da última colisão gigante.

Config.	Modelo de distribuição de água	Quantidade de água	N	T. médio (Ma) de entrega (inter.)	T. médio (Ma) de 60% de acreção (inter.)	T. médio (Ma) do últ. impacto gigante (inter.)
A-J			Todos (13)		61.2 (9.11 - 232.2)	
	Nosso modelo	$\geq 2O_{\oplus}$	13	19 (0.5 - 62.1)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	12	36 (3.3 - 82.2)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	11	110 (19.7 - 242.2)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	4	146 (69.5 - 232.2)		
	Modelo do Raymond	$\geq 2O_{\oplus}$	13	26 (2.7 - 62.1)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	11	117 (21.4 - 279.5)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	2	90.7 (69.5- 111.9)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	0	-		
	A-JS			Todos (14)		44.4 (16.9 - 98.18)
Nosso modelo		$\geq 2O_{\oplus}$	14	40 (0.2 - 75.5)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	12	56 (16.9 -107.5)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	2	89 (43.2 - 135.3)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	0	-		
Modelo do Raymond		$\geq 2O_{\oplus}$	12	52 (16.1 - 107.5)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	2	181 (135.3 - 227.3)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	0	-		
		$\geq 15O_{\oplus}$	0	-		
B-J				Todos (5)		32.2 (1.54 - 81.48)
	Nosso modelo	$\geq 2O_{\oplus}$	4	29 (0.001 - 81.5)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	3	41 (1.5 -81.5)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	1	1.5 (1.5)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	1	1.5 (1.5)		
	Modelo do Raymond	$\geq 2O_{\oplus}$	2	42 (1.5 - 81.5)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	2	42 (1.5 - 81.5)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	1	1.5 (1.5)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	0	1.5 (1.5)		
	B-JS			Todos (6)		47.17 (26.48 - 71.57)
Nosso modelo		$\geq 2O_{\oplus}$	5	36 (0.6 - 71.6)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	3	23.3 (12.3 -31.2)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	3	23.3 (12.3 -31.2)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	3	63 (12.3 - 146.6)		
Modelo do Raymond		$\geq 2O_{\oplus}$	3	23.3 (12.3 -31.2)		
		$\geq 5O_{\oplus}$	3	23.3 (12.3 -31.2)		
		$\geq 10O_{\oplus}$	3	23.3 (12.3 -31.2)		
		$\geq 15O_{\oplus}$	2	22 (21.75)		

de água. Nas simulações do modelo de disco A, onde somente Júpiter está incluso, a entrega dos 2 primeiros oceanos ocorreu, para ambos modelos de distribuição de água, entre 10 e 35 Ma em 50% dos planetas formados na ZH. Como mostrado na Tabela 4.7, a escala de tempo desse processo está entre 0.5 e 62.1 Ma, para nosso modelo, e entre 2.7 e 62.1 Ma no modelo no qual a adsorção de água não está inclusa. A proximidade entre essas duas escalas de tempo indicam que o tempo de entrega dos primeiros 2 oceanos de água em ambos modelos é estatisticamente indistinguível. De fato, em várias de nossas simulações, a escala de tempo de entrega dos dois primeiros oceanos de água na ZH foi igual em ambos modelos de distribuição de água (Tabelas 4.4, 4.5 e 4.6). Esse resultado implica que nosso modelo composto pode não ter um papel significativo na entrega de água de forma muito precoce. Dada a indistinguibilidade estatística nos resultados de ambos modelos, nós acreditamos que ambos modelos de distribuição de água podem resultar em perdas similares de água no estágio inicial da acreção dos planetas na ZH. Entretanto, conforme a acreção desses objetos procede, o modelo composto ganha vantagem na quantidade e tempo de entrega de água comparado ao modelo onde a água é entregue através de meras interações entre planetesimais e embriões planetários. Como mostrado na Tabela 4.7, o modelo composto está apto a entregar muito mais água a muito mais planetas em uma escala de tempo consistente com a média do último instante de colisão gigante. Além disso, a Tabela 4.7 mostra o tempo médio de 60% de acreção e o intervalo de tempo de 60% de acreção. Em ambos modelos de distribuição de água, vários planetas tiveram o maior volume de acreção de água somente após alcançarem 60% de suas massas finais. Em alguns casos, muito mais que 50% do conteúdo final de água foi entregue durante essa parte final do crescimento do planeta. Esse tipo de resultado também foi observado em simulações mais recentes da acreção de planetas terrestres no Sistema Solar (O'Brien et al., 2006; Walsh et al., 2011; Morbidelli et al., 2012). Isso é particularmente importante para modelos geoquímicos do processo de formação e diferenciação da Terra. Em tal contexto, Wood et al. (2008) e Rubie et al. (2011) propuseram que o estado de oxidação da Terra aumentou progressivamente conforme a Terra estava crescendo e que os modelos geoquímicos com mais sucesso requerem que os 30-40% finais de material adquirido pela Terra como sendo muito mais oxidado do que o material incorporado anteriormente. Entretanto, esse modelo não leva em conta que água poderia ter sido adsorvida em grãos de poeira no início da formação do Sistema Solar (Rubie et al, 2011). Nossos resultados também têm implicações diretas com aqueles reportados em Marty (2012). Este autor argumenta que a acreção dos voláteis na Terra ocorreu durante os principais eventos de formação do planeta, em vez de ser a contribuição de um “late veneer”.

### 4.3.2.3 Implicações da Razão D/H

Como mencionado na Introdução deste capítulo, a razão primária para cometas não serem considerados como a principal fonte de água da Terra é o contraste entre as medidas do valor da razão D/H da água de alguns destes objetos com o valor do VSMOW (Tabela 4.1). Quando comparando esses valores é assumido que a razão deutério-hidrogênio em cometas é idêntica a seu valor primordial e a razão D/H do SMOW é também representativa do momento em que a água foi entregue à Terra. Embora essas hipóteses podem não ser inteiramente válidas, já que, a radiação e erosão espacial poderiam ter afetado a composição química de cometas durante a aproximação com a Terra, a química do VSMOW poderia ter mudado devido a processos biológicos resultantes da evolução da vida, e finalmente, as colisões de cometas com a Terra poderiam ter afetado a química do material que foi transferido à Terra através de cada impacto. Negligenciando tais fatores e considerando colisões como sendo perfeitamente inelásticas é possível calcular a quantidade de água cometária que seria necessária para aumentar a razão D/H dos objetos finais na ZH até o valor do VSMOW.

Nos resultados de nossas simulações, aqueles obtidos através da integração numérica, a água cometária não é levada em conta. Os valores da razão D/H final dos planetas ( $(D/H)_{\text{Planet}}$ ), são dados pela combinação da razão D/H da água de objetos na região do cinturão de asteróides ( $(D/H)_{\text{Ast}}$ ) e a razão D/H da água adsorvida na nebulosa solar primordial ( $(D/H)_{\text{Neb}}$ ). A contribuição cometária é somente calculada no processo final, com o intuito de levantar a razão D/H da água em um dado planeta na ZH até o atual valor do VSMOW (caso seja necessário). A equação dada a seguir representa uma simples relação entre as quantidades  $(D/H)_{\text{Ast}}$ ,  $(D/H)_{\text{Neb}}$  e  $(D/H)_{\text{Planet}}$

$$K(D/H)_{\text{Ast}} + (1 - K)(D/H)_{\text{Neb}} = (D/H)_{\text{Planet}}. \quad (4.5)$$

O valor da razão D/H de asteróides,  $(D/H)_{\text{Ast}}$ , varia entre  $1.2 \times 10^{-4}$  até  $3.2 \times 10^{-4}$  (Lecuyer et al. 1998). Adotando em nossas simulações,  $(D/H)_{\text{Ast}} = 2.2 \times 10^{-4}$ , e usando a razão D/H do VSMOW e da nebulosa solar dados na Tabela 4.1, a Eq. (4.5) sugere que para a água de asteróides complementar o valor da razão D/H da nebulosa Solar até o atual valor do VSMOW, 64% da água total de um objeto precisa ser entregue através de asteróides. Portanto, um planeta que recebe 64% da água a partir de asteróides e, conseqüentemente, os restantes 36% como água que teria sido adsorvida, na nebulosa solar, terá a razão D/H atual da Terra (VSMOW) e não precisará de nenhuma água cometária. Nossas simulações mostram que somente três planetas no modelo A (simulações 12A-J, 13A-J, 19A-JS, veja Tabelas 4.4, 4.5 e A1) receberam mais que 64% de água asteroidal e suas razões D/H se tornaram mais altas do que o valor do VSMOW. Outros casos interessantes

são, por exemplo, os planetas produzidos nas simulações 4A-J, 23A-JS, 27A-JS, os quais, a quantidade de água, semi-eixo maior, e excentricidades são muito próximas aos valores da Terra (Tabelas 4.4, 4.5 e A1) e eles ainda precisam de aproximadamente 2.84%, 11.03% e 20.45% de água cometária para que suas razões D/H alcancem o valor do VSMOW.

As simulações do modelo B também apresentam resultados interessantes. Do total de 39 planetas formados na ZH, 11 foram a partir dessas simulações. A Tabela 4.5 mostra os resultados. Como nas simulações do modelo de disco B o disco continha apenas embriões planetários, a água cometária necessária para levantar a razão D/H desses planetas ao do VSMOW variou entre 0% e 45%. Como mostrado pela Tabela 4.5, em quatro de nossas simulações, os planetas finais na ZH tinham água com razão D/H maior que o valor no VSMOW (simulações 4B-J, 9B-J, 15B-JS, 17B-JS, veja Tabelas 4.6 e B1).

Um resultado interessante, quando observamos somente os planetas formados ao redor de 1 UA (modelo A), é que a razão D/H é mais alta em simulações considerando somente Júpiter, comparado àquelas onde Júpiter e Saturno estavam inclusos. Isso pode estar relacionado a forte efeito de Saturno, em particular devido a ressonâncias secular  $\nu_6$ , removendo planetesimais e embriões planetários, na parte externa do disco, e evitando a entrega de material com alta razão D/H à zona terrestre. Os resultados também indicam que, apesar da grande quantidade de material cometário que é necessário, em vários casos, para aumentar a razão do D/H dos planetas finais na ZH até alcançarem o valor do VSMOW (Tabelas 4.4, 4.5 e 4.6), a porcentagem de água cometária, muitas vezes, concorda com valores calculados por estudos anteriores [e.g.,  $\leq 10\%$  em Morbidelli et al. (2000), até 12% em Deloule, Robert & Doukhan (1998), e até 15% em Owen & Bar-Nun, (2000)], o que dá relevância para a água localmente adsorvida.

Embora a quantidade de material cometário necessário para aumentar a razão D/H dos planetas finais, nas simulações dos modelos A e B, concorde com as estimativas de outros trabalhos, um importante questão seria se modelos da evolução dinâmica do Sistema Solar estariam aptos a efetuar a entrega dessa quantidade de material para a Terra. Como pode ser visto nos resultados das Tabelas 4.4 e 4.5, adicionando  $0.06O_{\oplus}$  de água cometária como estimado por Gomes et al. (2005), ou mesmo,  $\sim 5 \times 10^{-5}M_{\oplus}$  de material cometário como calculado por Morbidelli et al. (2000) aos finais planetas, o valor da razão D/H dos planetas formados dentro da ZH não mudariam significativamente. Se também considerarmos a eventual perda de água, devido aos impactos dos corpos, que de acordo com Marty & Yokochi (2006) poderia resultar em uma perda de até 20% de água, a situação se torna ainda pior. Um resultado interessante, entretanto, é que como mostrado pelas simulações do modelo B, é ainda possível formar planetas inteiramente a partir de água asteroidal e água adsorvida, e ainda, com razões D/H muito próximas ao valor do VSMOW.

## 4.4 Observações Finais

Considerando que a Terra teve, provavelmente, mais do que uma única fonte de água, nós estudamos a contribuição da água localmente adsorvida na nebulosa solar para a formação de planetas terrestres. Nós analisamos a quantidade final de água e a razão D/H dos planetas formados dentro da zona habitável. Para este estudo, foram realizadas um total de 54 simulações numéricas. Nossos resultados mostram, por exemplo, que os planetas com maiores quantidades de água são formados entre 0.5 e 1.5 UA.

Nossas simulações também indicaram que o modelo composto de distribuição de água, tal como este aqui considerado, parece ser mais eficiente na quantidade e tempo de entrega de água comparado ao modelo no qual a água é transferida à zona terrestre exclusivamente através de colisões de corpos protoplanetários (Modelo do Raymond).

Nós também estudamos a razão D/H dos planetas finais formados na ZH e determinamos a quantidade de material cometário que seria requerido para aumentar os valores do razão D/H, até o valor do VSMOW. Os resultados indicaram que assumindo que a razão D/H dos cometas sejam representativas dos seus valores primordiais, usando nosso modelo composto de distribuição de água, em média, 20% de água cometária seria necessária para aumentar os valores da razão d/H dos planetas finais até o valor do VSMOW. Individualmente, alguns casos estão em concordância com o resultados de trabalhos anteriores onde  $\leq 10\%$  é requerida. Entretanto, modelos da evolução dinâmica do Sistema Solar parecem não estarem aptos a entregar essa quantidade de material cometário à zona habitável do Sol. Nossas simulações indicam que a falta de material cometário não é uma barreira para a formação de planetas terrestres com elementos orbitais, quantidade de água e razões D/H similares a aqueles da Terra. Várias de nossas simulações foram aptas a produzir um planeta do tipo Terra na ZH.

Nós fizemos uma série de simplificações em nossas simulações. A fim de evitar complicações com quebra e fragmentação de corpos durante as colisões, nós assumimos que todas as colisões são perfeitamente inelásticas, ou seja, que a massa e a quantidade de água final do objeto formado, sejam dadas pela soma das massas e das quantidades de água dos corpos impactantes. Como destacado por Haghhighipour & Raymond (2007), isto é uma consideração que define um limite superior para a quantidade de água dos planetas terrestres e ignora a eventual perda de água devido a impactos (Marty & Yokochi 2006) ou escape hidrodinâmico (Matsui & Abe 1986). Modelos mais realísticos, do processo de colisões, devem levar em consideração tais fatores (Genda & Abe 2005, Canup & Pierazzo 2006).

Nossa consideração sobre o gradiente de temperatura do disco é também uma das limitações do nosso estudo. A quantidade de água adsorvida em grãos de poeira na nebulosa solar e a distribuição de água como um todo no disco protoplanetário depende

fortemente do perfil de temperatura do disco e também da evolução temporal deste perfil. Em nossas simulações, foi seguido o modelo apresentado por Clark (1998). Entretanto, existe uma rica literatura sobre diferentes perfis de temperatura do disco e modelos de adsorção de água em discos de acreção (e.g., Boss 1996, Clark 1998, Sasselov & Lecar, 2000, Fegley 2000, Muralidharan et al. 2008, Albarede, 2009). A escolha de diferentes perfis de temperatura resultará em corpos planetários com diferentes quantidades de água. A análise de discos com diferentes perfis radiais de temperatura e o conteúdo de água dos planetas finais está fora do escopo deste capítulo, e nosso objetivo é realizá-lo em projetos futuros.

Outra limitação dessa pesquisa é a baixa resolução das simulações. Desde que a velocidade de uma integração numérica de N-corpos é proporcional a  $N^2$ , a fim de manter o tempo de processamento numérico de nossas simulações, em um nível razoável, nós limitamos a quantidade de objetos nestas simulações a poucas centenas. Dessa forma, os resultados podem não estar aptos a revelar características detalhadas dos planetas terrestres de nosso sistema solar. Por exemplo, nossas simulações não estão aptas a reproduzir as pequenas excentricidades desses objetos. Como mostrado por Agnor, Canup & Levison (1999) e Chambers (2001), simulações de baixa resolução podem produzir as principais características de um sistema planetário, entretanto, simulações de alta resolução, como aquelas em O'Brien et al. (2006) e Raymond et al. (2006, 2007, 2009), são necessárias a fim de reproduzir em detalhe propriedades dinâmicas dos planetas, tal como, as pequenas excentricidades da Terra e de Vênus.

Em geral, nossas simulações reproduziram entre 2 a 4 planetas ( $a < 2\text{AU}$ ) em órbitas estáveis e bem separadas. Planetas com a massa de Vênus foram formados na maioria de nossas simulações orbitando ao redor de 0.5 UA. Várias de nossas simulações produziram um planeta dentro da zona habitável do Sol em uma escala de tempo consistente com o estimado para a Terra, a qual está entre 50 e 150 Ma (Jacobsen 2005; Touboul et al 2007). Planetas com a massa de Mercúrio não são produzidos em nossas simulações devido a massa inicial dos embriões planetários originalmente na parte interna do disco e a posição da borda interior do disco (Hansen, 2009). Entretanto, assim como em nossos experimentos, simulações da acreção de planetas terrestres usando modelos similares de disco têm também deparado com dificuldades em reproduzir o Sistema Solar Interior de um modo geral. As principais dificuldades incluem a formação um planeta análogo a Marte em torno de 1.5 UA e reprodução da arquitetura do cinturão de asteroides (Wetherill, 1991; Chambers, 2001; Raymond et al., 2004; 2006; 2007; 2009; O'brien et al., 2006; Walsh et al., 2011). Somente recentemente, um cenário explorando a migração de Júpiter e Saturno em uma fase do disco protoplanetário rica em gás, foi proposto com o objetivo de resolver esses dois problema da acreção de planetas terrestres (Walsh et al., 2011). Assim, seria

bastante interessante no futuro testar o modelo composto de distribuição de água em simulações mais robustas da acreção de planetas terrestres, considerando por exemplo, simulações de alta resolução.

Como explicado ao longo deste capítulo, nenhuma única fonte de água pode fornecer uma explicação definitiva para a origem da água da Terra como um todo, pois, todas as fontes apresentam suas próprias incertezas. O principal argumento contra o processo de adsorção de água, como usado em nosso modelo, como um mecanismo importante para a origem da água da Terra reside na associação de diferentes classes de meteoritos a diferentes tipos taxonômicos de asteroides e suas correspondes quantidades de água e distância heliocêntrica. Condritos Carbonáceos são associados a asteroides do tipo-C, os quais são predominantes além de 2.8 UA, condritos ordinários são considerados fragmentos de asteroides do tipo S, os quais são predominantes entre 2 e 2.5 UA e contém  $\sim 0.1\%$  de sua massa como água. Condritos de Enstatite são ligados a asteroides do tipo-E ao redor de 1.8 UA, os quais são muito secos com somente  $0.01\%$  ou menos de água. Seguindo esse raciocínio, os corpos planetários que construíram a Terra teriam que ser extremamente secos. Entretanto, Drake (2005) alerta que é incerto se os corpos aos quais meteoritos são derivados possuem de fato pouca água, ou se esses meteoritos são derivados de partes externas de asteroides com água que passaram por alguma metamorfose. Um profundo conhecimento da relação entre meteoritos, seus corpos de origem e tipos taxonômicos de asteroides é extremamente importante para aperfeiçoarmos os modelos de origem da água da Terra. Nós acreditamos que missões como Dawn e OSIRIS-Rex possam ajudar a elucidar esses pontos.

Finalmente, nossa consideração sobre a razão D/H, em cometas e no VSMOW, apresenta outra limitação desse estudo. Nós assumimos que a atual razão D/H da água da Terra é representativa do seu valor primordial. Entretanto, essa quantidade poderia ter sido alterada ao longo do tempo devido a processos biológicos e químicos. Campins, Swindle & Kring (2004), apontam que os processos envolvidos na acreção planetária, tal como perda de gases e evolução da hidrosfera e atmosfera são complexos e podem ter fracionado as assinaturas químicas e isotópicas das fontes de água. Existe também um intenso debate se a estimada razão D/H da Terra e a sua abundância de água é verdadeiramente conhecida (Abe et al. 2000; Drake e Righter 2002; Smith et al. 2006; Genda & Ikoma 2008). Nós assumimos que a razão D/H do VSMOW é primordial devido ao nosso limitado conhecimento da evolução do D/H na água da Terra, sua relação com seu valor primordial (Williams & Hemley, 2001), e a falta de amostragem estatística da razão D/H em corpos do Sistema Solar. A fim de aperfeiçoar a análise apresentada aqui é preciso um amplo conhecimento do D/H em cometas, asteroides e meteoritos, um modelo detalhado da variação da razão D/H durante colisões entre esses corpos e também a modelagem de

escape hidrodinâmico e fracionamento no manto da Terra (Villanueva et al. 2009). Medidas da razão D/H em uma grande amostra de cometas com HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared) no Telescópio Espacial Herschel pode também ajudar a restringir modelos de formação da nebulosa solar (Hartogh et al. (2009).

## 4.A Configurações finais das simulações do modelo A

Na Tabela A1, o sistema planetário formado por cada simulação está delimitado por linhas horizontais sólidas. Entre essas linhas, planetas de um mesmo sistema recebem nomes idênticos para a entrada da tabela correspondente a coluna chamada “Sim”. Estes nomes correspondem ao nome da simulação.

Tabela A1: Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5AU$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5AU$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	%M <sub>ast</sub>	%W <sub>ast</sub>	D/H	$t_{ent}$ $1O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $2O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $5O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $10O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $15O_{\oplus}$
1A-J	6	0.66	0.02	0.49	3.5	2.0	61.4	1.431e-04	4.8	4.8	×	×	×
1A-J	6	1.11	0.11	0.76	13.5	5.3	63.1	1.465e-04	7.5	12.2	20.8	221.4	×
1A-J	6	1.80	0.17	0.30	3.0	0.0	0.0	2.100e-05	5.1	26.4	×	×	×
2A-J	8	0.51	0.16	0.29	0.4	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
2A-J	8	0.96	0.08	1.18	16.4	3.4	52.1	1.246e-04	12.0	20.2	20.8	37.6	141.7
2A-J	8	2.19	0.13	0.37	12.7	11.0	67.3	1.550e-04	0.2	0.2	2.5	113.2	×
3A-J	10	0.63	0.04	0.75	9.6	5.4	88.6	1.972e-04	73.4	73.4	96.1	×	×
3A-J	10	1.05	0.09	1.00	13.7	3.0	46.8	1.141e-04	8.2	8.7	37.9	68.4	×
3A-J	10	1.71	0.09	0.91	19.5	5.5	54.8	1.300e-04	0.0	1.0	5.7	12.1	22.4
4A-J	6	0.61	0.09	0.37	2.6	2.7	82.6	1.854e-04	206.4	206.4	×	×	×
4A-J	6	1.24	0.01	1.08	20.6	5.6	62.1	1.446e-04	13.3	20.3	35.0	232.2	232.2
4A-J	6	2.50	0.18	0.09	5.6	21.3	76.3	1.728e-04	1.4	2.2	2.6	×	×
4A-J	6	2.81	0.16	0.03	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
5A-J	8	0.64	0.08	0.89	12.1	4.5	70.3	1.609e-04	10.8	10.8	34.4	84.6	×
5A-J	8	1.27	0.09	0.79	15.2	3.8	42.1	1.047e-04	0.2	0.5	3.3	68.9	141.8
5A-J	8	2.06	0.07	0.44	4.4	2.3	48.6	1.176e-04	5.0	5.0	×	×	×
5A-J	8	2.95	0.23	0.12	7.5	24.4	85.7	1.915e-04	0.0	0.0	0.8	×	×
6A-J	10	0.72	0.03	1.67	24.4	3.6	52.5	1.256e-04	4.8	9.9	9.9	9.9	16.9
6A-J	10	1.65	0.11	0.93	10.6	2.2	40.4	1.015e-04	6.3	6.3	12.3	54.8	×
6A-J	10	2.76	0.16	0.13	5.1	15.5	82.9	1.859e-04	5.4	5.4	54.1	×	×
6A-J	10	2.92	0.15	0.04	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
7A-J	6	0.65	0.01	0.63	10.2	6.4	83.5	1.872e-04	16.0	16.0	125.7	272.4	×
7A-J	6	1.38	0.03	0.66	16.0	7.6	66.7	1.537e-04	4.6	4.6	31.9	101.5	230.5
7A-J	6	2.25	0.19	0.06	4.5	31.0	93.8	2.077e-04	3.5	3.5	×	×	×
7A-J	6	2.47	0.34	0.06	0.3	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
7A-J	6	2.51	0.08	0.06	0.7	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
7A-J	6	2.79	0.12	0.07	7.1	44.4	90.1	2.003e-04	2.5	2.5	17.0	×	×
7A-J	6	2.94	0.17	0.04	2.5	25.6	86.8	1.937e-04	10.9	10.9	×	×	×
8A-J	8	0.85	0.05	1.52	24.4	5.3	69.8	1.600e-04	0.0	12.1	38.5	112.8	150.5
8A-J	8	1.67	0.08	0.27	9.7	11.1	66.2	1.527e-04	0.4	0.4	149.5	×	×
8A-J	8	2.82	0.13	0.14	7.1	22.0	89.7	1.996e-04	140.9	140.9	197.0	×	×
8A-J	8	2.97	0.32	0.04	0.5	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
9A-J	10	0.50	0.25	0.42	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
9A-J	10	1.02	0.04	1.38	13.5	1.5	31.6	8.382e-05	4.6	7.4	13.2	19.7	×
9A-J	10	1.94	0.21	0.16	1.3	0.0	0.0	2.100e-05	37.9	×	×	×	×
9A-J	10	2.73	0.05	0.23	4.0	4.3	53.3	1.270e-04	0.1	4.4	×	×	×
10A-J	6	0.57	0.28	0.17	0.1	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
10A-J	6	0.87	0.02	0.74	16.8	8.2	76.2	1.725e-04	11.8	11.8	33.0	77.1	214.1
10A-J	6	1.65	0.02	0.61	7.2	1.6	29.6	8.000e-05	14.4	28.4	71.4	×	×
11A-J	8	0.75	0.02	1.11	7.8	0.9	27.4	7.544e-05	6.2	6.2	58.8	×	×
11A-J	8	1.26	0.29	0.04	0.4	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
11A-J	8	1.39	0.11	0.52	7.3	3.9	58.8	1.380e-04	11.7	11.7	17.4	×	×
11A-J	8	1.98	0.11	0.46	7.5	2.2	28.4	7.759e-05	0.3	7.4	7.4	×	×
11A-J	8	2.79	0.09	0.05	0.5	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×

Tabela A1: Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5UA$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5UA$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{ast}$	% $W_{ast}$	D/H	$t_{ent}$ $1O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $2O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $5O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $10O_{\oplus}$	$t_{ent}$ $15O_{\oplus}$
12A-J	10	0.66	0.08	1.11	10.0	1.8	42.6	1.058e-04	9.6	9.6	50.8	121.1	×
12A-J	10	1.29	0.11	0.80	14.6	6.3	72.9	1.661e-04	22.5	22.5	64.8	68.1	×
12A-J	10	1.76	0.12	0.41	14.6	12.2	73.0	1.662e-04	0.0	0.2	7.2	58.6	×
13A-J	6	0.58	0.16	0.29	0.8	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
13A-J	6	1.08	0.02	0.98	18.7	6.2	68.5	1.573e-04	2.7	2.7	37.4	46.6	69.5
13A-J	6	1.51	0.22	0.02	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
13A-J	6	1.91	0.37	0.02	0.0	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
13A-J	6	1.92	0.09	0.25	6.4	7.9	67.0	1.543e-04	20.0	20.0	55.5	×	×
13A-J	6	2.40	0.06	0.07	2.9	13.9	73.0	1.663e-04	18.0	18.0	×	×	×
14A-J	8	0.52	0.14	0.29	4.6	6.8	92.4	2.049e-04	126.1	126.1	×	×	×
14A-J	8	0.80	0.05	0.65	10.3	6.2	83.0	1.861e-04	28.4	28.4	44.8	212.2	×
14A-J	8	1.39	0.10	0.96	17.2	4.2	49.6	1.197e-04	11.4	14.3	40.8	40.8	151.5
14A-J	8	2.83	0.21	0.05	2.4	21.1	88.7	1.975e-04	0.4	0.4	×	×	×
15A-J	10	0.59	0.02	0.79	12.0	5.1	71.1	1.625e-04	14.1	14.1	30.3	110.1	×
15A-J	10	1.04	0.09	0.56	4.5	1.8	47.0	1.146e-04	9.1	33.8	×	×	×
15A-J	10	1.29	0.08	0.67	13.0	4.5	49.2	1.189e-04	7.8	7.8	8.3	67.3	×
15A-J	10	2.01	0.09	0.40	1.6	0.0	0.0	2.100e-05	21.7	×	×	×	×
16A-J	6	0.58	0.41	0.32	0.8	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
16A-J	6	0.96	0.04	0.60	6.1	1.7	34.7	9.014e-05	56.3	62.1	62.1	×	×
16A-J	6	1.54	0.09	0.14	5.6	14.6	76.0	1.723e-04	5.2	20.7	287.3	×	×
16A-J	6	1.65	0.14	0.47	4.3	0.0	0.0	2.100e-05	5.5	8.5	×	×	×
16A-J	6	1.95	0.14	0.03	2.3	29.6	92.9	2.059e-04	211.6	211.6	×	×	×
17A-J	8	0.55	0.08	0.52	3.2	1.9	66.5	1.534e-04	35.3	35.3	×	×	×
17A-J	8	1.12	0.07	1.03	14.1	2.9	45.4	1.114e-04	0.2	12.8	51.8	242.2	×
17A-J	8	1.63	0.30	0.05	0.7	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
17A-J	8	2.03	0.22	0.11	0.9	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
18A-J	10	0.32	0.14	0.05	2.2	21.6	97.1	2.143e-04	23.8	23.8	×	×	×
18A-J	10	0.69	0.02	1.11	16.0	3.6	53.3	1.271e-04	3.8	11.9	32.5	44.1	95.6
18A-J	10	1.37	0.17	1.20	12.2	2.5	52.6	1.257e-04	33.9	33.9	82.2	146.2	×
18A-J	10	3.27	0.16	0.16	6.4	12.4	67.2	1.546e-04	0.1	0.1	5.9	×	×
19A-JS	6	0.61	0.11	0.39	1.0	0.0	0.0	2.100e-05	123.2	×	×	×	×
19A-JS	6	0.89	0.09	0.40	5.3	2.5	39.9	1.005e-04	63.5	82.5	91.1	×	×
19A-JS	6	1.34	0.11	0.48	8.7	6.3	73.9	1.680e-04	10.7	75.5	75.5	×	×
19A-JS	6	2.65	0.08	0.05	2.8	21.6	77.1	1.745e-04	4.0	4.0	×	×	×
20A-JS	8	0.73	0.06	0.81	2.7	0.0	0.0	2.100e-05	13.1	37.3	×	×	×
20A-JS	8	1.41	0.06	0.67	9.7	3.0	44.2	1.089e-04	0.1	0.5	11.7	×	×
20A-JS	8	2.18	0.22	0.04	0.3	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
20A-JS	8	3.08	0.05	0.06	1.0	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
21A-JS	10	0.59	0.28	0.93	2.8	0.0	0.0	2.100e-05	4.9	24.4	×	×	×
21A-JS	10	1.25	0.14	0.85	9.5	2.4	44.9	1.103e-04	8.7	27.6	52.5	×	×

Tabela A1: Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{\text{ast}}$	% $W_{\text{ast}}$	D/H	$t_{\text{ent}}$ 1 $O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ 2 $O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ 5 $O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ 10 $O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ 15 $O_{\oplus}$
22A-JS	6	0.60	0.04	0.37	3.0	2.7	72.1	1.645e-04	62.0	62.0	×	×	×
22A-JS	6	0.79	0.11	0.36	2.2	0.0	0.0	2.100e-05	0.6	76.7	×	×	×
22A-JS	6	1.31	0.02	0.55	5.4	1.8	39.6	9.982e-05	20.1	52.7	101.5	×	×
22A-JS	6	2.16	0.35	0.02	0.1	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
22A-JS	6	2.26	0.05	0.13	6.0	16.0	71.2	1.628e-04	0.0	0.1	7.2	×	×
23A-JS	8	0.58	0.06	0.45	3.0	2.2	71.0	1.622e-04	30.1	30.1	×	×	×
23A-JS	8	0.95	0.02	0.74	7.8	2.7	54.9	1.303e-04	18.3	25.1	30.2	×	×
23A-JS	8	1.41	0.04	0.58	6.9	1.7	31.1	8.295e-05	27.1	56.0	61.1	×	×
24A-JS	10	0.55	0.12	0.47	0.6	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
24A-JS	10	0.99	0.04	1.47	12.3	0.7	17.3	5.542e-05	6.9	9.8	16.9	43.2	×
24A-JS	10	1.87	0.20	0.12	1.4	0.0	0.0	2.100e-05	119.4	×	×	×	×
24A-JS	10	2.35	0.42	0.03	0.0	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
24A-JS	10	2.51	0.25	0.11	7.7	27.9	82.8	1.857e-04	6.9	6.9	174.4	×	×
25A-JS	6	0.60	0.11	0.45	2.7	2.2	79.3	1.788e-04	2.1	2.1	×	×	×
25A-JS	6	1.09	0.03	0.60	7.0	1.7	30.3	8.138e-05	12.9	48.1	107.5	×	×
26A-JS	8	0.60	0.18	0.86	7.0	2.3	60.9	1.423e-04	19.5	53.0	189.5	×	×
26A-JS	8	1.27	0.19	0.61	8.1	3.3	53.0	1.265e-04	16.1	16.1	40.6	×	×
27A-JS	10	0.44	0.05	0.45	0.7	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
27A-JS	10	1.02	0.03	1.07	14.3	2.8	44.8	1.102e-04	0.1	0.2	40.8	135.3	×
27A-JS	10	1.58	0.12	0.44	6.0	4.6	70.6	1.616e-04	7.0	7.0	12.9	×	×
27A-JS	10	2.23	0.13	0.14	0.7	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
28A-JS	6	0.61	0.02	0.39	2.6	2.6	82.2	1.846e-04	142.4	142.4	×	×	×
28A-JS	6	0.94	0.05	0.44	3.7	2.3	57.3	1.351e-04	37.2	63.2	×	×	×
28A-JS	6	1.23	0.08	0.26	3.2	0.0	0.0	2.100e-05	0.1	0.3	×	×	×
28A-JS	6	1.75	0.16	0.03	0.3	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
29A-JS	8	0.56	0.02	0.78	14.7	7.7	86.9	1.940e-04	11.1	11.1	40.9	79.5	×
29A-JS	8	1.31	0.11	0.77	6.4	1.3	33.5	8.758e-05	13.9	13.9	45.2	×	×
29A-JS	8	2.94	0.39	0.08	5.3	25.8	80.0	1.801e-04	0.9	0.9	14.7	×	×
30A-JS	10	0.66	0.12	1.37	11.4	2.2	56.1	1.327e-04	20.1	41.9	46.3	56.5	×
30A-JS	10	1.76	0.48	0.07	1.0	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
30A-JS	10	1.82	0.07	0.37	2.1	0.0	0.0	2.100e-05	0.0	23.5	×	×	×
31A-JS	6	0.71	0.04	0.56	6.7	3.6	64.1	1.486e-04	9.2	9.2	52.1	×	×
31A-JS	6	0.97	0.12	0.65	3.2	0.0	0.0	2.100e-05	70.9	146.4	×	×	×
32A-JS	8	0.53	0.29	0.37	0.3	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
32A-JS	8	0.82	0.09	0.78	7.4	1.3	28.7	7.810e-05	38.9	70.6	70.6	×	×
32A-JS	8	1.55	0.04	0.48	5.3	2.1	40.4	1.013e-04	33.2	33.2	44.1	×	×
32A-JS	8	3.27	0.25	0.09	9.4	42.7	90.8	2.016e-04	0.5	0.5	0.8	×	×
33A-JS	10	0.62	0.23	1.01	12.9	5.0	82.8	1.857e-04	2.2	2.2	28.1	73.0	×
33A-JS	10	1.38	0.05	1.20	12.9	0.8	16.5	5.384e-05	0.9	5.5	12.5	19.9	×
33A-JS	10	3.01	0.19	0.09	3.4	11.5	62.0	1.445e-04	130.3	130.3	×	×	×
34A-JS	6	0.61	0.02	0.38	2.5	2.6	83.8	1.877e-04	75.9	75.9	×	×	×
34A-JS	6	1.08	0.02	0.84	7.8	1.2	27.4	7.545e-05	26.4	31.6	98.2	×	×
34A-JS	6	2.06	0.29	0.05	4.7	38.0	90.2	2.005e-04	3.4	3.4	×	×	×

Tabela A1: Resultados finais das simulações do modelo A (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{\text{ast}}$	% $W_{\text{ast}}$	D/H	$t_{\text{ent}}$ $1O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $2O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $5O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $10O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $15O_{\oplus}$
35A-JS	8	0.18	0.24	0.11	1.9	0.0	0.0	2.100e-05	2.8	×	×	×	×
35A-JS	8	0.62	0.27	0.68	1.0	0.0	0.0	2.100e-05	29.5	×	×	×	×
35A-JS	8	1.22	0.05	1.08	8.9	0.0	0.0	2.100e-05	3.8	35.4	52.4	×	×
35A-JS	8	2.10	0.48	0.03	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
36A-JS	10	0.56	0.05	0.61	1.1	0.0	0.0	2.100e-05	54.1	×	×	×	×
36A-JS	10	1.01	0.02	1.28	9.0	0.8	23.7	6.809e-05	14.3	14.6	17.3	×	×

## 4.B Configurações finais das simulações do modelo B

Na Tabela B1, o sistema planetário formado por cada simulação está delimitado por linhas horizontais sólidas. Entre essas linhas, planetas de um mesmo sistema recebem nomes idênticos para a entrada da tabela correspondente a coluna chamada “Sim”. Estes nomes correspondem ao nome da simulação.

Tabela B1: Resultados finais das simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	%M <sub>ast</sub>	%W <sub>ast</sub>	D/H	t <sub>ent</sub> 1O <sub>⊕</sub>	t <sub>ent</sub> 2O <sub>⊕</sub>	t <sub>ent</sub> 5O <sub>⊕</sub>	t <sub>ent</sub> 10O <sub>⊕</sub>	t <sub>ent</sub> 15O <sub>⊕</sub>
1B-J	6	0.52	0.25	0.14	8.0	27.6	99.6	2.193e-04	18.6	18.6	18.6	×	×
1B-J	6	0.90	0.06	0.75	2.8	0.0	0.0	2.100e-05	33.1	33.1	×	×	×
1B-J	6	1.44	0.16	0.38	19.4	20.6	86.4	1.928e-04	18.1	18.1	18.1	18.1	18.1
1B-J	6	1.46	0.45	0.03	0.5	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
1B-J	6	2.35	0.24	0.05	0.5	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
2B-J	8	0.59	0.18	0.56	1.6	0.0	0.0	2.100e-05	54.2	×	×	×	×
2B-J	8	1.01	0.14	0.45	1.6	0.0	0.0	2.100e-05	24.1	×	×	×	×
2B-J	8	1.39	0.05	0.88	21.6	7.8	67.9	1.562e-04	2.8	15.7	33.5	33.5	33.5
3B-J	10	0.47	0.51	0.19	0.0	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
3B-J	10	0.79	0.06	0.94	5.6	0.0	0.0	2.100e-05	11.8	32.0	42.9	×	×
3B-J	10	1.38	0.08	1.14	29.5	7.9	65.0	1.502e-04	0.1	1.5	6.7	6.7	6.7
3B-J	10	2.27	0.19	0.17	21.3	57.5	95.3	2.107e-04	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
4B-J	6	0.68	0.19	0.57	1.9	0.0	0.0	2.100e-05	31.4	×	×	×	×
4B-J	6	1.24	0.09	0.32	9.9	11.9	82.0	1.843e-04	81.5	81.5	81.5	×	×
4B-J	6	1.55	0.13	0.40	3.3	0.0	0.0	2.100e-05	2.1	7.8	×	×	×
4B-J	6	2.59	0.12	0.03	0.4	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
5B-J	8	0.72	0.16	1.22	19.4	5.6	75.6	1.714e-04	17.6	20.3	83.6	83.6	83.6
5B-J	8	1.68	0.13	0.64	5.4	0.0	0.0	2.100e-05	1.3	28.3	66.5	×	×
6B-J	10	0.46	0.18	0.34	0.8	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
6B-J	10	0.77	0.04	0.78	20.5	10.4	84.3	1.888e-04	27.4	27.4	27.4	27.4	27.4
6B-J	10	1.33	0.22	0.62	5.3	0.0	0.0	2.100e-05	0.0	0.0	41.4	×	×
7B-J	6	0.62	0.20	0.60	2.8	0.0	0.0	2.100e-05	176.5	176.5	×	×	×
7B-J	6	1.44	0.20	0.63	20.1	12.4	82.8	1.859e-04	38.4	69.3	69.3	69.3	69.3
7B-J	6	2.04	0.04	0.29	2.7	0.0	0.0	2.100e-05	6.1	26.3	×	×	×
8B-J	8	0.87	0.05	1.65	49.0	11.5	82.3	1.847e-04	29.4	29.4	52.1	52.1	52.1
8B-J	8	1.59	0.10	0.46	3.6	0.0	0.0	2.100e-05	1.6	5.3	×	×	×
8B-J	8	2.69	0.24	0.18	2.2	0.0	0.0	2.100e-05	0.0	49.4	×	×	×
9B-J	10	0.67	0.13	1.13	3.8	0.0	0.0	2.100e-05	18.4	21.1	×	×	×
9B-J	10	1.19	0.15	0.74	24.0	11.1	72.0	1.643e-04	0.0	0.2	1.5	1.5	1.5
9B-J	10	2.14	0.19	0.65	4.2	0.0	0.0	2.100e-05	15.1	30.9	×	×	×
10B-JS	6	0.33	0.15	0.30	2.0	0.0	0.0	2.100e-05	6.9	×	×	×	×
10B-JS	6	0.84	0.10	0.72	2.7	0.0	0.0	2.100e-05	58.6	150.9	×	×	×
10B-JS	6	1.71	0.30	0.04	0.2	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
10B-JS	6	3.15	0.14	0.04	9.1	100.0	100.0	2.200e-04	×	×	×	×	×
11B-JS	8	0.58	0.10	0.54	0.8	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
11B-JS	8	0.93	0.18	0.34	1.3	0.0	0.0	2.100e-05	41.5	×	×	×	×
11B-JS	8	1.43	0.11	0.78	5.9	0.0	0.0	2.100e-05	2.4	30.1	85.3	×	×
11B-JS	8	2.18	0.11	0.12	25.2	100.0	100.0	2.200e-04	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9
12B-JS	10	0.94	0.05	2.26	38.1	4.3	54.3	1.290e-04	7.5	17.7	31.2	31.2	31.2
12B-JS	10	1.55	0.13	0.27	1.0	0.0	0.0	2.100e-05	5.6	×	×	×	×
13B-JS	6	0.58	0.17	0.39	0.7	0.0	0.0	2.100e-05	×	×	×	×	×
13B-JS	6	0.98	0.10	0.63	3.6	0.0	0.0	2.100e-05	30.5	71.6	×	×	×
13B-JS	6	2.73	0.02	0.04	9.1	100.0	100.0	2.200e-04	×	×	×	×	×

Tabela B1: Resultados finais das simulações do modelo B (J indica somente Júpiter e JS representa Júpiter e Saturno). Da esquerda para a direita, as colunas mostram o número da simulação, densidade superficial a 1 UA, semi-eixo maior, excentricidade, massa ( $M_{\oplus}$ ), quantidade de água ( $O_{\oplus}$ ), porcentagem de massa asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), porcentagem de água asteroidal ( $> 2.5\text{UA}$ ), razão D/H final, e o tempo (Ma) de entrega de  $1O_{\oplus}$ ,  $2O_{\oplus}$ ,  $5O_{\oplus}$ ,  $10O_{\oplus}$  e  $15O_{\oplus}$ .

Sim	$\Sigma_1$	$a_f$	$e_f$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	Água ( $O_{\oplus}$ )	% $M_{\text{ast}}$	% $W_{\text{ast}}$	D/H	$t_{\text{ent}}$ $1O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $2O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $5O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $10O_{\oplus}$	$t_{\text{ent}}$ $15O_{\oplus}$
14B-JS	8	0.83	0.09	1.56	8.0	0.0	0.0	2.100e-05	8.1	26.0	47.4	×	×
14B-JS	8	2.74	0.15	0.06	12.7	100.0	100.0	2.200e-04	×	×	×	×	×
15B-JS	10	0.64	0.10	1.13	6.4	0.0	0.0	2.100e-05	2.2	19.9	55.3	×	×
15B-JS	10	1.20	0.27	1.19	25.2	7.0	69.9	1.600e-04	0.0	0.6	12.3	12.3	12.3
15B-JS	10	3.04	0.17	0.09	19.7	100.0	100.0	2.200e-04	×	×	×	×	×
16B-JS	6	0.68	0.22	0.64	18.7	12.1	87.6	1.952e-04	20.7	75.4	75.4	75.4	75.4
16B-JS	6	1.26	0.18	0.49	2.3	0.0	0.0	2.100e-05	41.9	61.2	×	×	×
16B-JS	6	3.28	0.17	0.09	18.9	100.0	100.0	2.200e-04	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
17B-JS	8	0.62	0.05	0.69	3.5	0.0	0.0	2.100e-05	71.8	71.8	×	×	×
17B-JS	8	0.97	0.05	0.60	15.4	9.7	80.7	1.815e-04	26.5	26.5	26.5	26.5	146.6
17B-JS	8	1.59	0.23	0.25	1.5	0.0	0.0	2.100e-05	17.1	×	×	×	×
18B-JS	10	0.76	0.10	1.76	42.4	9.8	86.3	1.928e-04	12.8	33.2	55.8	55.8	55.8
18B-JS	10	2.51	0.08	0.42	60.9	66.1	96.5	2.131e-04	0.7	0.7	0.9	0.9	0.9

# Capítulo 5

## A Formação de Marte

A maioria das simulações de formação de planetas terrestres, reproduzem facilmente planetas com massas variando entre as massas de Vênus e da Terra, bem como suas arquiteturas orbitais. Entretanto, esses modelos geralmente falham em produzir objetos similares a Marte. O corpo formado ao redor de 1.5 UA é, em geral, muito mais massivo do que esse planeta. Somente quando, improvável no nosso Sistema Solar, Júpiter e Saturno são considerados inicialmente em órbitas extra excêntricas, simulações mostram evitar esta inconveniência. A fim de estudar esse problema, neste capítulo, nós exploramos um cenário considerando uma depleção local de massa na nebulosa solar. Foi realizado um grande número de simulações numéricas, da formação de planetas terrestres, considerando diferentes escalas de depleção na densidade local de massa e variadas configurações orbitais de planetas gigantes. Nossas simulações apontam a possibilidade da formação de planetas similares a Marte, ao redor de 1.5 UA, especialmente quando a escala de depleção de massa do disco é moderadamente alta (50-75%). Nesses sistemas, análogos a Marte são formados a partir de embriões planetários originados de fora da região com depleção local de massa. Estes resultados também indicam que planetas com a massa da Terra podem se formar, ao redor de 1 UA, com substanciais quantidades de água. Neste capítulo, nós apresentamos os resultados deste estudo e discutimos as implicações para a formação de planetas terrestres no nosso sistema solar.

### 5.1 Introdução

Um grande obstáculo para o desenvolvimento de um modelo geral para a formação dos planetas terrestres, no nosso sistema solar, é o planeta Marte. Apesar de mais de duas décadas de esforços, para explicar a formação do sistema Solar Interior (e.g., Chambers & Wetherill 1998; Agnor et al. 1999; Chambers 2001; Chambers & Wetherill 2001), através de simulações computacionais sofisticadas e de alta resolução, do último estágio

da formação dos planetas terrestres (Raymond et al., 2004, 2006; O’Brien et al. 2006; Raymond et al. 2007, 2009), a formação de Marte é ainda um grande mistério. Enquanto que modernas simulações têm sido aptas a produzir uma ampla variedade de sistemas de planetas terrestres, tais como, de 2 a 4 planetas em órbitas estáveis e bem separadas (Raymond et al., 2004, 2006; O’Brien et al. 2006; Raymond et al. 2007, 2009) considerando, por exemplo, a origem da água da Terra e sua acreção dentro de uma escala de tempo consistente com a medida de cronômetros radioativos (Allégre et al. 1995; Yin et al. 2002; Touboul et al. 2007; Marty 2012), estas mesmas simulações não têm sido aptas a formar planetas similares a Marte. O corpo que é produzido ao redor do atual semi-eixo maior de Marte é, em geral, muito mais massivo comparado ao planeta real (veja Raymond et al., 2009 e uma revisão do assunto em Morbidelli et al. 2012).

Um fator importante, no estudo da formação de planetas terrestres, é a configuração orbital dos planetas gigantes. Como mostrado por muitos autores, ressonâncias de movimento médio e seculares, causadas por esses objetos, afetam significativamente a dinâmica de planetesimais e embriões planetários. Conseqüentemente, estes objetos têm um papel significativo na mistura radial de material no disco e ejeção de objetos do sistema (Chambers, 2001; Chambers & Cassen, 2002; Levison & Agnor, 2003; Raymond et al., 2004; 2006; 2009; Agnor & Lin, 2012; Haghighipour et al., 2013).

Considerando planetas gigantes, análogos a Marte são apenas produzidos quando Júpiter e Saturno são dispostos inicialmente em órbitas extra excêntricas (e.g.,  $e_{\text{Jup}} = e_{\text{Sat}} = 0.1$ , Thommes et al., 2008, Raymond et. al., 2009). Entretanto, essas configurações são improváveis no nosso sistema solar e não permitem a entrega da quantidade de água necessária para a Terra. Quando Júpiter e Saturno possuem altas excentricidades, a perturbação desses objetos removem rapidamente os corpos ricos em água distribuídos inicialmente além de 2 UA. Esse processo, dificulta a entrega de água na zona terrestre fazendo com que planetas formados ao redor de 1 UA tenham menos água do que a quantidade mínima esperada para a Terra (Raymond et al., 2009)

A fim de superar parte dessas dificuldades, Hansen (2009) propôs que planetas terrestres poderiam se formar em um estreito anel de corpos protoplanetários orbitando ao redor de 1 UA. Os resultados dessas simulações mostraram que seria possível reproduzir, com sucesso, análogos a Vênus, Terra e Marte em uma escala de tempo consistente com restrições de análises isotópicas. A pequena massa de Marte, nesse modelo, é uma consequência natural de sua acreção a partir de material na borda externa do estreito disco protoplanetário.

Apesar do sucesso, formando os planetas terrestres, o modelo de Hansen (2009) sofre com dois inconvenientes importantes. Primeiro, ele requer que pelo menos  $2M_{\oplus}$  de material esteja confinado na região entre 0.7 UA e 1.0 UA. Essa quantidade de massa,

é mais que três vezes a massa predita para existir nessa região, calculada a partir do modelo da massa mínima da nebulosa solar (Hayashi et al, 1981). Segundo, e muito mais importante, esse modelo está inconsistente com os modelos de entrega de água a Terra e com a existência do cinturão de asteroides no Sistema Solar. Recentemente, Walsh et al. (2011) propuseram que seria possível acumular esta quantidade de massa, ao redor de 1 UA, e também, enviar objetos ricos em água à zona de acreção da Terra, se Júpiter e Saturno tivessem migrado (para próximo do Sol e depois para longe) durante uma fase da evolução do disco protoplanetário quando o gás ainda está presente. Diferente do modelo de Hansen (2009), no modelo de Walsh et al. (2011), a entrega de água à zona terrestre é uma consequência natural da segunda fase de migração desses planetas. Conhecido como “Grand Tack”, este cenário está apto a fornecer à região dos planetas terrestres a quantidade de material necessário para o processo de formação destes planetas e também quantidade considerável de água para a formação do planeta Terra.

Apesar do Grand-Tack conseguir produzir análogos a Marte e reproduzir bem a atual arquitetura do cinturão de asteroides, este cenário pode não concordar inteiramente com modelos de formação e migração dos planetas gigantes. Simulações hidrodinâmicas mostram que a escala de tempo de migração em um disco de gás depende das propriedades do mesmo, tal como, viscosidade e escala de altura (Morbidelli & Crida, 2007). A fim de justificar as considerações iniciais usadas no Grand-Tack, com respeito à formação e migração de Júpiter e Saturno, Pierens & Raymond (2011) estudaram o crescimento e evolução dinâmica desses planetas durante suas interações com um disco gasoso. Os resultados dessas simulações mostram que a migração de Júpiter e Saturno, em duas fases, seria um resultado natural da evolução do Sistema Solar, provavelmente, coincidindo com a fase final da dissipação da nebulosa solar. Entretanto, em um recente estudo da migração dos planetas gigantes, em um disco gasoso evoluído, D’angelo & Marzari (2012) mostraram que, somente sob condições favoráveis, a migração de Júpiter e Saturno poderia alcançar além de 5 UA (como proposto pelo Grand-Tack), se Júpiter migrou até 1.5 UA. É importante notar que se a migração exterior de Júpiter e Saturno não for suficientemente rápida a eficiência do Grand-Tack diminui. A rápida, interior então exterior (“inward-then-outward”), migração de Júpiter e Saturno é o ponto chave para reproduzir a arquitetura do cinturão de asteroides, com duas distintas populações correspondentes a asteroides do tipo C e S. Além disso, se este estágio de migração não for suficientemente rápido, os corpos protoplanetários na região terrestre estarão sujeitos à forte perturbação gravitacional dos planetas gigantes por um significativo período de tempo. Isso poderia resultar na ejeção de grande parte de material do disco. Logo, este fator reduziria a massa na região de formação dos planetas terrestres, abaixo de um valor crítico, provavelmente evitando a formação de planetas como a Terra nessa região.

Um disco protoplanetário é um ambiente complexo e dinâmico. Durante o curso de formação planetária, iniciando do estágio quando partículas de poeira coagulam até quando os planetas terrestres formam, as propriedades físicas do disco estão continuamente sujeita a mudanças. Por exemplo, determinadas regiões do disco podem se tornar turbulentas, ou em outros locais, a densidade do gás ou de sólidos por ser temporariamente aumentada (Chiang & Goldreich 1997; Papaloizou & Nelson 2003; Laughlin et al. 2004; Garaud & Lin 2007). No geral, esses processos afetam o perfil radial e as propriedades do disco de acreção (temperatura e densidade superficial). Assim, o perfil de densidade de massa do disco pode não ser bem representado através de simples leis de potências, como é considerado na maioria das simulações da acreção de planetas terrestres. Como proposto por Jin et al. (2008), a variação radial na fração de ionização do disco, por exemplo, pode separar o disco em uma parte interna com alta viscosidade e uma parte externa com baixa viscosidade. O rápido fluxo de material das regiões externas para partes internas, em razão da diferença na viscosidade, pode criar um mínimo local na distribuição de massa do disco. Como mostrado por esses autores, durante a evolução da nebulosa solar, poderiam aparecer ao redor do Sol regiões como essa. Uma dessas regiões seria bastante estreita, com largura de aproximadamente 0.1 UA, aparecendo entre 1.3 UA e 3.4 UA e com localização mais provável entre 1.2 UA e 2.4 UA. A segunda região é maior, com uma largura de  $\sim 1$  UA, centrada em 1.6 UA. Jin et al. (2008) sugeriram que o aparecimento desse mínimo local resultaria em uma formação não uniforme de embriões planetários ao redor da órbita de Marte, o que posteriormente resultaria na formação de um planeta pouco massivo, assim como vemos hoje. Neste capítulo, nós examinamos esse cenário simulando a formação de planetas terrestres em um disco com um mínimo local na densidade superficial de massa, como proposto por Chambers & Cassen (2002) e Jin et al. (2008). Nós consideramos o mínimo local ao redor do semi-eixo maior de Marte e usamos uma distribuição não uniforme de planetesimais e embriões planetários para simular o estágio final da formação de planetas terrestres. Desde que, durante a evolução do disco, a localização do mínimo local pode variar, nós realizamos simulações para diferentes localizações e “profundidades” dessa região.

É importante notar que o fluxo interior de material das partes exteriores para as partes interiores da nebulosa solar, como mencionado em Jin et al. (2008), poderia ter afetado a composição do material do disco e a quantidade de massa nessa região antes mesmo da acreção dos planetas terrestres (mistura radial). Por exemplo, grãos de poeira ou planetesimais ricos em voláteis poderiam ter migrado interiormente, muito antes do início da acreção dos planetas terrestres, e poderiam ter um papel importante na massa final e composição dos planetas formados. O estudo dessas mudanças nas propriedades de discos protoplanetários, devido ao fluxo interior de material e aparecimento da região

depletada, é uma tarefa complicada que não tem sido levado em conta, de forma rigorosa, nos modelos atuais de discos protoplanetários. Esta modelagem também está além do escopo desse trabalho. Nesse estudo, a fim de evitar essas complicações, nós focamos apenas no último estágio da acreção de planetesimais e embriões planetários.

A seção 5.2 descreve a metodologia deste estudo. Na seção 5.3, nós apresentamos os resultados das simulações. A seção 5.4 conclui esse trabalho apresentando uma discussão e apontando as implicações de nossos resultados para futuros estudos da formação de planetas terrestres no Sistema Solar.

## 5.2 O Modelo

Nós consideramos um disco protoplanetário de embriões e planetesimais distribuídos entre 0.5 UA e 4 UA. A fim de certificar que a fricção dinâmica está adequadamente incluída nós distribuimos metade da massa do disco em planetesimais e a outra metade em embriões planetários. Os planetesimais são considerados ter massa de 0.0025 massas da Terra e são distribuídos com um perfil de densidade superficial proporcional a  $r^{-3/2}$  (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981). Esses objetos somente interagem com embriões planetários e com planetas gigantes, mas não interagem entre si.

A massa de cada embrião planetário é proporcional a  $M \sim r^{3/2(2-\alpha)} \Delta^{3/2}$  (Raymond et al. 2005, 2009), onde  $\alpha$  é um parâmetro livre e  $\Delta$  é o número de raios de Hill mútuos separando embriões vizinhos. Nós consideramos a razão inicial da massa entre embrião e planetesimal como  $\sim 8$ , ao redor de 1.5 UA (Raymond et al. 2009). A densidade superficial de massa do disco tem um perfil radial do tipo  $r^{-3/2}$  (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981), ou seja,  $\alpha = 3/2$ , e é dado por

$$\Sigma(r) = \begin{cases} \Sigma_1(r/1\text{AU})^{-3/2} & ; \text{ fora da região depleta}, \\ (1 - \beta)\Sigma_1(r/1\text{AU})^{-3/2} & ; \text{ dentro da região depleta}. \end{cases} \quad (5.1)$$

Nessa equação,  $\Sigma_1 = 8 \text{ g/cm}^2$  (Hayashi, 1981) e o parâmetro  $0 < \beta \leq 1$  representa a escala de depleção local da massa. A Figura 5.1 mostra a distribuição de embriões e planetesimais para  $\beta = 50\%$ . Nós escolhemos a localização da depleção em massa de acordo com o modelo apresentado por Jin et al. (2008). Entretanto, como mostrado por esses autores, essa localização muda conforme o tempo evolui. Por esta razão, a fim de melhor explorar os parâmetros desse sistema, nós consideramos três localizações para a região de depleção em massa. A Tabela 5.1 mostra essas regiões e os correspondentes parâmetros  $\beta$ .

Tabela 5.1: Região e escala da depleção em massa

Disco	Região (UA)	Escala (%)
A	1.1 a 2.1	100, 75, 50, 20
B	1.3 a 2.0	100, 75, 50, 35, 20
C	1.5 a 2.5	100, 75, 50, 20

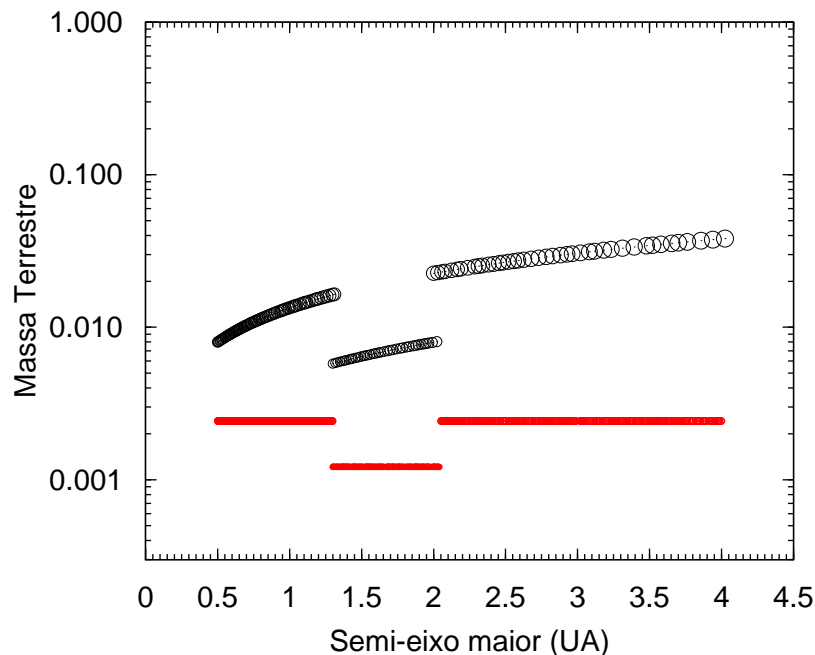


Figura 5.1: Distribuição inicial de 154 embriões planetários (preto) e 973 planetesimais (vermelho) considerando uma depleção de massa de 50% entre 1.3 UA e 2.0 UA. As massas dos planetesimais são menores do que 0.003 massas da Terra.

### 5.3 Simulações Numéricas e Resultados

Nós realizamos um total de 84 simulações considerando duas diferentes configurações orbitais de planetas gigantes. No primeiro conjunto, nós consideramos Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais. No segundo conjunto, nós assumimos os elementos orbitais similares aqueles propostos no modelo de Nice (Tsiganis et al., 2005; Gomes et al., 2005; Morbidelli et al., 2005). Cada simulação iniciou-se com 700-950 planetesimais e 110-190 embriões planetários, todos inicialmente em órbitas circulares. Os embriões foram espaçados um do outro a distâncias entre 3 e 6 raios de Hill mútuos (Kokubo & Ida, 2000). As inclinações orbitais iniciais de todos os corpos foram escolhidas randomicamente de  $10^{-4}$  até  $10^{-3}$  graus, e suas anomalias médias foram tomadas estar entre  $0^\circ$  e  $360^\circ$ . Para cada valor de parâmetro de depleção  $\beta$  e configuração de planetas gigantes, nós consideramos pelo menos três diferentes condições iniciais para planetesimais e embriões planetários. Em vista da natureza estocástica desse tipo de simulação, nós realizamos experimentos

adicionais para aqueles parâmetros que melhor reproduziram sistemas planetários com as características do Sistema Solar. O modelo de distribuição de água no disco planetário, usado nessas simulações, é aquele dado primeiramente em Raymond et al. (2004). Embriões e planetesimais orbitando originalmente dentro de 2 UA são inicialmente secos, aqueles entre 2 UA e 2.5 UA contém 0.1% de água, e a quantidade de água de objetos entre 2.5 UA e 4 UA é 5% da massa dos mesmos. Nós usamos o integrador híbrido do pacote Mercury (Chambers, 1999) em uma versão levemente modificada como discutido no Capítulo 2. Nossos sistemas foram integrados numericamente por pelo menos 500 Ma. O passo de tempo usado em nossas integrações foi de 6 dias. No final de cada simulação, nós identificamos aquelas que produziram potenciais análogos a Marte e ao cinturão de asteroides e integramos esses sistemas por adicionais 500 Ma. Exceto interações entre planetesimais, todos objetos interagem gravitacionalmente entre si e podem colidir. Nessas simulações, nós consideramos as colisões como perfeitamente inelásticas e resultando em uma completa aglutinação dos corpos envolvidos conservando momento linear. É importante mencionar que, como mostrado por Kokubo & Genda (2010), o tratamento de colisões como sendo perfeitamente inelásticas, em simulações de acreção de planetas terrestres, não tem um efeito importante sobre a massa e configuração final dos planetas formados, pois, se uma colisão resulta em fragmentação o material residual será provavelmente incorporado ao longo de colisões subsequentes.

As Tabelas 5.2 e 5.3 mostram alguns de nossos resultados. Os resultados na Tabela 5.2 correspondem as simulações do modelo de disco A, e aqueles na Tabela 5.3, aos resultados obtidos nas simulações do modelo de disco B (veja Tabela 5.1). Os números romanos, na primeira coluna dessas Tabelas, referem-se ao três conjuntos de condições iniciais de embriões planetários e planetesimais, levemente diferentes, que foram executados para cada valor de escala de depleção.

Examinando as Tabelas 5.2 e 5.3 nós observamos dois objetos interessantes: EM167, na simulação A-75%-II, e EM159, na simulação B-75%-III. Esses embriões foram formados dentro de 1.25 UA e 2.0 UA e têm massas menores do que  $0.5M_{\oplus}$ , duas importantes características que fazem deles potenciais análogos de Marte. As Figuras 5.2 e 5.3 mostram a evolução dinâmica de cada sistema e a formação desses objetos. Nessas simulações, Júpiter e Saturno foram considerados inicialmente como em suas órbitas atuais. A cor de cada corpo representa sua fração água/massa. Note que a região da depleção local em massa não é a mesma em cada figura. Como mostrado na Tabela 5.2, o objeto EM167 é formado ao redor de 1.5 UA e alcançou 90% de sua massa em menos de 2.5 Ma. Esse tempo de formação está em concordância com o tempo da formação de Marte como sugerido por Nimmo & Kleine (2007) e Dauphas & Pourmand (2011). Como é argumentado, no último artigo citado, a formação de Marte deve ter sido um processo extremamente

Tabela 5.2: Resultados das simulações considerando o modelo de disco A, no qual pelo menos um corpo com massa  $M < 0.5M_{\oplus}$  foi formado dentro de 1.25 UA e 2.0 UA<sup>a</sup>

Sim	Corpo	a <sub>ini</sub> (UA)	a <sub>fin</sub> (UA)	e	I(°)	Massa (M <sub>⊕</sub> )	WMF	N <sub>c</sub>	N <sub>gc</sub>	t <sub>50%</sub> (Ma)	t <sub>90%</sub> (Ma)
A-100%- II	EM17	0.5988	0.5772	0.1626	11.9910	0.9479	2.581546e-06	43	10	114.90	562.30
A-100%- II	EM36	0.7690	1.2567	0.0647	9.9490	0.3066	7.981451e-06	25	8	3.61	116.70
A-100%- II	EM93	3.5587	2.6544	0.2764	4.0460	0.0667	5.000000e-02	1	1	3.40	3.40
A-75%- I	EM5	0.5207	0.5516	0.0802	3.6940	0.6412	2.013308e-04	87	10	32.83	138.90
A-75%- I	EM52	0.8923	0.8495	0.0288	2.9710	0.7274	0.00000e+00	91	12	39.44	53.38
A-75%- I	EM64	1.0636	1.2543	0.0318	2.7140	0.4355	3.537550e-04	33	6	62.42	147.70
A-75%- I	EM164	2.3522	2.2403	0.1213	3.2200	0.0256	1.000000e-03	0	0	0.00	0.00
A-75%- I	EM173	2.7681	3.0647	0.0698	2.9860	0.0660	4.907275e-02	6	1	0.00	0.00
A-75%- II	EM34	0.7457	0.4576	0.0528	4.2490	0.2195	5.723449e-04	40	6	4.05	40.76
A-75%- II	EM16	0.5941	0.6979	0.0212	3.5730	0.9520	1.572659e-03	99	15	12.34	64.75
A-75%- II	EM53	0.9574	1.1308	0.0423	3.5950	0.5470	4.593763e-04	63	13	12.92	28.36
A-75%- II	EM167	2.6842	1.5480	0.1236	13.4810	0.0864	3.373369e-02	7	2	2.19	2.48
A-75%- II	EM172	2.9346	2.8572	0.1416	6.4470	0.0645	4.952557e-02	4	1	0.60	0.60
A-75%- III	EM12	0.5698	0.5661	0.0197	1.1750	0.7136	1.903639e-03	54	11	86.33	537.20
A-75%- III	EM34	0.7334	0.8792	0.0439	6.1250	0.7475	1.227195e-04	77	14	12.94	21.26
A-75%- III	EM45	0.8446	1.3370	0.1392	8.7110	0.1563	8.532762e-04	23	4	56.91	74.10
A-75%- III	EM161	2.2421	2.2601	0.0261	0.5690	0.0578	9.788227e-04	6	1	0.00	0.00
A-50%- I	EM19	0.6052	0.5708	0.0638	2.8780	1.0949	1.310486e-03	82	20	52.35	163.60
A-50%- I	EM42	0.7977	1.0492	0.0803	3.7560	0.4318	6.430292e-04	41	11	10.94	71.66
A-50%- I	EM113	1.7161	1.5994	0.1008	29.1090	0.0157	7.859689e-03	6	0	0.00	40.56
A-50%- I	EM169	3.9663	3.9013	0.1441	1.9040	0.0379	5.000000e-02	0	0	0.00	0.00
A-50%- II	EM4	0.5167	0.5274	0.0329	0.9110	0.4821	1.522684e-05	63	9	20.48	53.26
A-50%- II	EM45	0.8718	0.7484	0.0320	3.6580	0.5544	2.354406e-04	80	13	3.17	54.09
A-50%- II	EM47	0.8949	1.0026	0.0275	3.9390	0.5127	2.640177e-04	57	13	5.52	43.28
A-50%- II	EM128	2.1000	1.3759	0.0332	5.4550	0.2402	1.363240e-03	19	7	28.94	216.20
A-50%- II	EM148	3.0285	3.0188	0.1541	6.0760	0.0359	5.000000e-02	2	0	0.00	0.00
A-50%- IV	EM18	0.6036	0.4939	0.0481	8.6880	0.5856	2.151852e-04	78	14	4.18	44.41
A-50%- IV	EM16	0.5941	0.9080	0.0303	1.1200	0.9066	4.376598e-05	70	17	58.97	86.67
A-50%- IV	EM133	2.3435	1.4509	0.1171	4.8840	0.3826	4.400611e-03	15	5	53.69	126.40

<sup>a</sup> Da esquerda para a direita as colunas são o nome da simulação, o nome do corpo, o semi-eixo maior do corpo no início da simulação, o semi-eixo maior final, excentricidade, inclinação (graus), a razão água/massa, número total de colisões, número de colisões gigantes (massa do impactor  $> 0.01M_{\oplus}$ ), tempo de acreção de 50% da massa e tempo de acreção de 90% da massa, respectivamente

rápido e metade da massa deste planeta deve ter sido obtida em aproximadamente  $1.8^{+0.9}_{-1.0}$  Ma. Por outro lado, o planeta EM159, visto na Figura 5.3, levou mais de 80 Ma para alcançar 90% de sua massa atual. Uma característica dos análogos a Marte, mostrados nas Figuras 5.2 e 5.3, é a moderada inclinação orbital relativa a órbita do maior corpo do sistema. Diferente da órbita de Marte, que tem uma inclinação de  $\sim 2^\circ$  em relação a órbita da Terra, esses dois planetas têm inclinações de  $2^\circ$  e  $13^\circ$ . Nossas simulações mostram que planetas com inclinações moderadas podem ser formados principalmente

Tabela 5.3: Resultados das simulações considerando o modelo de disco B, no qual pelo menos um corpo com massa  $M < 0.5M_{\oplus}$  foi formado dentro de 1.25 UA e 2.0 UA<sup>a</sup>

Sim	Corpo	$a_{\text{ini}}$ (UA)	$a_{\text{fin}}$ (UA)	$e$	$I(^{\circ})$	Massa ( $M_{\oplus}$ )	WMF	$N_c$	$N_{gc}$	$t_{50\%}$ (Ma)	$t_{90\%}$ (Ma)
B-75%- II	EM26	0.6646	0.5338	0.0169	2.6090	0.5749	1.808761e-05	88	14	2.60	41.26
B-75%- II	EM60	1.0287	0.8565	0.0229	5.2200	0.9882	6.242398e-05	61	14	72.66	149.60
B-75%- II	EM70	1.1774	1.6135	0.1501	4.1080	0.2976	2.068806e-04	27	9	21.85	103.30
B-75%- III	EM16	0.5973	0.5641	0.0457	5.3410	0.7419	1.715158e-04	58	8	54.60	93.92
B-75%- III	EM5	0.5233	1.0044	0.0135	3.3400	0.9884	1.789666e-03	81	18	6.23	31.69
B-75%- III	EM159	3.1186	1.5477	0.0987	16.9160	0.0658	4.674640e-02	3	1	18.16	85.59
B-75%- III	EM137	2.1413	2.3173	0.0251	10.0770	0.0345	4.380566e-03	5	0	0.00	7.03
B-50%- II	EM12	0.5742	0.4269	0.1639	10.8200	0.2736	4.650020e-04	37	6	24.02	73.82
B-50%- II	EM19	0.6214	0.7462	0.0894	2.1440	1.1127	2.315770e-04	93	17	19.00	94.39
B-50%- II	EM64	1.0799	1.1638	0.1237	4.6200	0.3797	1.764175e-04	22	7	52.41	70.54
B-50%- II	EM136	2.6272	2.6524	0.0389	10.0330	0.0279	5.000000e-02	0	0	0.00	0.00
B-50%- III	EM22	0.6366	0.5194	0.0577	6.0580	0.5161	7.913091e-05	69	10	5.34	61.23
B-50%- III	EM25	0.6628	0.6688	0.0933	3.5970	0.2841	1.291794e-05	46	7	3.90	45.56
B-50%- III	EM34	0.7396	1.0009	0.0174	1.8090	0.9474	1.656217e-03	85	15	17.57	116.50
B-50%- III	EM10	0.5609	1.5132	0.0319	6.9570	0.2653	0.000000e+00	27	7	28.67	229.90
B-50%- III	EM127	2.4728	2.8621	0.0521	1.4900	0.1222	2.729102e-02	5	3	1.58	25.55
B-35%- I	EM38	0.7734	0.5684	0.0218	1.2620	0.8535	3.620376e-04	88	18	11.66	50.99
B-35%- I	EM11	0.5580	0.9886	0.0331	6.3010	0.9829	2.852670e-04	66	18	21.94	92.21
B-35%- I	EM53	0.9462	1.6636	0.1205	5.6370	0.3405	5.966567e-04	24	6	25.49	52.22

<sup>a</sup> Da esquerda para a direita as colunas são o nome da simulação, o nome do corpo, o semi-eixo maior do corpo no início da simulação, o semi-eixo maior final, excentricidade, inclinação (graus), a razão água/massa, número total de colisões, número de colisões gigantes (massa do impactor  $> 0.01M_{\oplus}$ ), tempo de acreção de 50% da massa e tempo de acreção de 90% da massa, respectivamente

quando eles possuem massas menores do que  $0.1 M_{\oplus}$  (Tabelas 5.2 e 5.3) e estão ao redor de 1.5 UA. Isso também é relatado nas simulações de Hansen (2009). Nessas simulações, é possível notar que a formação de análogos de Marte com inclinação significativa acontece em aproximadamente 50% dos casos. Em nossas simulações, esses valores de inclinações estão relacionados com os efeitos da ressonância secular  $\nu_{16}$ . Como mostrado na Figura 5.4, essa ressonância aumenta a inclinação de objetos durante os primeiros 10 Ma da evolução do disco. Em adição a ressonância secular  $\nu_{16}$ , as Figuras 5.2 e 5.3 mostram o forte efeito da ressonância secular  $\nu_6$  com Saturno e também ressonâncias de movimento médio com Júpiter (veja a caixa referente a 1 Ma). Como mostrado aqui, essas ressonâncias aumentam a excentricidade de objetos em suas vizinhanças fazendo com que muitos deles sejam removidos do sistema, colidam com o Sol, ou, com Júpiter ou Saturno (Gladman et al., 1997, Levison & Agnor 2003, Raymond et al. 2006, Haghighipour et al. 2013).

Como esperado, o crescimento de embriões dentro da região depleta em massa é proporcional a quantidade de massa que está disponível para acreção nesta região. Em outras palavras, ela depende do fator de depleção  $\beta$ . Para grandes valores de  $\beta$ , por

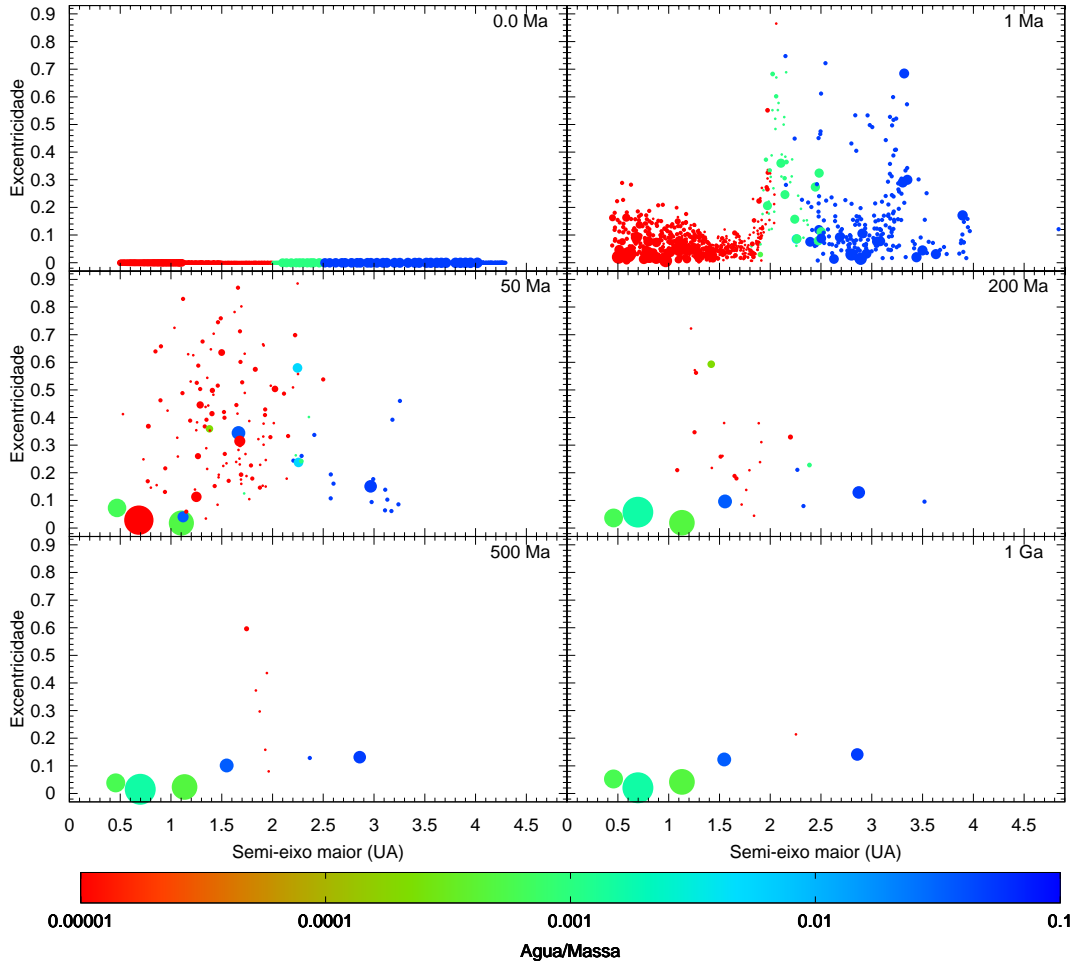


Figura 5.2: Evolução dinâmica de objetos no disco protoplanetário considerando uma escala de depleção de massa de 75% entre 1.1 UA e 2.1 UA. Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo e é dimensionado como  $M^{1/3}$ , onde  $M$  é a massa do corpo. Entretanto, ele não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a razão água/massa do corpo.

exemplo  $\beta=75\%$ , a quantidade inicial de massa na região entre 1.3 UA e 2.0 UA, no modelo do disco B, seria de  $\sim 0.25M_{\oplus}$ . Esta pequena quantidade de massa, combinada com os efeitos das ressonâncias  $\nu_6$  e  $\nu_{16}$ , têm um impacto negativo para a rápida formação de análogos de Marte. O aumento na inclinação orbital faz com que planetesimais e embriões planetários estejam em diferentes planos orbitais e não colidam eficientemente. A perturbação sobre esses objetos, evidenciada no aumento da excentricidade e inclinação de suas órbitas, também faz com que muitos desses objetos sejam removidos do sistema (Haghighipour et al., 2013). No entanto, para valores menores de  $\beta$ , onde a massa da região depletada é maior, por exemplo, no caso de  $\beta = 20\%$ , a massa inicial entre 1.3 UA e 2.0 UA seria de  $\sim 0.82M_{\oplus}$ , assim, a colisão e crescimento de embriões planetários nesta

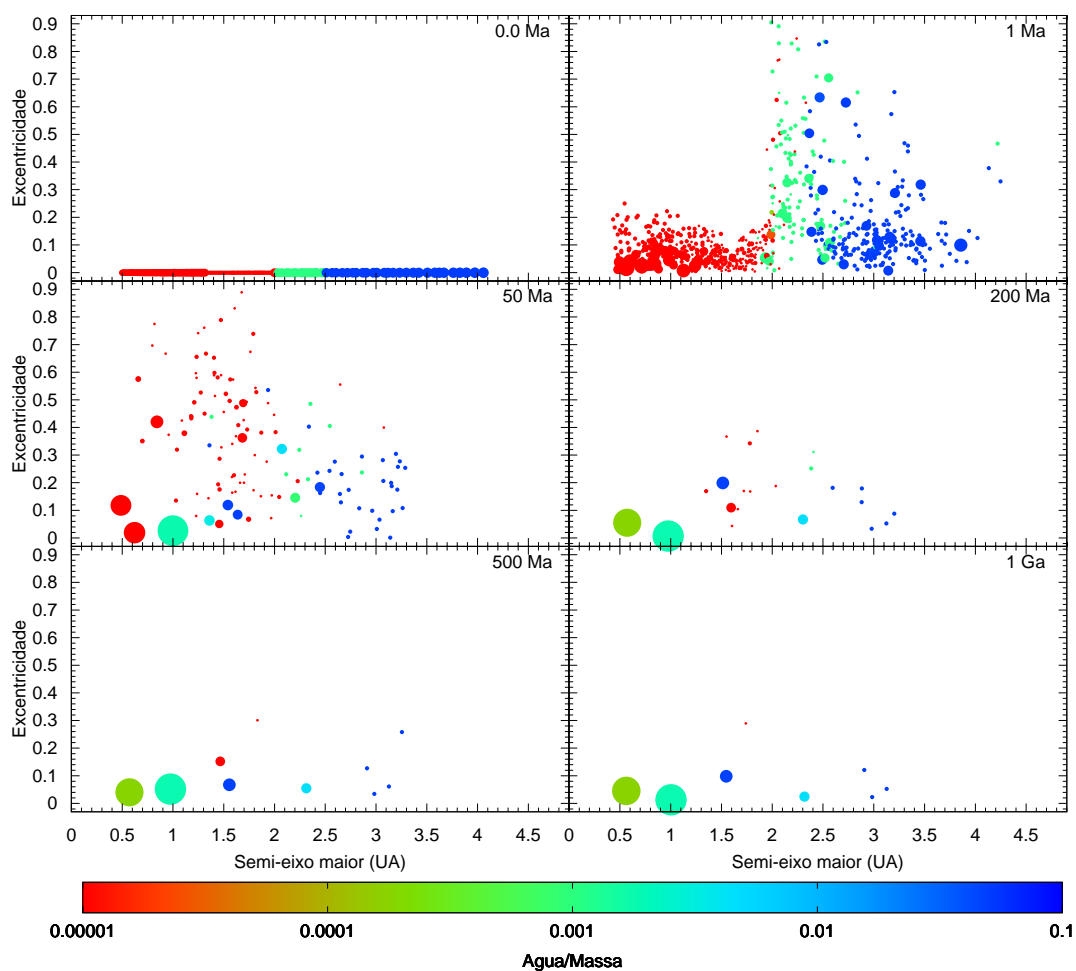


Figura 5.3: Evolução dinâmica de objetos no disco protoplanetário considerando uma escala depleção de massa de 75% entre 1.3 UA e 2.0 UA. Júpiter e Saturno estão inicialmente em suas órbitas atuais. O tamanho de cada corpo corresponde a seu tamanho físico relativo e é dimensionado como  $M^{1/3}$ , onde  $M$  é a massa do corpo. Entretanto, ele não está dimensionado sobre o eixo horizontal. O esquema de cores representa a razão água/massa do corpo.

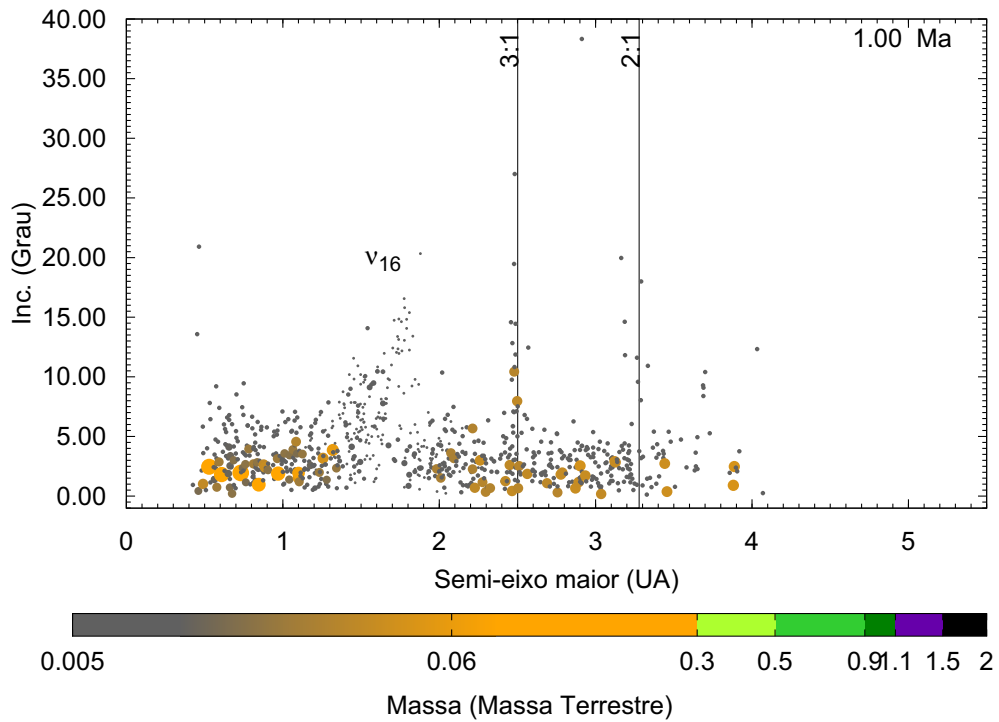


Figura 5.4: Gráfico da inclinação orbital versus semi-eixo maior para o primeiro 1 Ma de integração da Figura 5.3. Como mostrado, a  $\nu_{16}$  e as ressonâncias de movimento médio aumentam a inclinação de planetesimais e embriões planetários em torno da região depletada (1.3-2.0 AU).

região tende a resultar na formação de grandes objetos. As simulações com  $\beta = 20\%$ , por exemplo, produzem rotineiramente planetas até 5 vezes mais massivos do que Marte. Isso parece ser a razão para que simulações, sem considerar a depleção de massa no disco, falham em produzir análogos a Marte (Raymond et al. 2009). Curiosamente, os resultados de nossas simulações mostram que embriões que originam da região não depletada do disco, e migram até a região depletada, têm mais chances de crescer e tornar-se um análogo a Marte. Observe que estes objetos (de fora da região depletada) são consideravelmente maiores que embriões nativos da região depletada, assim, são menos suscetíveis aos efeitos perturbativos das ressonâncias  $\nu_6$  e  $\nu_{16}$ . O último é, provavelmente, devido ao efeito da fricção dinâmica que amortece as excentricidades e inclinações desses objetos. Por exemplo, os dois análogos a Marte das Figuras 5.2 e 5.3 foram formados a grandes distâncias ( $\sim 2.7$  UA e  $3.1$  UA, respectivamente) e migraram até a região de  $\sim 1.5$  UA, como um resultado de sucessivos encontros próximos com outros corpos do disco e também devido ao efeito de algumas ressonâncias (Figura 5.5).

Como mencionado no início desta seção, nós integramos numericamente nossos sistemas por 500 Ma e estendemos o tempo de integração até 1 Ga somente para aquelas configurações que produziram potenciais análogos a Marte. Esse tempo de integração é

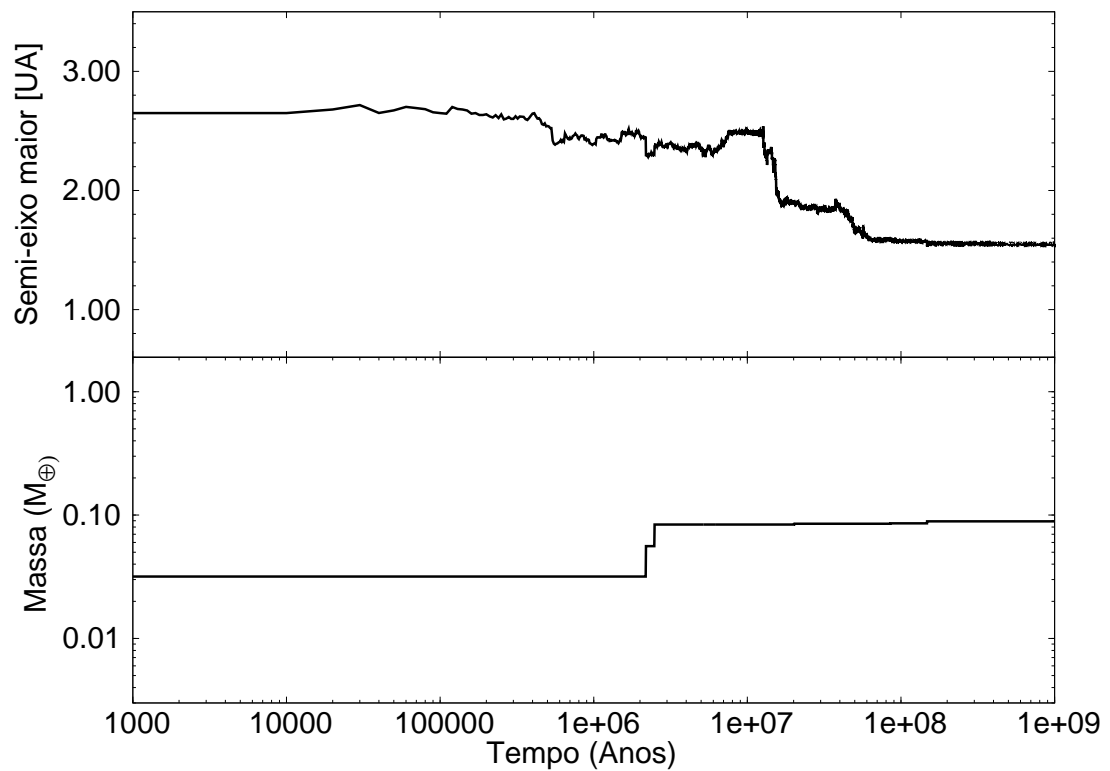


Figura 5.5: Evolução do semi-eixo maior e da massa de um análogo a Marte. Esse é um comportamento dinâmico típico que poderia ser visto em todos os nossos resultados. Os análogos a Marte formados em nossas simulações migraram das partes não depletadas do disco, internas ou externas, até a região depletada.

consideravelmente maior do que aquele encontrado na maioria das simulações da formação de planetas terrestres na literatura. Em geral, a maioria das simulações do último estágio da acreção de planetas terrestres são integradas por 100 ou 200 Ma (Chambers, 2001; Raymond et al., 2004, 2006, 2009, O'Brien et al., 2006, Walsh et al., 2011). Nós decidimos integrar nossas simulações por escalas de tempo maiores porque notamos que, depois de 200 Ma de integração, diversas simulações continuavam ainda com pequenos corpos (incluindo 2 ou três potenciais análogos a Marte) em órbitas interior a 2 UA. Para examinar se esses sistemas eram estáveis por longo período, nós estendemos nossas simulações até 1 Ga. A Figura 5.3 mostra um exemplo. Nessa simulação, um moderado número de pequenos corpos é observado com órbitas variando entre 1 UA e 2 UA, depois de 200 Ma. Como mostrado na caixa correspondente a 200 Ma, dois potenciais análogos de Marte existem entre esses objetos. Estendendo a integração até 1 Ga é revelado que somente um desses corpos tem órbita estável enquanto o outro é ejetado do sistema depois de um encontro próximo com a proto-Terra em  $\sim 530$  Ma. Isso é um resultado típico que poderia ser visto em várias de nossas simulações. Em sistemas com altas escalas de depleção, a região depleta do disco é inicialmente populada por uma grande quantidade de corpos pequenos. Se esses corpos são suficientemente pequenos, suas mútuas interações são fracas, e se nenhuma perturbação externa afeta a dinâmica dos mesmos, suas órbitas podem ficar estáveis por maiores escalas de tempo.

### 5.3.1 O Efeito da Escala de Depleção de Massa

A escala de depleção tem um efeito importante sobre a mistura radial dos corpos e conteúdo final dos planetas formados. A mistura radial é governada pela mútua interações entre os corpos protoplanetários e também pelas ressonâncias devido aos planetas gigantes. Interações embrião-embrião e embrião-planetesimais aumentam a excentricidade desses objetos fazendo com que os mesmos entrem ou cruzem outras regiões do disco. Nossas simulações indicam que quando a escala de depleção é baixa, os embriões nesta região são inicialmente mais massivos e, como resultado, têm interações mais fortes com embriões e planetesimais vizinhos. Nesse caso, a mistura radial de material é mais eficiente e as composições finais dos planetas mostram uma maior diversidade em sua origem. A razão água-massa dos corpos finais, é também maior nesses sistemas, indicando que, quando a local depleção no disco é pequena, os planetas terrestres têm mais água. As Figuras 5.6 e 5.7 mostram alguns de nossos resultados. O tamanho de cada planeta é proporcional a  $M^{1/3}$ , onde  $M$  é a massa do objeto. A excentricidade de sua órbita é demonstrada pela linha horizontal indicando a sua excursão radial entre o periélio e afélio. A área cinza mostra a zona habitável do Sol de acordo com Kasting et al. (1993). Como mostrado nestas figuras, quando a escala de depleção é 100%, planetas são formados interiores a

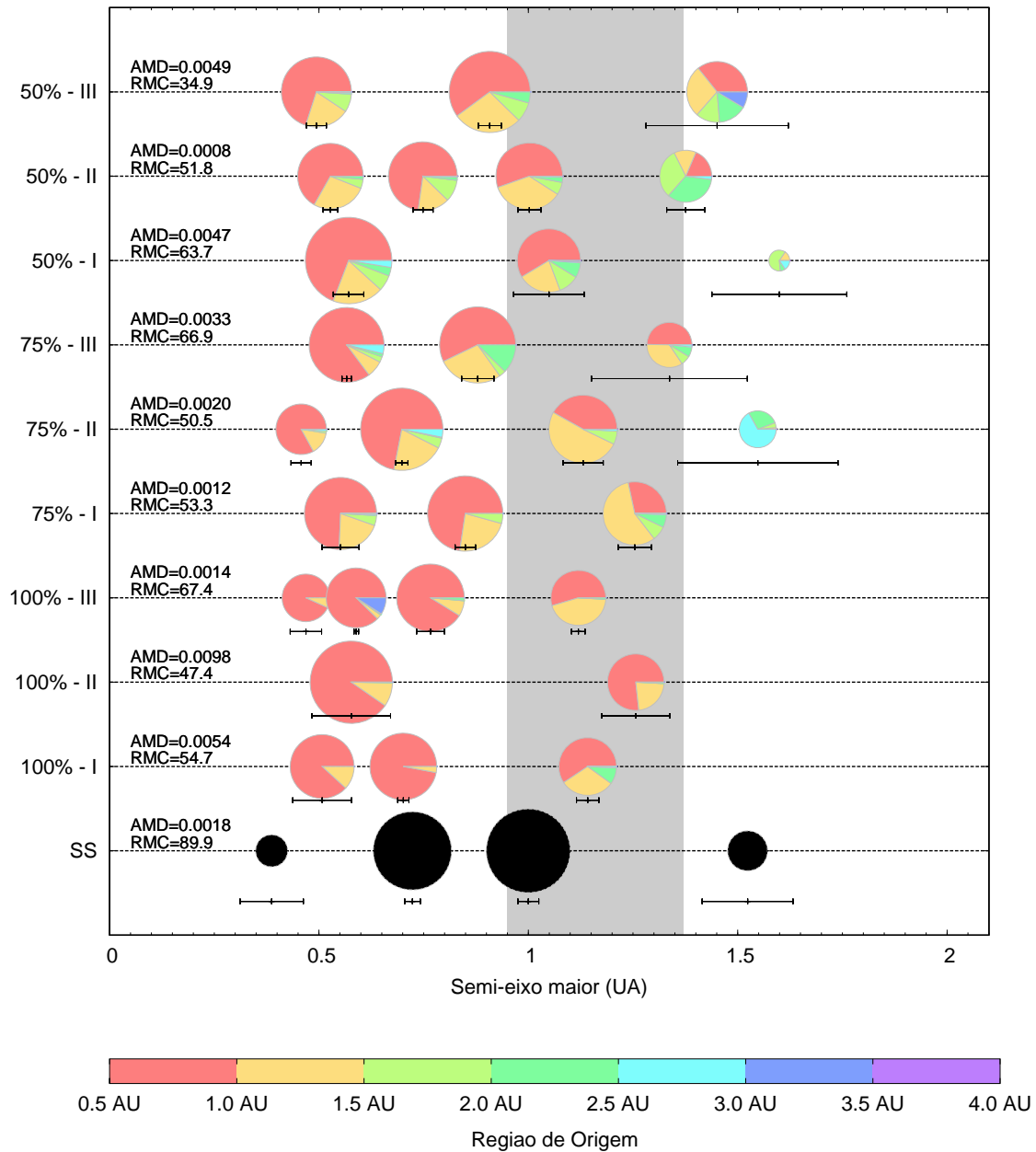


Figura 5.6: Massa final e configuração orbital dos planetas nas simulações com diferentes escalas de depleção de massa. A área depletada nesse caso varia de 1.1 UA até 2.1 UA (Disco A). Como mostrado pelos números romanos no eixo vertical, para cada escala de depleção foram realizadas pelo menos 3 simulações considerando distribuições de embriões planetários e planetesimais levemente diferentes. O tamanho de cada corpo representa os seu tamanho físico relativo e está dimensionado com  $M^{1/3}$ , onde  $M$  é a massa de cada objeto. Entretanto, ela não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada objeto representa a relativa contribuição de material de diferentes partes do disco. A excentricidade de cada planeta é representada por sua variação na distância heliocêntrica sobre o semi-eixo maior (barra horizontal).

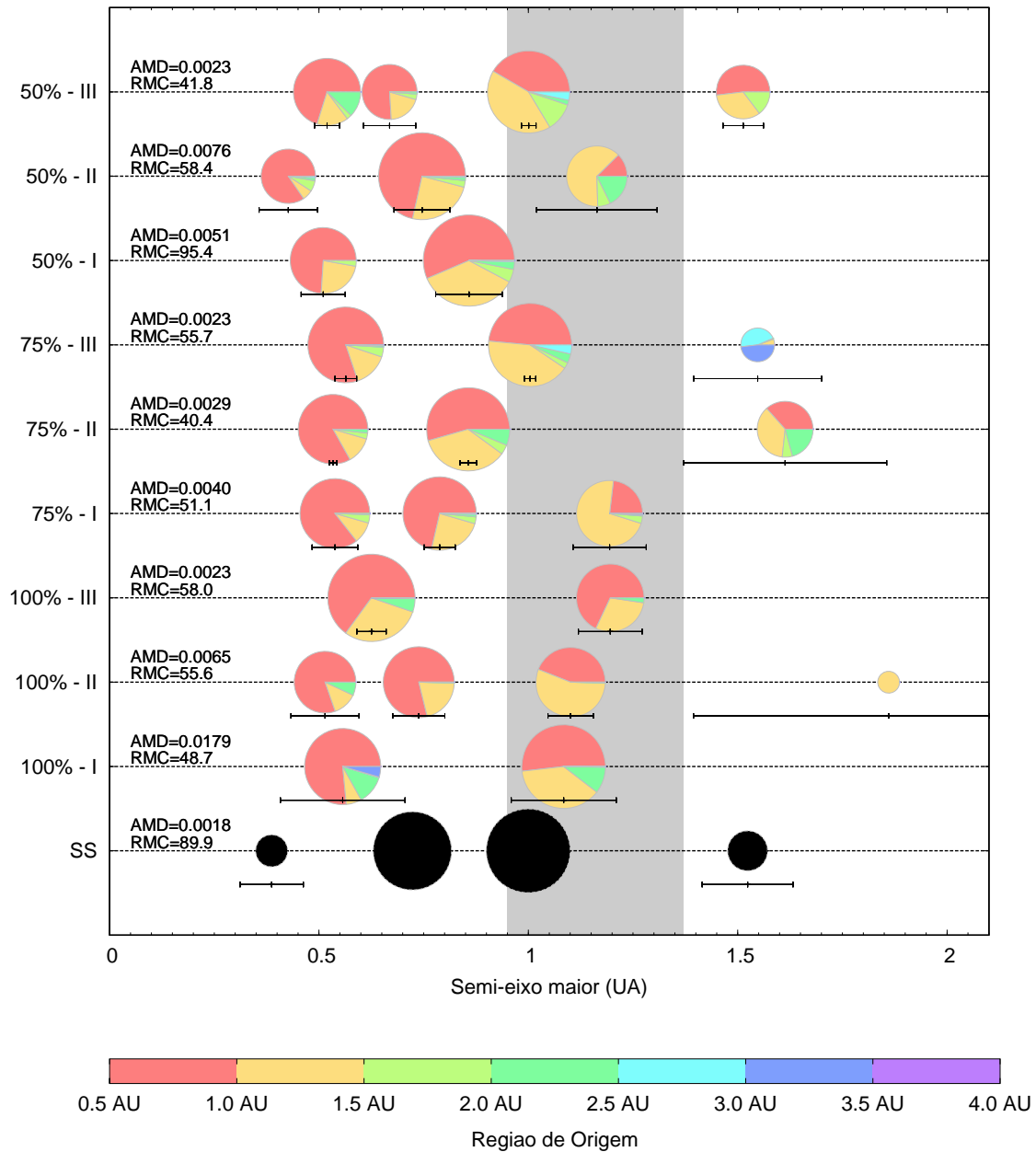


Figura 5.7: Massa final e configuração orbital dos planetas nas simulações com diferentes escalas de depleção de massa. A área depletada nesse caso varia de 1.3 UA até 2.0 UA (Disco B). Como mostrado pelos números romanos no eixo vertical, para cada escala de depleção foram realizadas pelos menos 3 simulações considerando distribuições de embriões planetários e planetesimais levemente diferentes. O tamanho de cada corpo representa os seu tamanho físico relativo e está dimensionado com  $M^{1/3}$ , onde  $M$  é a massa de cada objeto. Entretanto, ela não está dimensionada sobre o eixo horizontal. A cor de cada objeto representa a relativa contribuição de material de diferentes partes do disco. A excentricidade de cada planeta é representada por sua variação na distância heliocêntrica sobre o semi-eixo maior (barra horizontal).

$\sim 1.3$  AU, com pouca ou nenhuma quantidade de água. Entretanto, quando a escala de depleção é 75%, ou menor, planetas são produzidos a maiores distâncias, incluindo, análogos a Terra com uma razão água/massa consistente com o valor esperado para o nosso planeta (Tabela 5.3). Essas simulações também mostram que, enquanto que em um sistema considerando Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais e uma depleção de massa de 50% produz razoavelmente planetas com a massa de Marte em  $\sim 1.5$  AU. Um aumentando do fator de depleção, a 75%, faz com que os parâmetros orbitais dos planetas formados, ao redor de 1.5 UA, bem como suas massas, sejam ainda mais próximas daqueles valores de Marte.

### 5.3.2 O efeito da localização da depleção de massa

Como mencionado anteriormente, nós realizamos simulações para diferentes localizações da depleção local de massa do disco. Os resultados indicam que a posição da borda interna dessa região tem um papel significativo na massa e configuração orbital dos planetas terrestres. Uma comparação entre os resultados nas Figuras 5.6 e 5.7 indicam, por exemplo, que nas simulações onde a região depletada iniciou a 1.1 UA (Figura 5.7), os planetas formados ao redor de 1 UA foram muito menores do que a Terra. Entretanto, nas simulações da Figura 5.7 onde a borda interior da região depletada está em 1.3 UA, esses planetas foram relativamente maiores. Isso pode ser explicado notando que, para um mesmo parâmetro de depleção, nas simulações da Figura 5.6, a quantidade de massa disponível para acreção por embriões ao redor de 1 UA é menor, logo, como resultado, os planetas finais têm menos massa comparados com aqueles na Figura 5.7. Consequentemente, os resultados da Figura 5.7 mostram reproduzir com mais sucesso análogos a Terra.

A borda exterior da região depletada (em 2.0 UA ou 2.1 UA, veja Tabela 5.1) não parece ter uma forte influência sobre a massa e final arquitetura do sistema de planetas formados. O efeito desse limite foi principalmente sobre a eficiência de entrega de objetos com água até a zona de acreção da Terra. Similares aos resultados apresentados por Raymond et al. (2009) e Hansen (2009), em sistemas com alta depleção, quando a borda exterior da região de depleção estende até distâncias muito além de 2 UA (ao longo do cinturão de asteroides; Modelo de disco C), simulações produziram análogos a Terra que continham, principalmente, pouca quantidade de água.

### 5.3.3 Comparação com o Sistema Solar e outras simulações

Para comparar os resultados de nossas simulações com a atual arquitetura orbital dos planetas terrestres no nosso sistema solar e também com os resultados de simulações de

outros autores, nós calculamos a concentração radial de massa RMC e o deficit de momento angular, chamado AMD, dos sistemas planetários formados em nossas simulações. O valor do RMC, varia de acordo com o semieixo maior dos planetas (Chambers 1998, 2001; Raymond et al. 2009), e é dados por

$$\text{RMC} = \text{Max} \left( \frac{\sum_{j=1}^N m_j}{\sum_{j=1}^N m_j \left[ \log_{10} (a/a_j) \right]^2} \right), \quad (5.2)$$

onde  $m_j$  e  $a_j$  são as massas e semi-eixo maior do planeta  $j$ , e  $N$ , é o número de planetas formados na simulação. O deficit do momento angular de um sistema, representa a medida do desvio do momento angular orbital atual dos planetas em relação ao momento angular total do sistema se os planetas tivessem órbitas circulares e coplanares. Seguindo Laskar (1997), nós usamos a seguinte equação para calcular esse valor

$$\text{AMD} = \frac{\sum_{j=1}^N \left[ m_j \sqrt{a_j} \left( 1 - \cos i_j \sqrt{1 - e_j^2} \right) \right]}{\sum_{j=1}^N m_j \sqrt{a_j}}. \quad (5.3)$$

Nessa equação,  $e_j$  é a excentricidade orbital do planeta  $j$  e  $i_j$  é sua inclinação com respeito a um plano invariante.

As Figuras 5.6 e 5.7 também mostram os valores de RMC e AMD para cada sistema planetário. Os valores de RMC e AMD do Sistema Solar também são mostrados em cada Figura para um efeito de comparação. É importante mencionar que, como mostrado nessas últimas figuras, similar ao planeta V proposto por Chambers (2007), algumas de nossas simulações produziram um pequeno planetas além de 2 UA. Entretanto, nós não consideramos esse planeta nos cálculos do RMC e AMD. Como mostrado aqui, os valores de AMD obtidos em nossas simulações são superiores ao valor dos planetas terrestres no Sistema Solar (0.0018). O'Brien et al. (2006) mostraram que a fim de obter valores do AMD comparáveis aqueles dos planetas terrestres, o disco protoplanetário deve conter um grande número de planetesimais carregando pelo menos metade da massa total do disco.

Como mostrado nas Figuras 5.6 e 5.7, o valor RMC de Mercúrio, Vênus, Terra e Marte (a partir daqui referido como MVEM) é maior que aqueles em nossas simulações. No Sistema Solar interior esse valor é alto, principalmente, em razão da proximidade radial dos planetas terrestres e as massas comparáveis de Vênus e Terra. Embora a concentração de massa em nossas simulações seja menor do que a dos planetas terrestres, em geral, este valor é ainda maior do que a maioria daqueles valores reportados em Raymond et al. (2009). Isso é observado, principalmente, quando esses autores consideraram Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais ou em órbitas circulares. Somente nas simulações quando esses planetas estavam inicialmente em órbitas extra excêntricas, os valores de AMD e RMC neste trabalho são similares aos nossos. A razão para isso é que Júpiter e Saturno

em órbitas muito excêntricas perturbam fortemente os objetos na parte externa do disco protoplanetário. Este efeito resulta na remoção da maioria dos corpos desta região criando uma borda, em  $\sim 2$  AU, em uma curta escala de tempo (poucos milhões de anos, Raymond et al. 2009). Conforme o material é removido do disco, a ressonância secular  $\nu_6$  tende a desviar para dentro de 2 UA (Gomes, 1997; Haghighipour et al., 2013), e continua removendo material das partes mais internas do disco. Isso faz o disco desenvolver uma região depletada em massa similar àquela considerada neste nosso estudo e também no modelo proposto por Hansen (2009).

### 5.3.4 Efeito da Órbita Inicial dos Planetas Gigantes

Como esperado, a massa final e a estrutura orbital dos planetas formados em nossas simulações, foram fortemente afetados pela configuração inicial de Júpiter e Saturno. Os resultados das integrações mostraram uma clara distinção entre os resultados das simulações nas quais as órbitas dos planetas gigantes foram consideradas inicialmente circulares (como no modelo de Nice) e aquelas nas quais Júpiter e Saturno foram dispostos inicialmente em suas órbitas atuais (onde eles possuem pequenas excentricidades). Quando estes objetos estão em órbitas dinamicamente frias, suas interações com o disco protoplanetário são mínimas, e como um resultado, o disco mantém uma grande porção de sua massa original por centenas de milhões de anos. Consistente com estudos anteriores, nos quais Júpiter e Saturno foram considerados inicialmente em órbitas circulares (Wetherill 1996; Raymond et al. 2005, Kokubo et al. 2006), discos mais massivos produzem sempre planetas mais massivos. Nesse caso, a maioria dos planetas formados entre 1.25 UA e 2.0 UA, em nossas simulações, foram maiores do que  $0.5 M_{\oplus}$ . Estes resultados também indicam que independente do valor inicial de depleção em massa, nenhum análogo a Marte seria formado em qualquer uma desses sistemas.

As mínimas interações dos planetas gigantes, com o disco protoplanetário, nas simulações nas quais esses planetas foram consideradas com no Modelo de Nice afetaram tanto as órbitas finais dos planetas terrestres, como também, suas quantidades de água. As mútuas interações entre os corpos mais massivos, resultou numa melhor mistura radial de corpos protoplanetários, logo, na formação de planetas terrestres mais úmidos. Esse resultado é consistente com aqueles em Raymond et al. (2009). Nós também esperamos que resultados comparáveis sejam obtidos em simulações usando uma versão atualizada do Modelo de Nice (Levison et al., 2011).

Diferente do caso circular, quando Júpiter e Saturno são colocados em suas órbitas atuais, a perturbação moderada desses planetas sob o disco protoplanetário tem um papel favorável na formação de análogos a Marte, certificando ainda, a entrega de razoável quantidade de água a Terra. Resultados de nossas simulações sugerem que, embora as

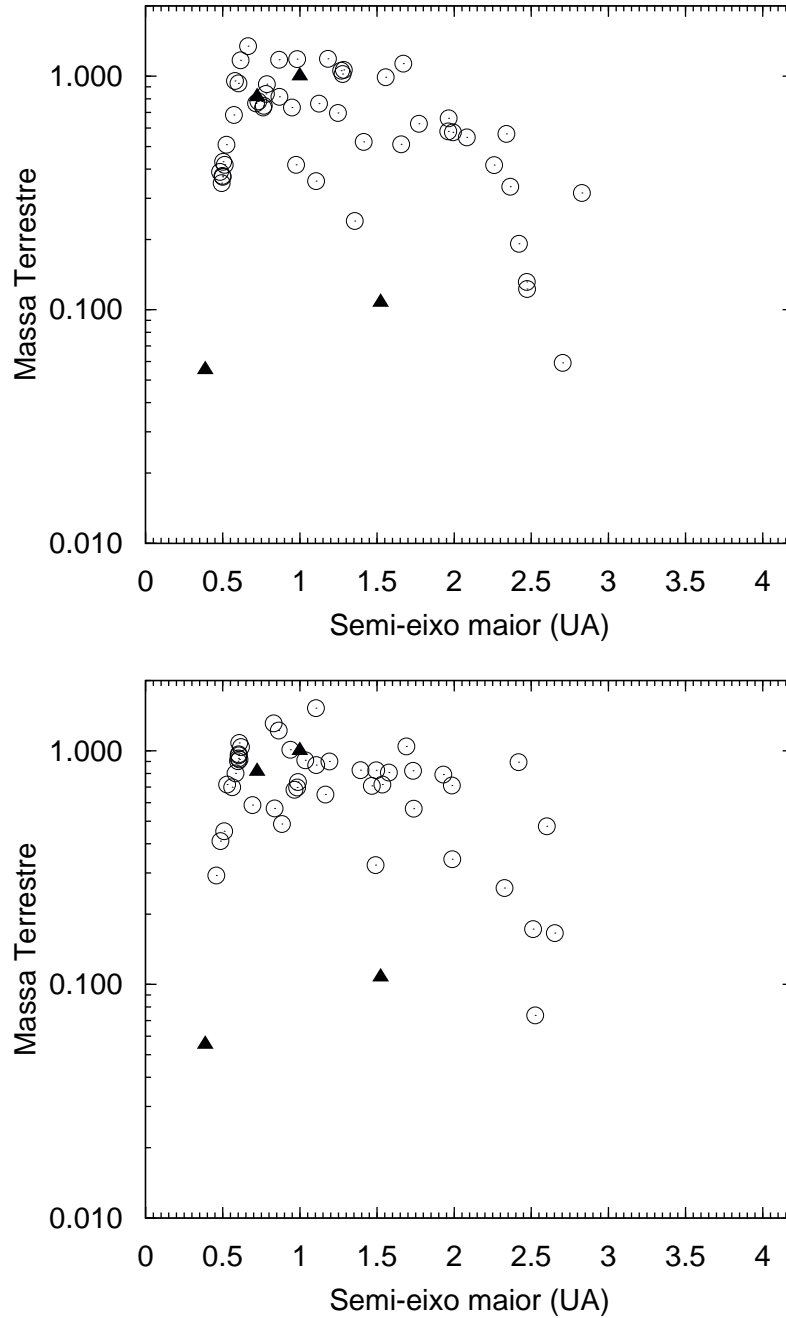


Figura 5.8: Distribuição de massa versus semi-eixo maior dos corpos sobreviventes (círculos) nas simulações considerando o disco A (superior) e disco B (inferior) para todas as escalas de depleção. Júpiter e Saturno foram considerados inicialmente em órbitas circulares. Os triângulos representam a Marte, Terra, Vênus e Mercúrio.

órbitas de Júpiter e Saturno ainda sejam excêntricas, suas interações com o disco protoplanetário removem uma menor quantidade de objetos com água no disco, garantindo tanto a formação de Marte como a entrega de água a Terra, especialmente, para escalas de depleção de massa entre 50% e 75%.

### 5.3.5 Formação do Cinturão de Asteróides

Uma importante característica do Sistema Solar, que impõe forte restrições sobre os modelos de formação de planetas terrestres, é a existência do cinturão de asteroides. Um modelo da formação dos planetas telúricos também precisa levar em conta a existência de pequenos corpos entre 2.1 UA e 3.2 UA, e a arquitetura desta população de objetos. Em nossas simulações, vários sistemas mostraram sinais de análogos ao cinturão de asteroides. Por exemplo, nas simulações da Figura 5.3, três planetesimais permaneceram estáveis na região de 2 UA até 3.5 UA, por um tempo de 1 Ga. Essa simulação também produziu um análogo a Terra ( $\sim 1M_{\oplus}$ ), ao redor de 1 UA, em menos de 150 Ma, período que é consistente com a escala de tempo da formação do sistema Terra-Lua (Jacobsen 2005; Touboul et al 2007). O planeta com órbita mais interna, nesse sistema, também pode ser considerado um análogo a Vênus.

O número final de planetesimais na região entre 2 UA e 3.5 UA, isto é, a estabilidade desses corpos por um longo período ( $> 100$  Ma), depende das interações desses objetos com embriões planetários e com os planetas gigantes. As Figuras 5.8 e 5.9 mostram a distribuição final dos corpos sobreviventes em algumas de nossas simulações. A Figura 5.8 mostra resultados de simulações que consideravam inicialmente Júpiter e Saturno como no modelo de Nice. Como pode ser visto, essas simulações não satisfizeram a restrição da formação de um cinturão de asteroides adequadamente. Os corpos finais formados nessa região são, na maioria dos casos, objetos com massas maiores do que  $0.05M_{\oplus}$ . A Figura 5.9, por outro lado, mostra os resultados das simulações que consideram inicialmente Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. A escala de depleção  $\beta$ , nesses casos, são 50% e 75%. Como mostrado aqui, essas simulações também podem produzir embriões em órbitas estáveis no cinturão de asteroides. Nas simulações com uma depleção de 50%, a população total de asteroides produzidos na região do cinturão de asteroides está razoavelmente consistente com os parâmetros orbitais da real população do cinturão principal de asteroides. Nas simulações onde a escala de depleção é de 75%, por outro lado, asteroides foram produzidos principalmente entre 2.8 e 3.2 UA, e apenas poucos corpos sobreviveram entre 2.2 UA e 2.8 UA. É importante notar que como essas simulações requerem um longo tempo de processamento computacional, variando de 1 a pouco mais de 3 meses, nós adotamos uma moderada resolução para nossas simulações. Simulações considerando altas resoluções podem produzir resultados, que provavelmente, sejam ainda mais interessantes

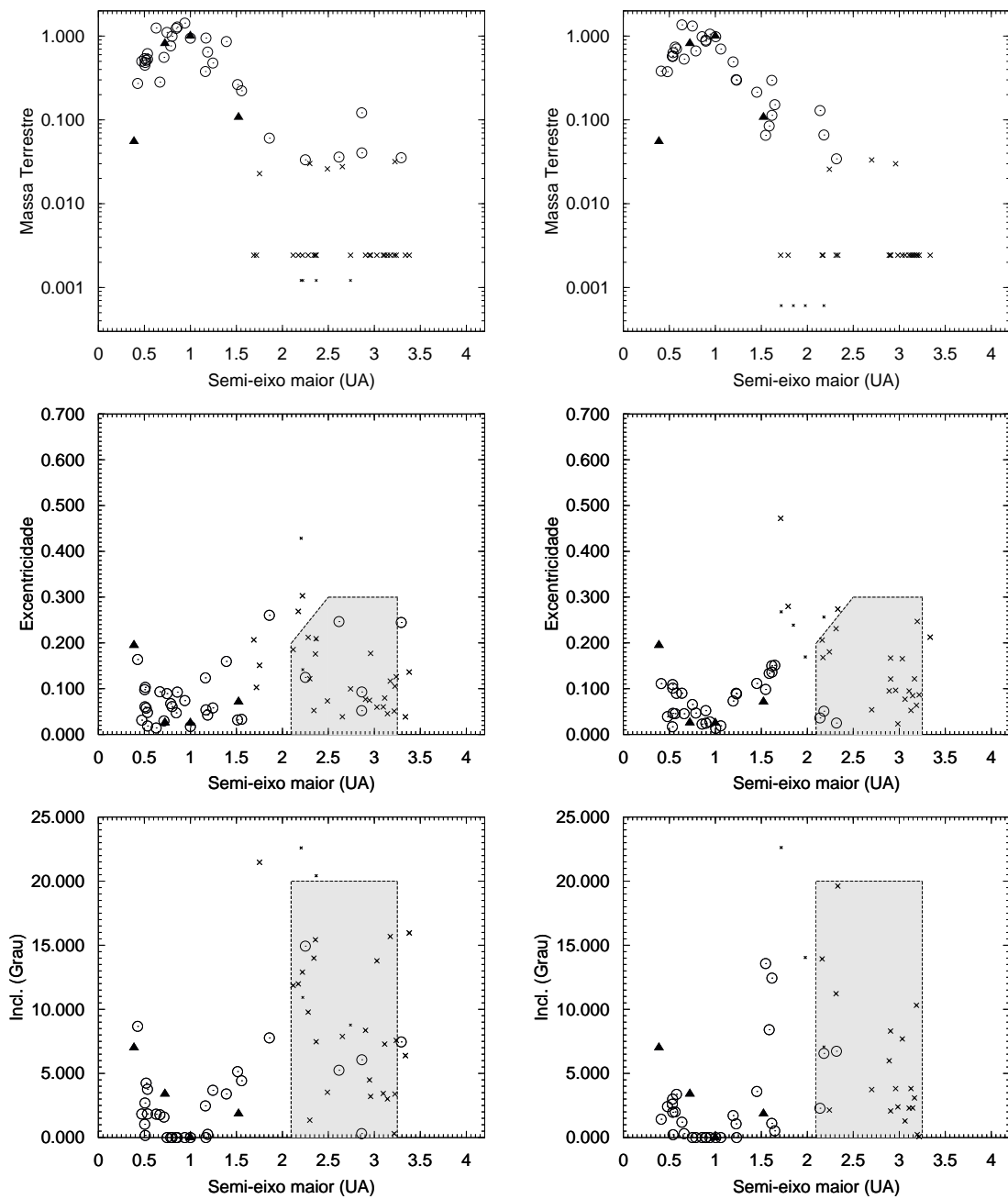


Figura 5.9: Distribuição orbital dos corpos sobreviventes nas simulações considerando o modelo de disco B com Júpiter e Saturno inicialmente em suas órbitas atuais. Os círculos correspondem aos corpos com massas maiores do que  $0.3 M_{\text{Mars}} \approx 0.033 M_{\oplus}$ . Corpos menores são mostrados com símbolos de cruze. Os gráficos da esquerda mostram os resultados de 9 simulações com uma escala de depleção de 50% e os gráficos da direita correspondem a aqueles com uma escala de depleção de 75%. Os triângulos representam os planetas terrestres do Sistema Solar. A área cinza mostra o cinturão de asteróides.

mostrando mais consistência com a real estrutura do cinturão de asteroides.

A Figura 5.9 mostra o resultado de simulações considerando inicialmente Júpiter e Saturno como em suas órbitas atuais. Neste caso, em razão das perturbações mais fortes dos planetas gigantes (em relação a quando estes planetas têm orbitas circulares) estes resultados mostram que a massa final dos embriões sobreviventes no cinturão de asteroides é, em geral, menor do que a daqueles objetos na Figura 5.8. As Tabelas 5.4 e 5.5 mostram dados numéricos de algumas dessas simulações. Qualitativamente, em 14 das 18 simulações mostradas na Figura 5.9 (veja Tabela 5.5), ou nenhum embrião foi deixado na região do cinturão de asteroides, ou se existe algum embrião, sua massa é menor do que  $0.05M_{\oplus}$ . Esse resultado está em concordância com aqueles em Raymond et al. (2009) que mostraram que em sistemas onde planetas gigantes estão em órbitas levemente excêntricas, alguns embriões podem sobreviver em órbitas estáveis, na região do cinturão de asteroides, por até 200 Ma de integração. Esses autores também mostraram que é improvável que durante, a formação dos planetas terrestres, um embrião com a massa de Marte pudesse ter ficado no cinturão de asteroides por mais de 100 Ma. Tal embrião perturbaria a órbita de outros corpos em sua vizinhança, criando assim um “gap” no disco protoplanetário, o que não é observado nesta região.<sup>a</sup>

Um resultado interessante, mostrado nos painéis superiores da Figura 5.9, é a existência de uma distribuição dual de massa entre os corpos sobreviventes no cinturão de asteroides. Essa característica é devida à consideração inicial da existência de uma região localmente depletada no disco. Os menores planetesimais que, por algumas vezes, sobrevivem no cinturão de asteroides são nativos da região depletada, e aqueles mais massivos, são originados de fora da região com depleção de massa. O número de planetesimais nativos da região depletada que sobreviveram depois de 1 Ga de integração, é sempre muito pequeno, e menor do que o número de planetesimais sobreviventes originados de fora da região depletada (apenas um total de 4 planetesimais sobreviveram em cada conjunto de 9 simulações, mostrados na Figura 5.9). Este pequeno número, é devido ao efeitos de ressonâncias nesta região que favorecem a ejeção de muitos corpos do sistema. Como resultado, os sinais de cinturão de asteroides que são formados em nossas simulações não apresentam um gradiente de distribuição de massa.

O pequeno número de planetesimais sobreviventes na região do cinturão de asteroides mostra claramente que esta região sofre um forte processo de clareamento, durante o qual, muitos objetos são removidos do sistema. Em nossas simulações, o número inicial de planetesimais no cinturão de asteroides é de aproximadamente 400 objetos. Entretanto, em média, não mais do que 5 planetesimais sobreviveram no final das simulações (Tabelas 5.4 e Tabela 5.5). Esse valor corresponde a poucos porcentos do número inicial de objetos

---

<sup>a</sup>Note que esse “gap” é diferente daqueles causados por ressonâncias de movimento médio com Júpiter.

Tabela 5.4: Sumário dos resultados das simulações para a região depletada A. Cada coluna representa o critério que foi usado para verificar o sucesso de uma simulação em reproduzir características do Sistema Solar. Veja o texto para detalhes sobre a análise de cada critério. Sucesso é indicado por ( $\checkmark$ ), falha é representado por ( $\times$ ) e um talvez por ( $\sim$ )<sup>a</sup>

Sim.	$M_{\text{Marte}}$	$t_{\text{form,Marte}}$	$M_{\text{Terra}}$	$t_{\text{form,Terra}}$	$WMF_{\text{Terra}}$	AMD	$M_{\text{ast}}$	$N_{\text{ast}}$
A-75%- I	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	0
A-75% - II	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$	$\sim$	$\sim$	$\checkmark$	$\times$	1
A-75% - III	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	6
A-50%- I	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	1
A-50% - II	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	4
A-50%- III	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	9

<sup>a</sup> Da esquerda para a direita, as colunas representam o nome da simulação, massa do candidato a análogo de Marte, tempo de formação do candidato a análogo a Marte, massa do candidato a análogo a Terra, tempo de formação do candidato a análogo da Terra, razão água/massa do candidato a análogo da Terra, deficit do momento angular do sistema (AMD), massa em embriões no cinturão de asteroides e o número de asteroides sobreviventes.

nesta região. Dessa forma, esse resultado está em concordância com estudos anteriores indicando que a maior parte da massa do cinturão de asteroides foi removida durante a formação e evolução do Sistema Solar (Petit et al. 2001).

## 5.4 Conclusão e Discussão

Nós estudamos o último estágio da acreção de planetas terrestres em discos protoplanetários com uma região localmente depletada em massa. Seguindo Jin et al. (2008), nós consideramos que essa depleção de massa resultaria na formação não uniforme de planetesimais e embriões planetários. Foram analisados os efeitos da escala de depleção de massa e sua localização, combinados com diferentes arquiteturas de planetas gigantes. Por simplicidade, nós negligenciamos a realocação/redistribuição de massa, da região depletada para as partes mais internas, em razão do fluxo radial de material, durante a evolução do disco protoplanetário (Jin et al. 2008). Isso nos permite evitar complicações em se usar um gradiente composicional para a distribuição de sólidos no disco protoplanetário.

Os resultados de nossas simulações indicam que análogos a Marte podem se formar em regiões ao redor de 2 UA em escalas de tempo consistentes com experimentos laboratoriais. Isto é, geralmente, observado quando o fator de depleção de massa tem um valor moderadamente alto (50% – 75%) e Júpiter e Saturno são considerados inicialmente como em suas órbitas atuais. Altas escalas de depleção em massa, entretanto, têm um negativo impacto sobre a mistura radial de material do disco, evitando, por exemplo, que a Terra receba suficiente quantidade de água. Nossos resultados também indicam que quando os

Tabela 5.5: Sumário dos resultados das simulações para a região depleta-  
 tada B. Cada coluna representa o critério que foi usado para verificar  
 o sucesso de uma simulação em reproduzir características do Sistema  
 Solar. Veja o texto para detalhes sobre a análise de cada critério. Su-  
 cesso é indicado por ( $\checkmark$ ), falha é representado por ( $\times$ ) e um talvez por  
 ( $\sim$ )<sup>a</sup>

Sim.	$M_{\text{Marte}}$	$t_{\text{form,Marte}}$	$M_{\text{Terra}}$	$t_{\text{form,Terra}}$	$WMF_{\text{Terra}}$	AMD	$M_{\text{ast}}$	$N_{\text{ast}}$
B-75% - I	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	2
B-75% - II	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	0
B-75% - III	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	3
B-75% - IV	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	1
B-75% - V	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	1
B-75% - VI	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	2
B-75% - VII	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	10
B-75% - VIII	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	0
B-75% - IX	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	0
B-50% - I	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	4
B-50% - II	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	1
B-50% - III	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	2
B-50% - IV	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	3
B-50% - V	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	2
B-50% - VI	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\sim$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	2
B-50% - VII	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\times$	8
B-50% - VIII	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	0
B-50% - IX	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	2

<sup>a</sup> Da esquerda para a direita, as colunas representam o nome da simulação, massa do candidato a análogo de Marte, tempo de formação do candidato a análogo a Marte, massa do candidato a análogo a Terra, tempo de formação do candidato a análogo da Terra, razão água/massa do candidato a análogo da Terra, deficit do momento angular do sistema (AMD), massa em embriões no cinturão de asteroides e o número de asteroides sobreviventes.

planetas gigantes estão inicialmente em órbitas circulares, assim como no modelo de Nice, os planetas finais formados ao redor do semi-eixo maior de Marte são muito mais massivos do que Marte.

Na análise dos resultados, nós definimos um análogo a Terra como um planeta com a massa igual ou próxima a da Terra na região entre 0.75-1.25 UA, um análogo a Marte, como um planeta com massa igual ou próxima a de Marte formado entre 1.25 UA e 2.0 UA. Seguindo Raymond et al. (2009), nós calculamos, quantitativamente, como as simulações se saíram produzindo

- um análogo a Marte, com massa menor do que  $0.3M_{\oplus}$ , formado em menos de 10 Ma e com metade da acreção em menos de 2.7 Ma,
- um análogo a Terra com massa maior que  $0.7M_{\oplus}$ , fração água/massa maior que  $5 \times 10^{-4}$  e formado entre 30-150 Ma.
- um sistema de planetas terrestres com  $AMD < 0.0036$  (duas vezes o valor de MVEM), e
- embriões no cinturão de asteroides com massa menor do que  $0.05M_{\oplus}$ .

Nossas simulações indicam que diferentes combinações da escala e da localização da região de depleção em massa no disco, podem resultar em sistemas que em muitas ocasiões, parcialmente, e em alguns casos específicos, quase inteiramente satisfazem os requerimentos mencionados acima. Nós mostramos que quando a escala de depleção no disco é moderadamente alta (i.e,  $\beta = 50\% - 75\%$ ), é possível satisfazer os critérios mencionados acima, especialmente quando a região depletada está localizada entre 1.3 UA e 2 UA (Tabelas 5.4 e 5.5). Os análogos a Marte formados em nossas simulações, na grande maioria dos casos, se formaram a partir de um embrião que migrou da região não depletada (parte interna ou parte externa do disco) até a região depletada. Nossos resultados mostram que considerar uma alta escala de depleção, ao redor de 1.5 UA, aumenta a estabilidade desta região, favorecendo a formação de análogos a Marte. Embriões de outras partes do disco, que entram na região depletada, são mais massivos do que os embriões nativos, logo, dominam gravitacionalmente essa região do disco tendo mais chances de evoluir em uma órbita estável. Além disso, embriões que entram nesta região têm uma lenta taxa de crescimento, desde que pouca massa está disponível na região depletada. Isso favorece a formação de uma planeta com baixa massa, assim como Marte.

Nossas simulações indicam que junto com a formação de análogos a Marte, nosso modelo também é capaz de entregar quantidade significativa de água a Terra. A entrega de água a planetas análogos a Terra mostrou sucesso em  $\sim 40\%$  de nossas simulações,

quando consideramos o modelo de disco B, escalas de depleção de 50% e 75% e assumimos inicialmente Júpiter e Saturno em suas órbitas atuais. Entretanto, apesar desse sucesso, nenhuma de nossas simulações reproduziu todas as características do Sistema Solar interior. Sem qualquer dúvida, a característica mais difícil de reproduzir é a rápida formação de Marte (Nimmo & Kleine, 2007; Dauphas & Pourmand, 2011), os quais nossas simulações indicaram que ocorreria em menos de 5% dos casos (Tabelas 5.4 e Tabelas 5.5).

É importante enfatizar que Hansen (2009) e Walsh et al. (2011) forneceram significativo contexto e motivação para o desenvolvimento desse trabalho. Walsh et al. (2011) combinaram a ideia de um disco protoplanetário estreito, proposto por Hansen (2009), com a migração de planetas gigantes. Eles desenvolveram um modelo de entrega de água no qual a maioria da água entregue a Terra é feita por asteroides primitivos que são espalhados na região terrestre durante a migração externa dos planetas gigantes. Apesar de nosso modelo usar ainda a ideia de um disco protoplanetário estreito, nosso cenário de entrega de água a Terra é completamente diferente desse modelo. Em nosso caso, a entrega de água à zona terrestre é feita, inteiramente, por material originado da região do atual cinturão de asteroides. Isto resulta em uma diferente fração de asteroides primitivos adquiridos pela Terra em formação, bem como, em um diferente tempo de acreção desse material. Determinar para cada região do disco protoplanetário a fração de material que poderia ter contribuído para a acreção dos planetas terrestres, assim como, o tempo da entrega de água são questões de extrema importância. Tais dados podem fornecer indícios valiosos para se aceitar ou descartar um determinado modelo de formação do Sistema Solar interior, através, por exemplo, da comparação com modelos de evolução e diferenciação do manto da Terra (Wood et al., 2008; Rubie et al., 2011). Além disso, materiais originados de diferentes regiões do disco protoplanetário, devem ter distintas assinaturas isotópicas, tais como, a razão deutério/hidrogênio (D/H) (Horner et al. 2006). Esses fatores podem ser usados como discriminadores para se testar teorias de origem da água da Terra (Morbidelli et al., 2000; Izidoro et al., 2013a).

Um importante aspecto de nossas simulações é o tratamento das colisões de dois corpos. Em todas nossas simulações, colisões foram tratadas como perfeitamente inelásticas e resultando em uma completa acreção dos dois corpos impactantes. Nós também assumimos que a água não é perdida durante colisões e que a quantidade total de água em um planeta formado, seria igual a soma da quantidade de água durante toda sua história de colisões. Essa é uma consideração que ignora a perda de água em impactos (Marty & Yokochi 2006) ou através de escape hidrodinâmico (Matsui & Abe 1986). No entanto, simulações mais realísticas requerem que a perda de materiais voláteis sejam levadas em consideração (Genda & Abe 2005, Canup & Pierazzo 2006).

Finalizando, nós gostaríamos de concluir que como mostrado nesse estudo, seria pos-

sível formar um planeta com baixa massa ao redor do semi-eixo maior de Marte se o disco protoplanetário teve de fato uma região localmente depletada. Entretanto, aposto ao sugerido por Jin et al. (2008), que propuseram que análogos a Marte formariam de embriões nativos da região depletada, nossas simulações mostram que a formação de tal planeta dentro da região depletada seria improvável, e se possível, tomaria muito mais do que 10 Ma.

# Referências

Abe, Y., Ohtani, E., Okuchi, T., Righter, K., & Drake, M., **Water in the Early Earth**. Origin of the earth and moon, edited by R.M. Canup and K. Righter and 69 collaborating authors. Tucson: University of Arizona Press., p. 413-433, 2000.

Agnor, C. B., Canup, R. M., and Levison, H. F., **On the Character and Consequences of Large Impacts in the Late Stage of Terrestrial Planet Formation**. Icarus, v. 142, p. 219-237, 1999.

Agnor, C. B., and Lin, D. N. C., **On the Migration of Jupiter and Saturn: Constraints from Linear Models of Secular Resonant Coupling with the Terrestrial Planets**. The Astrophysical Journal, v. 745, p. 143, 2012.

Albarède, F., **Volatile accretion history of the terrestrial planets and dynamic implications**. Nature, v. 461, p. 1227-1233, 2009

Allègre, C. J., Manhès, G., Göpel, C., **The age of the Earth**. The Geochimica et Cosmochimica Acta, v. 59, p. 1445-1456, 1995.

Andrews, S. M., & Williams, J. P., **High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure**. The Astrophysical Journal, v. 659, p. 705-728, 2007.

Bethell, T., & Bergin, E., **Formation and Survival of Water Vapor in the Terrestrial Planet-Forming Region**. Science, v. 326, p. 1675, 2009.

Biver, N., et al., **Radio wavelength molecular observations of comets C/1999 T1 (McNaught-Hartley), C/2001 A2 (LINEAR), C/2000 WM1 (LINEAR) and 153P/Ikeya-Zhang**. Astronomy & Astrophysics, v. 449, p. 1255-1270, 2006

Biver et al., 2005, **Chemical diversity of comets observed at radio wavelengths**

in **2003-2005**. in Lazzaro D., Ferraz-Mello S., Fernández J. A., eds, IAU Symp. 229. Asteroids, Comets, Meteors, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 43

Bockelee-Morvan, D., Gautier D., Lis D. C., Young K., Keene J., Phillips T., Owen T., Crovisier J., Goldsmith P. F., Bergin E. A., Despois D., Wootten A., **Deuterated Water in Comet C/1996 B2 (Hyakutake) and Its Implications for the Origin of Comets**. Icarus, v. 133, p. 147-162, 1998.

Boss, A. P., **Collapse and fragmentation of molecular cloud cores. 2: Collapse induced by stellar shock waves**. The Astrophysical Journal, v. 439, p. 224-236, 1995.

Boss, A. P., **Evolution of the Solar Nebula. III. Protoplanetary Disks Undergoing Mass Accretion**. The Astrophysical Journal, v. 469, p. 906-920, 1996.

Campins, H., Swindle T. D., and Kring D. A., **Evaluating comets as a source of Earth's water**. in Cellular Origin and Life in Extreme Habitats and Astrobiology, v. 6, Origins: Genesis, Evolution and Diversity of Life, J. Seckbach (ed.), Kluwer Academic Publishers, p. 569-591, 2004.

Canup, R. M., Pierazzo, E., **Retention of Water During Planet-Scale Collisions**. in: Mackwell, S., Stansbery, E. (Eds.), 37th Annual Lunar and Planetary Science Conference, March 13-17, 2006, League City, Texas, abstract no.2146.

Chambers, J. E., **N-Body Simulations of Planet Formation: Varying the Initial Number of Planetary Embryos**. Earth Moon and Planets, v. 81, p. 3-6, 1998.

Chambers, J. E., **A Hybrid Symplectic Integrator that Permits Close Encounters Between Massive Bodies**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 304, p. 793-799, 1999.

Chambers, J. E., **Making More Terrestrial Planets**. Icarus, v. 152, p. 205-224, 2001.

Chambers, J. E., **On the stability of a planet between Mars and the asteroid belt: Implications for the Planet V hypothesis**. Icarus, v. 189, p. 386-400, 2007

Chambers, J. E. and Wetherill, G. W., **Making the Terrestrial Planets: N-Body Integrations of Planetary Embryos in Three Dimensions**. Icarus, v. 136, p.

304-327, 1998.

Chambers, J. E. and Cassen, P., **The Effect of Surface Density Profile and Giant Planet Eccentricities on Planetary Accretion in the Inner Solar System.** Meteoritics & Planetary Science, v. 37, p. 1523-1540, 2002.

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

Chiang, E. I., & Goldreich, P., **Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks.** The Astrophysical Journal, v. 490, p. 368, 1997.

Clark, S., **Extrasolar planets : the search for new worlds.** New York (Wiley-Praxis series in astronomy and astrophysics) QB820 .C53, 1998.

D'Angelo, G., & Marzari, F., **Outward Migration of Jupiter and Saturn in Evolved Gaseous Disks.** The Astrophysical Journal, v. 757, p. 50, 2012.

Dauphas, N., & Pourmand, A., **Hf-W-Th evidence for rapid growth of Mars and its status as a planetary embryo.** Nature, v. 473, p. 489-492, 2011.

Dauphas, N., Robert F., Marty B., **The Late Asteroidal and Cometary Bombardment of Earth as Recorded in Water Deuterium to Protium Ratio.** Icarus, v. 148, p. 508-512, 2000.

Davis, S. S., **The surface density distribution in the solar nebula.** The Astrophysical Journal, v. 627, p. L153-L155, 2005.

de Souza Torres, K. S., **Dinâmica de formação planetária no estudo das origens da água de planetas terrestres.** 2008. 124 p. (INPE-15399-TDI/1413). Tese (Doutorado em Mecânica Espacial e Controle) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP8W/344RSTH>>. Acesso em: 7 mar. 2013.

de Souza Torres, K., & Anderson, D. R., **Symplectic Integrator Mercury: Bug Report.** arXiv:0808.0483, 2008.

Deloule E., Robert F., Doukhan J. C., **Interstellar hydroxyl in meteoritic chondrules: implications for the origin of water in the inner solar system.** The

Geochimica et Cosmochimica Acta, v. 62, p. 3367-3378, 1998.

Delsemme, A. H., **The deuterium enrichment observed in recent comets is consistent with the cometary origin of seawater**, Planet. Spance Sci.. v. 47, p. 125-131, 1998.

Drake, M. J., **The Leonard Medal Address: Origin of water in the terrestrial planets**. Meteoritics and Planetary Science, v. 40, p. 519-527, 2005.

Drake M. J., Righter K., **Determining the composition of the Earth**. Nature, 416, 39-44, 2002.

Drake, M. J., & Campins, H., **Origin of water on the terrestrial planets**. Asteroids, Comets, Meteors, Proceedings of the 229th Symposium of the International Astronomical Union held in Búzios, Rio de Janeiro, Brasil August 7-12, 2005, Edited by Daniela, L.; Sylvio Ferraz, M.; Angel, F. Julio Cambridge: Cambridge University Press, p.381-394, 2006.

Drouart A., Dubrulle B., Gautier D., Robert F., **Structure and Transport in the Solar Nebula from Constraints on Deuterium Enrichment and Giant Planets Formation**. Icarus, v. 140, p. 129-155, 1999.

Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P., **Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks**. In Protostars and Planets V, B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (eds.), University of Arizona Press, Tucson, p.555-572, 2007

Duncan, M. J., Levison, H. F., & Lee, M. H., **A Multiple Time Step Symplectic Algorithm for Integrating Close Encounters**. The Astronomical Journal, v. 116, p. 2067-2077, 1998.

Eberhardt P., Reber M., Krankowsky D., Hodges R. R., **The D/H and  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  ratios in water from comet P/Halley**. AAP, v. 302, p. 301, 1995

Eisner, J. A., **Water vapour and hydrogen in the terrestrial-planet-forming region of a protoplanetary disk**. Nature, v. 447, p. 562-564, 2007

Elmegreen, B. G., **Observations and Theory of Dynamical Triggers for Star**

**Formation.** In *Origins of Galaxies, Stars, Planets and Life*, ed. C. E. Woodward, J. M. Shull, & H. A. Thronson, Jr. (San Francisco: ASP), v. 148, p. 150-183, 1998.

Encrenaz, T., **Searching for Water in the Universe.** ISBN 978-0-387-34174-3. Berlin: Springer, 2006.

Fegley, B., Jr, **Kinetics of gas-Grain Reactions in the Solar Nebula.** *Space Science Reviews*, v. 92, p. 177-200, 2000.

Fernandez, J. A. and Ip W. -H., **Some Dynamical Aspects of the Accretion of Uranus and Neptune - The Exchange of Orbital Angular Momentum With Planetesimals.** *Icarus*, v. 58, p. 109-120, 1984.

Garaud, P., & Lin, D. N. C., **The effect of internal dissipation and surface irradiation on the structure of disks and the location of the snow line around Sun-like stars.** *The Astrophysical Journal*, v. 654, p. 606-624, 2007.

Genda, H., & Abe, Y., **Enhanced atmospheric loss on protoplanets at the giant impact phase in the presence of oceans.** *Nature*, v. 433, p. 842-844, 2005.

Genda, H., & Ikoma, M., **Origin of the ocean on the Earth: Early evolution of water D/H in a hydrogen-rich atmosphere.** *Icarus*, v. 194, p. 42-52, 2008.

Gladman, B. J., Migliorini, F., Morbidelli, A., et al., **Dynamical Lifetimes of Objects Injected into Asteroid Belt Resonances.** *Science*, v. 277, p. 197-201, 1997.

Goldreich, P.; Ward, W. R., **The formation of planetesimals.** *The Astrophysical Journal*, v. 183, p. 1051-1062, 1973.

Gomes, R. S., **Dynamical Effects of Planetary Migration on the Primordial Asteroid Belt.** *The Astronomical Journal*, v. 114, p. 396-401, 1997.

Gomes, R. S., **Dynamical Effects of Planetary Migrations on the Primordial Asteroid Belt.** *The Astronomical Journal*, v. 114, p. 396-401, 1997.

Gomes, R. S., Levison, H. F., Tsiganis, K. and Morbidelli, A., **Origin of the Cataclysmic Late Heavy Bombardment Period of the terrestrial Planets.** *Nature*, v. 435, p. 466-469, 2005.

Haghighipour N., Izidoro A., Winter O. C. 2013, submitted to *CMDA*

Haghighipour N., Raymond S. N., **Habitable Planet Formation in Binary Planetary Systems**. The Astrophysical Journal, v. 666, p. 436-446, 2007.

Haghighipour, N. and Scott, E. R. D., **Meteorite Constraints on the Early Stages of Planetary Growth in the Inner Solar System**. 39th Lunar and Planetary Science Conference, (Lunar and Planetary Science XXXIX), held March 10-14, 2008 in League City, Texas. LPI Contribution No. 1391., p.1679.

Haghighipour, N. and Scott, E. R. D., **On The Effect of Giant Planets on the Scattering of Parent Bodies of Iron Meteorite from the Terrestrial Planet Region into the Asteroid Belt: A Concept Study**. The Astrophysical Journal, v. 749, p. 113., 2012.

Hahn, J. M. and Malhotra, R., **Neptune's Migration into a Stirred-Up Kuiper Belt: A Detailed Comparison of Simulations to Observations**. v. 130, p. 2392-2414, 2005.

Hahn, J. M., & Ward, W. R., **Secular Resonances sweeping in a self-gravitating planetesimal disk, with application to the Kuiper Belt**. 33rd Annual Lunar and Planetary Science Conference, March 11-15, 2002, Houston, Texas, abstract no.1930.

Hansen, B. M. S., **Formation of the Terrestrial Planets from a Narrow Annulus**. The Astrophysical Journal, v. 703, p. 1131-1140, 2009.

Hartogh, P., et al., **Water and related chemistry in the solar system. A guaranteed time key programme for Herschel Planetary and Space Science**. v. 57, p. 1596-1606., 2009.

Hartogh, P., Lis, D. C., Bockelée-Morvan, D., et al., **Ocean-like water in the Jupiter-family comet 103P/Hartley 2**. Nature, v. 478, p. 218-220, 2011.

Hayashi, C., **Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula**. Prog. Theoret. Phys. Suppl., No. 70, p. 35-53, 1981.

Hirschmann, M. M., Aubaud, C., & Withers, A. C., **Storage capacity of H<sub>2</sub>O in nominally anhydrous minerals in the upper mantle**. Earth and Planetary Science

Letters, v. 236, p. 167-181, 2005

Horner, J., Mousis, O., & Hersant, F., **Constraints on the Formation Regions of Comets from their D:H Ratios**. *Earth Moon and Planets*, v. 100, p. 43-46, 2007.

Hutsemékers, D., Manfroid, J., Jehin, E., & Arpigny, C., **New constraints on the delivery of cometary water and nitrogen to Earth from the  $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$  isotopic ratio**. *Icarus*, v. 204, 346-348, 2009.

Hutsemékers, D., Manfroid, J., Jehin, E., Zucconi, J.-M., & Arpigny, C., **The  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  and  $\text{OD}/\text{OH}$  isotope ratios in comet C/2002 T7 (LINEAR)**. *Astronomy & Astrophysics*, v. 490, p. L31-L34, 2008.

Ida, S., & Makino, J., **Scattering of planetesimals by a protoplanet - Slowing down of runaway growth**. *Icarus*, v. 106, p. 210-227, 1993.

Ikoma, M., & Genda, H., **Constraints on the Mass of a Habitable Planet with Water of Nebular Origin**. *The Astrophysical Journal*, v. 648, p. 696-706, 2006.

Ipatov, S. I., & Mather, J. C., **Migration of comets to the terrestrial planets**. In *IAU Symp. 236, Near Earth Objects, Our Celestial Neighbors: Opportunity and Risk*, ed. G. B. Valsecchi, D. Vokrouhlický, & A. Milani (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 55, 2007.

Izidoro, A., de Souza Torres, K., Winter, O. C., Haghhighipour, N., **A compound model for the origin of Earth's water**. *The Astrophysical Journal*, v. 767, p. 54, 2013a.

Izidoro, A., Haghhighipour, N., Winter, O. C., Tsuchida, M., em revisão, *ApJ*, 2013b.

Jacobsen, S. B., **The Hf-W Isotopic System and the Origin of the Earth and Moon**. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, v. 33, p. 531-570, 2005.

Jessberger, E. K., Kissel, J., & Rahe, J., **The composition of comets**. In: *Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres (A89-43776 19-90)*, ed. S. K. Atreya, J. B. Pollack, & M. S. Matthews. Tucson, AZ, University of Arizona Press, p. 167-191, 1989.

Jin, L., Arnett, W. D., Sui, N., & Wang, X., **An Interpretation of the Anoma-**

**lously Low Mass of Mars.** The Astrophysical Journal Letters, v. 674, p. L105-L108, 2008

Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., et al. **Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks.** Nature, v. 448, p. 1022-1025, 2007.

Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T., **Habitable Zones around Main Sequence Stars.** Icarus, v.101, p. 108-128, 1993.

Kokubo, E., & Genda, H., **Formation of Terrestrial Planets from Protoplanets Under a Realistic Accretion Condition.** The Astrophysical Journal Letters, v. 714, p. L21- L25, 2010.

Kokubo, E., & Ida, S., **Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula.** Icarus, v. 143, p. 15-27, 2000.

Kokubo, E., & Ida, S., **On Runaway Growth of Planetesimals.** Icarus, v. 123, p. 180-191, 1996.

Kokubo, E., Kominami, J., & Ida, S., **Formation of Terrestrial Planets from Protoplanets. I. Statistics of Basic Dynamical Properties .** The Astrophysical Journal, v. 642, p. 1131-1139., 2006.

Laughlin, G., Steinacker, A., & Adams, F. C., **Type I Planetary Migration with MHD Turbulence.** The Astrophysical Journal, v. 608, p. 489-496, 2004.

Laskar, J., **Large scale chaos and the spacing of the inner planets.** Astronomy & Astrophysics, v.317, L75-L78, 1997.

Lecuyer C., Gillet P., Robert F., **The hydrogen isotope composition of seawater and the global water cycle.** Chemical Geology, 145, p. 249-261, 1998.

Lellouch E., Bézard B., Fouchet T., Feuchtgruber H., Encrenaz T., de Graauw T., **The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations.** AAP, v. 370, p. 610-622, 2001.

Levison, H. F. and Agnor, C., **The Role of Giant Planets in Terrestrial Planet Formation.** AJ, v. 125 , p. 2692-2713, 2003.

Levison, H. F., Morbidelli, A., Tsiganis, K., Nesvorný, D., & Gomes, R., **Late Or-**

**Orbital Instabilities in the Outer Planets Induced by Interaction with a Self-gravitating Planetesimal Disk.** *The Astronomical Journal*, v. 142, p. 152-163, 2011.

Lin, D. N. C., & Papaloizou, J., **On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets.** *The Astrophysical Journal*, v. 309, p. 846-857, 1986.

Lissauer, J., **Planet formation.** *Annual review of astronomy and astrophysics*, v. 31, p. 129-174, 1993.

Lunine J. I., Chambers J., Morbidelli A., Leshin L. A., **The origin of water on Mars.** *Icarus*, v. 165, p. 1-8, 2003

Malhotra, R., **The Origin of Pluto's Peculiar Orbit.** *Nature*, v. 365, p. 819-821, 1993.

Malhotra, R., **The Origin of Pluto's Orbit: Implications for the Solar System Beyond Neptune.** *The Astronomical Journal*, v. 110, p. 420-429, 1995.

Malhotra, R., **The Phase Space Structure Near Neptune Resonances in the Kuiper Belt.** *The Astronomical Journal*, v. 111, p. 504-516, 1996.

Marty, B., **The origins and concentrations of water, carbon, nitrogen and noble gases on Earth.** *Earth and Planetary Science Letters*, v. 313, p. 56-66, 2012

Marty, B., Yokochi, R., **Water in the Early Earth.** *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, v. 62, p. 421-450, 2006.

Matsui, T., & Abe, Y., **Impact-induced atmospheres and oceans on earth and Venus.** *Nature*, v. 322, p. 526, 1986

Meier R., Owen T. C., Jewitt D. C., Matthews H. E., Senay M., Biver N., Bockelee-Morvan D., Crovisier J., Gautier D., **Deuterium in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp): Detection of DCN.** *Science*, v. 279, p. 1707-1710, 1998

Milani, A. and Knežević, Z., **Secular Perturbation Theory and Computation of Asteroid Proper Elements.** *CeMDA*, v. 49, p. 347-411, 1990-1991.

Minton, D. A. and Malhotra, R., **A Record of Planet Migration in The Main Asteroid Belt.** *Nature*, v. 457, p. 1109-1111, 2009.

Minton, D. A. and Malhotra, R., **Secular Resonance Sweeping of the Main Asteroid Belt During Planet Migration**. *The Astrophysical Journal*, v. 732, id. 53, 2011.

Morbidelli, A., Chambers, J., Lunine, J. I., Petit, J. M., Robert, F., Valsecchi, G. B., & Cyr, K. E., **Source regions and time scales for the delivery of water to Earth**. *Meteoritics and Planetary Science*, v. 35, p. 1309-1320, 2000

Morbidelli, A., & Crida, A., **The dynamics of Jupiter and Saturn in the gaseous protoplanetary disk**. *Icarus*, v. 191, 158-171, 2007.

Morbidelli, A., Lavisson, H. F., Tsiganis K. and Gomes, R. S., **Chaotic Capture of Jupiter's Trojan Asteroids in the Early Solar System**. *Nature*, v. 435 ,p. 462-465, 2005.

Morbidelli, A., Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., & Walsh, K. J., **Building Terrestrial Planets**. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, v. 40, 251-275, 2012.

Muralidharan, K., Deymier, P., Stimpfl, M., de Leeuw, N. H., & Drake, M. J., **Origin of water in the inner Solar System: A kinetic Monte Carlo study of water adsorption on forsterite**. *Icarus*, v. 198, p. 400-407, 2008.

Nesvorný, D. and Morbidelli, A., **Three-Body Mean Motion Resonances and Chaotic Structure of the Asteroid Belt**. *The Astronomical Journal*, v. 116, p. 3029-3037, 1998.

Nimmo, F., & Kleine, T., **How rapidly did Mars accrete? Uncertainties in the Hf-W timing of core formation**. *Icarus*, v. 191, p. 497-504, 2007.

Nuth, J. A., **What was the Volatile Composition of the Planetesimals that Formed the Earth?**. *Earth Moon and Planets*, v. 102, p. 435-445, 2008.

O'Brien D. P., Morbidelli A., Levison H. F., **Terrestrial planet formation with strong dynamical friction**. *Icarus*, v. 184, p. 39-58, 2006.

Owen, T., & Bar-Nun, A., **Comets, impacts and atmospheres**. *Icarus*, v. 116, p. 215-226, 1995.

Owen, T. C., & Bar-Nun, A., **Volatile Contributions from Icy Planetesimals**. In *Origin of the Earth and Moon*, ed. R. M. Canup & K. Righter (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), p. 459-471, 2000.

Papaloizou, J. C. B., & Nelson, R. P., **The interaction of a giant planet with a disc with MHD turbulence - I. The initial turbulent disc models**. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 339, p. 983-992, 2003.

Petit, J.-M., Morbidelli, A., & Chambers, J., **The Primordial Excitation and Clearing of the Asteroid Belt**. *Icarus*, v. 153, p. 338-347, 2001.

Pierens, A., & Raymond, S. N., **Two phase, inward-then-outward migration of Jupiter and Saturn in the gaseous solar nebula**. *Astronomy & Astrophysics*, v. 533, p. 131-145, 2011.

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

Raymond, S. N., Quinn, T. and Lunine, J. I., **Making Other Earths: Dynamical Simulations of Terrestrial Planet Formation and Water Delivery**. *Icarus*, v. 168, p. 1-17, 2004.

Raymond, S. N., Quinn, T. and Lunine, J. I., **The Formation and Habitability of Terrestrial Planets in the Presence of Close-in Giant Planets**. *Icarus*, v. 177, p. 256-263, 2005a.

Raymond, S. N., Quinn, T. and Lunine, J. I., **Terrestrial Planet Formation in Disks with Varying Surface Density Profiles**. *The Astrophysical Journal*, v. 632, p. 670-676, 2005b.

Raymond, S. N., Quinn, T. and Lunine, J. I., **High Resolution Simulations of the Final Assembly of Earth-like Planets 1: Terrestrial Accretion and Dynamics**. *Icarus*, v. 183, p. 265-282, 2006.

Raymond, S. N., Quinn, T. and Lunine, J. I., **High Resolution Simulations of the Final Assembly of Earth-like Planets 2: Water Delivery and planetary**

**Habitability.** *Astrobio. J.*, v. 7, p. 66-84, 2007.

Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Morbidelli, A. and Kaib, N. A., **Building the Terrestrial Planets: Constrained Accretion in the Inner Solar System.** *Icarus*, v. 203, p. 644-662, 2009.

Richardson, D. C., **A new tree code method for simulation of planetesimal dynamics.** *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 261, p. 396-414, 1993.

Rubie, D. C., Frost, D. J., Mann, U., et al., **Heterogeneous accretion, composition and core-mantle differentiation of the Earth.** *Earth and Planetary Science Letters*, v. 301, p. 31-42, 2011.

Sasselov, D. D., & Lecar, M., **On the Snow Line in Dusty Protoplanetary Disks.** *The Astrophysical Journal*, v. 528, p. 995-998, 2000.

Schmidt, B. E., Brown, R. H., & Lauretta, D. S., **Comets: New Views on the D-H Story.** American Geophysical Union, Fall Meeting 2005, abstract #P11A-0102

Smyth, J. R., Frost, D. J., Nestola, F., Holl, C. M., & Bromiley, G., **Olivine hydration in the deep upper mantle: Effects of temperature and silica activity.** *Geophysical Research Letters*, v. 33, p. 15301, 2006

Stimpfl, M., Lauretta, D. S., & Drake, M. J., **Adsorption as a Mechanism to Deliver Water to the Earth.** *Meteoritics & Planetary Science*, vol. 39, Supplement. Proceedings of the 67th Annual Meeting of the Meteoritical Society, August 2-6, 2004, Rio de Janeiro, Brazil, abstract no.5218

Stimpfl, M., Walker, A. M., Drake, M. J., de Leeuw, N. H., & Deymier, P., **An angström-sized window on the origin of water in the inner solar system: Atomistic simulation of adsorption of water on olivine.** *Journal of Crystal Growth*, v. 294, 83-95, 2006.

Stoer J., Bulirsch R., **Introduction to Numerical Analysis.** Springer-Verlag, New York, 1980

Swindle, T. D., & Kring, D. A., **Implications of Noble Gas Budgets for the Origin of Water on Earth and Mars.** Eleventh Annual V. M. Goldschmidt Conference,

May 20-24, 2001, Hot Springs, Virginia, abstract no.3785

Thommes, E., Nagasawa, M., & Lin, D. N. C., **Dynamical Shake-up of Planetary Systems. II. N-Body Simulations of Solar System Terrestrial Planet Formation Induced by Secular Resonance Sweeping.** The Astrophysical Journal, v. 676, p. 728-739, 2008.

Tsiganis, K., Gomes, R. S., Morbidelli, A. and Lavisson, H. F., **Origin of the Architecture of the Giant Planets of the Solar System.** Nature, v. 435 , p. 459-461, 2005.

Touboul, M., Kleine, T., Bourdon, B., Palme, H., & Wieler, R., **Late formation and prolonged differentiation of the Moon inferred from W isotopes in lunar metals.** Nature, v. 450, p. 1206, 2007.

Villanueva, G. L., Mumma, M. J., Bonev, B. P., Di Santi, M. A., Gibb, E. L., Bönhardt, H., & Lippi, M., **A Sensitive Search for Deuterated Water in Comet 8p/Tuttle.** The Astrophysical Journal Letters, v. 690, p. L5-L9, 2009.

Youdin, A.N. and Shu, F.H., **Planetesimal Formation by Gravitational Instability.** The Astrophysical Journal, v. 580, p. 494-505, 2002.

Yin, Q., Jacobsen, S. B., Yamashita, K., et al., **A short timescale for terrestrial planet formation from Hf–W chronometry of meteorites.** Nature, v. 418, p. 949-952, 2002.

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

Ward, W. R., **Solar Nebula Dispersal and the Stability of Planetary Systems I. Scanning Secular Resonance Theory.** Icarus, v. 47 , p. 234-264, 1981.

Ward, W. R., & Hahn, J. M., **Dynamics of the Trans-Neptune Region: Apsidal Waves in the Kuiper Belt.** The Astronomical Journal, v. 116, p. 489-498, 1998.

Weaver, H. A., A'Hearn, M. F., Arpigny, C., et al., **Atomic Deuterium Emission and the D/H Ratio in Comets.** Asteroids, Comets, Meteors 2008 held July 14-18,

2008 in Baltimore, Maryland. LPI Contribution No. 1405, paper id. 8216

Weidenschilling, S. J., **The Distribution of Mass in the Planetary System and Nebula.** *Astrophys. Space Sci.*, v. 51, p. 153-158, 1977.

Weidenschilling, S.J., Spaute, D., Davis, D.R., Marzari, F., and Ohtsuki, K., **Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm.** *Icarus*, v. 128, p. 429-455, 1997.

Weirich, J. R., Brown, R. H., & Lauretta, D. S., **Cometary D/H Fractionation during Sublimation.** *Bulletin of the American Astronomical Society*, v. 36, p. 1143, 2004.

Wetherill, G. W., **Comparison of Analytical and Physical Modeling of Planetesimal Accumulation.** *Icarus*, v. 88, p. 336-354, 1990a.

Wetherill, G. W., **Formation of Earth.** *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, v. 18, 205-256, 1990b.

Wetherill, G. W. 1991, **Why Isn't Mars as Big as Earth?.** *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, v. 22, p. 1495

Wetherill, G. W., **Provenance of the terrestrial planets.** *Geochimica et Cosmochimica Acta*, v. 58, p. 4513-4520, 1994.

Wetherill, G. W., **The Formation and Habitability of Extra-Solar Planets.** *Icarus*, v. 119 , p. 219-238, 1996.

Williams, Q., & Hemley, R. J., **Hydrogen in the Deep Earth.** *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, v. 29, p. 365-418, 2001.

Wisdom, J., & Holman, M., **Symplectic maps for the n-body problem.** *The Astronomical Journal*, v. 102, p. 1528-1538, 1991.

Wood, B., Wade, J., & Kilburn, M., **Core formation and the oxidation state of the Earth: Additional constraints from Nb, V and Cr partitioning.** *The Geochimica et Cosmochimica Acta*, v. 72, p. 1415-1426, 2008.

Woolfson, M., **The origin and evolution of the solar system.** *Astronomy and Geophysics*, v. 41, p. 12-19, 2000.

Wurm G., Blum. J., **An Experimental Study on the Structure of Cosmic Dust**

**Aggregates and their Alignment by Motion Relative to Gas.** *The Astrophysical Journal*, 529, L57-L60, 2000.

# Apêndice A

## Artigos desta tese

### A.1 Água - Aceito para publicação: ApJ

<http://arxiv.org/abs/1302.1233>

## A Compound model for the origin of Earth's water

A. Izidoro<sup>1</sup>

K. de Souza Torres<sup>2</sup>

O. C. Winter<sup>1</sup>

ocwinter@pq.cnpq.br

and

N. Haghhighipour<sup>3</sup>

Received \_\_\_\_\_; accepted \_\_\_\_\_

Not to appear in Nonlearned J., 45.

---

<sup>1</sup> UNESP, Univ. Estadual Paulista - Grupo de Dinâmica Orbital & Planetologia, Guaratinguetá, CEP 12.516-410, São Paulo, Brazil

<sup>2</sup>UTFPR, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brazil

<sup>3</sup>Institute for Astronomy and NASA Astrobiology Institute, University of Hawaii-Manoa, Honolulu, HI 96822, USA

## A.2 Marte - Submetido para publicação: ApJ

O artigo encontra-se em processo de revisão final.

## Non-uniform distribution of protoplanetary bodies as a pre-requisit for the formation of a low-mass Mars

A. Izidoro<sup>1</sup>

izidoro@feg.unesp.br

N. Haghighipour<sup>2</sup>

nader@ifa.hawaii.edu

O. C. Winter<sup>1</sup>

and

M. Tsuchida<sup>3</sup>

### Abstract

Models of terrestrial planet formation have been successful in producing terrestrial-class planets with sizes in the range of Venus and Earth. However, these models have generally failed to produce Mars-sized objects. The body that is usually formed around Mars' semimajor axis is, in general, much more massive than Mars. Only when, unlike in our solar system, Jupiter and Saturn are considered initially in eccentric orbits, simulations have been able to produce Mars-like bodies. In this paper, we examine a new scenario for the formation of Mars in which a local depletion in the density of the protosolar nebula results in a non-uniform formation of embryos and ultimately the formation of Mars-sized planets. We have carried out extensive numerical simulations of the formation of

---

<sup>1</sup> UNESP, Univ. Estadual Paulista - Grupo de Dinâmica Orbital & Planetologia, Guaratinguetá, CEP 12.516-410, São Paulo, Brazil

<sup>2</sup>Institute for Astronomy and NASA Astrobiology Institute, University of Hawaii-Manoa, Honolulu, HI 96822, USA

<sup>3</sup>UNESP, Univ. Estadual Paulista , DCCE-IBILCE, São José do Rio Preto, CEP 15.054-000, São Paulo, Brazil

### **A.3 Discos - Submetido para publicação: CMDA**

O artigo encontra-se em processo de revisão.

Noname manuscript No.  
(will be inserted by the editor)

---

## On the Effect of $\nu_6$ Resonance on the Onset of Terrestrial Planet Formation in Disks with Different Surface Density Profiles

Nader Haghighipour  
André Izidoro  
Othon C. Winter

the date of receipt and acceptance should be inserted later

**Abstract** We present the results of an extensive study of the effect of the  $\nu_6$  secular resonance on the last stage of terrestrial planet formation. We have integrated the orbits of a large number of planetesimals and planetary embryos for different radial profiles of their surface density, and different orbital parameters of Jupiter and Saturn. The focus of our study is on the first few million years of the disk evolution when  $\nu_6$  resonance strongly affects the dynamics of planetary embryos. Our goal is to assess how this resonance contributes to the onset of terrestrial planet formation. Results of our simulations indicate that  $\nu_6$  is more effective in removing embryos from the system, and the radial mixing of these objects is mainly driven by their mutual interactions. In agreement with other studies of the final stage of terrestrial planet formation in disks with different surface density profiles, our results show that in disks where the surface density in the outer regions is less steep, the scattering effect of  $\nu_6$  increases which implies that terrestrial planet formation in such disks will take longer, the final planets will be smaller, however their water contents will be larger. We present the details of our study and discuss the implications of its results.

**Keywords** Resonances · Planetary Systems · Numerical Methods

### 1 Introduction

The giant planets of our solar system have had profound effects on the formation of terrestrial planets. As shown by many authors including Wetherill (1990a&b, 1994, 1996), Agnor et al (1999), Chambers and Wetherill (1998), Chambers (2001), Chambers and Cassen (2002), Levison and Agnor (2003), Raymond et al (2004, 2005a&b, 2006, 2007, 2009), and Agnor and Lin (2012) the final assembly of terrestrial planets, their masses, and their water contents are strongly correlated with the dynamical

---

N. Haghighipour  
Institute for Astronomy and NASA Astrobiology Institute, University of Hawaii, Honolulu, HI 96822, USA, Tel: +1-808-956-6098, Fax: +1-808-956-4532, E-mail: nader@ifa.hawaii.edu  
A. Izidoro & O. C. Winter  
UNESP - Univ. Estadual Paulista, Grupo de Dinâmica Orbital & Planetologia, Guaratinguetá, CEP 12516-410, SP, Brazil, E-mail: izidoro.costa@gmail.com, E-mail: ocwinter@pq.cnpq.br