

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA**  
**“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”**  
**CAMPUS DE GUARATINGUETÁ**

**RICARDO APARECIDO DE MORAES**

**Estudo de formação de satélites regulares de planetas gigantes usando integração  
numérica hidrodinâmica bidimensional com perturbação da estrela**

Guaratinguetá

2018

**Ricardo Aparecido de Moraes**

**Estudo de formação de satélites regulares de planetas gigantes usando integração numérica hidrodinâmica bidimensional com perturbação da estrela**

Tese de Doutorado apresentado ao Conselho de Curso da Pós-Graduação em Física da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Doutor em Física.

Orientador: Ernesto Vieira Neto

Guaratinguetá  
2018




M827e Moraes, Ricardo Aparecido de  
Estudo de formação de satélites regulares de planetas gigantes usando  
integração numérica hidrodinâmica bidimensional com perturbação da  
estrela / Ricardo Aparecido de Moraes – Guaratinguetá, 2018.  
174 f : il.  
Bibliografia: f. 162-174

Tese (Doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de  
Engenharia de Guaratinguetá, 2018.  
Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

1. Astronomia. 2. Satélites. 3. Planetas. I. Título.

CDU 52(043)

  
Pâmella Benevides Gonçalves  
Bibliotecária/CRB-8 9203

*RICARDO APARECIDO DE MORAES*

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

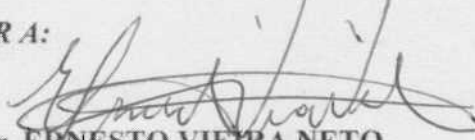
PROGRAMA: FÍSICA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO



Prof. Dr. Konstatin Georgiev Kostov  
Coordenador

*BANCA EXAMINADORA:*



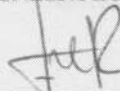
Prof. Dr. ERNESTO VIEIRA NETO  
Orientador / UNESP/FEG



Prof. Dr. RAFAEL SFAIR DE OLIVEIRA  
UNESP/FEG



Prof. Dr. ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA  
UNESP/FEG



Prof. Dr. FERNANDO VIRGILIO ROIG  
Observatório Nacional



Prof. Dr. TADASHI YOKOYAMA  
UNESP/Rio Claro

*Março de 2018*

## **DADOS CURRICULARES**

### **RICARDO APARECIDO DE MORAES**

**NASCIMENTO** 19/05/1990 - Atibaia / SP

**FILIAÇÃO** Francisco de Moraes  
Vilma Aparecida de Moraes

**2008 / 2011** Curso de Graduação, Licenciatura em Matemática,  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá,  
Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”

**2012 / 2014** Curso de Pós Graduação em Física, nível Mestrado,  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá,  
Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”

**2014 / 2018** Curso de Pós Graduação em , nível Doutorado,  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá,  
Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”

Aos meus pais Francisco e Vilma.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais Francisco e Vilma pelos sacrifícios realizados para que eu estivesse aqui hoje e pelo apoio incondicional.

À Daiane por estar sempre ao meu lado, me apoiando e, principalmente, por me fazer acreditar que posso ser melhor a cada dia.

Ao meu orientador Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto, primeiramente pela amizade construída ao longo dos últimos anos, também por toda a ajuda e confiança depositada no meu trabalho.

Ao Prof. Dr. Wilhelm Kley pela oportunidade de trabalhar ao lado de um dos grandes ícones da área de formação planetária.

Aos professores da graduação e pós-graduação com os quais eu tive a oportunidade de aprender alguma coisa.

Ao amigo Müller pelas piadas, risadas e as incontáveis horas jogando Magic The Gathering.

Aos meus amigos da pós-graduação, brasileiros ou não, em especial Alessandro, Carlos, Gabriel, Josué e Rodolfo, pelas horas de estudo, papo furado e troca de gentilezas sem precedentes.

Aos amigos do grupo Computational Physics Tübingen (CPT) em especial Christoph, Daniel e Oliver pela ajuda na adaptação à vida na Alemanha.

Aos amigos do Georg-Fahrbach-Haus em especial Ali, Arash, Barbara, Krishan, Marcel, Tara e Tianye por fazer do dia dia em outro país algo muito mais divertido.

Ao Guaratinguetá White Cranes por me apresentar o futebol americano e ter me dado a oportunidade de conhecer pessoas incríveis.

Ao Tübingen Red Knights pela oportunidade de jogar futebol americano em outro país.

À instituição FEG-UNESP pela minha formação e a FAPESP pelo apoio financeiro no desenvolvimento desse trabalho.

Este trabalho contou com o apoio financeiro da:  
FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo

*“Sometimes things don’t happen, and when they don’t, they can be the best things that never happened. ”*

*Dwayne Johnson*

## NOTA

Devido ao grande volume de gráficos e dados numéricos apresentados nesta tese, 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 símbolo “ . ” (ponto) representa o separador decimal em vez do símbolo “ , ” (vírgula) adotado na língua portuguesa.



## RESUMO

A formação de satélites em um disco circumplanetário é tida como sendo similar a formação de planetas em um disco protoplanetário, especialmente super Terras rochosas. Dessa forma, é possível utilizar sistemas com satélites massivos para se testar teorias de formação que podem ser aplicadas à planetas extrassolares. Um melhor entendimento sobre a origem dos satélites nos dará importantes informações sobre a vizinhança do planeta durante suas últimas fases de formação. Neste trabalho nós utilizamos simulações de N-corpos e hidrodinâmicas para investigar a formação e migração dos satélites galileanos. Nos modelos de N-corpos nós simulamos um disco circumplanetário estático (sem a entrada de material vindo de fontes externas), com baixa viscosidade, onde a ação do disco gasoso sobre os satélites foi aproximada a partir de prescrições analíticas para a migração do tipo I e o amortecimento da excentricidade e inclinação. O disco de gás é representado por um perfil de densidade superficial radial. Um estudo detalhado sobre os parâmetros do disco mostraram que o número final de satélites é muito influenciado pela distribuição inicial dos embriões e pelo perfil inicial da nébula gasosa. Para distribuições de gás com baixa dependência radial a formação de satélites massivos próximos da região dos satélites galileanos é favorecida. Ainda, mostramos que a formação de satélites tão massivos quanto Ganímedes e Calisto pode ser atingida apenas em discos mais quentes, onde a linha do gelo está inicialmente localizada em torno de  $30 R_J$ . Em nossas simulações hidrodinâmicas foram testadas diferentes condições de contorno, distribuição superficial de gás e de temperatura para o disco circumplanetário. Nossos resultados indicam que Júpiter ainda acretava material durante a migração dos satélites galileanos, os satélites migraram em um regime do tipo I na maior parte de sua evolução e a probabilidade de formação de satélites massivos entre os satélites galileanos é baixíssima, nesse caso se mais satélites se formassem no disco joviano sua massa deveria ser menor do que a observada para os satélites galileanos.

**PALAVRAS-CHAVE:** Simulações numéricas. Formação de satélites regulares. Migração. Satélites galileanos.

## ABSTRACT

The formation of satellite systems in circumplanetary disks is believed to be similar to the formation of rocky planets in a protoplanetary disk, especially Super-Earths. In this way, it is possible to use massive satellite systems to test the theories of planetary formation. A better understanding of the satellites origin could give important informations about the environment near the forming planet during its late stages of formation. In this work we used N-body and hydrodynamic simulations to study the formation and migration of the Galilean satellites. With the N-body models with simulated a static, low viscous circumplanetary disk, where the actions of the gaseous disk was modeled using analytical prescriptions for the type I migration, eccentricity and inclination damping. A detailed study of the disk parameters showed that the final number of satellites is strongly influenced by the initial distribution of the embryos and by the initial gas density profile. For flatter gas distributions the formation of massive satellites close to the region of the Galilean satellites. Furthermore, we show that the formation of satellites as massive as Ganymede and Callisto can be achieved only in hotter disks, where the ice line is initially located around  $30 R_J$ . In our hydrodynamic simulations we tested different boundary conditions, gas density distributions and temperature distribution for the circumplanetary disk. Our results indicate that Jupiter was still forming during the period of migration of the Galilean satellites, the satellites migrated in a type I regime for most part of their evolution and the probability of formation of massive satellites between the Galilean satellites is very low, in this case if more satellites were formed in the Jovian disk, the mass of these bodies should be smaller than what is observed for the Galilean satellites.

**KEYWORDS:** Numerical simulations. Formation of regular satellites. Migration. Galilean satellites.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 -	Ilustração Esfera de Hill. . . . .	27
Figura 2 -	Esquema de Formação de um Planeta Gigante Gasoso pelo Método de Acreção de Núcleo. . . . .	29
Figura 3 -	Ilustração do Equilíbrio Hidrostático. . . . .	30
Figura 4 -	Distribuição Radial de Massa e Densidade dos Satélites Galileanos . . . . .	45
Figura 5 -	Grade polar FARGO. . . . .	54
Figura 6 -	Ilustração de uma Malha Escalonada. . . . .	55
Figura 7 -	Densidade Superficial do Disco - Teste Migração Tipo II. . . . .	62
Figura 8 -	Semieixo Maior e Excentricidade - Modelo 4-sat-1 . . . . .	67
Figura 9 -	Comparação Semieixo Maior por Excentricidade - Modelo 4-sat-1 vs. Satélites Galileanos . . . . .	68
Figura 10 -	Excentricidade e Inclinação - Modelo 4-sat-2 . . . . .	69
Figura 11 -	Distribuição Inicial de Massa dos Sólidos - Modelo multi-sat-1 . . . . .	71
Figura 12 -	Semieixo maior e Excentricidade - Modelo multi-sat-1 . . . . .	71
Figura 13 -	Massa vs. Semieixo maior - Modelo multi-sat-1 . . . . .	73
Figura 14 -	Distribuição Inicial de Massa dos Sólidos - Modelo multi-sat-2 . . . . .	73
Figura 15 -	Semieixo maior - Modelo multi-sat-2 . . . . .	75
Figura 16 -	Massa vs. Semieixo maior - Modelo multi-sat-2 . . . . .	75
Figura 17 -	Distribuição Inicial de Massa dos Sólidos - Modelo multi-sat-3 . . . . .	76
Figura 18 -	Semieixo maior e Excentricidade - Modelo multi-sat-3 . . . . .	78
Figura 19 -	Massa vs. Semieixo maior - Modelo multi-sat-3 . . . . .	78
Figura 20 -	Semieixo maior - Modelos multi-sat-b-05 e multi-sat-b-1 . . . . .	80
Figura 21 -	Excentricidade - Modelos multi-sat-b-05 e multi-sat-b-1 . . . . .	81
Figura 22 -	Massa vs. Semieixo maior - Modelos multi-sat-b-05 e multi-sat-b-1 . . . . .	82
Figura 23 -	Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3 . . . . .	84
Figura 24 -	Massa dos Embriões multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3 . . . . .	85
Figura 25 -	Semieixo maior e Excentricidade - Modelo multi-sat-uni-1-h-01 . . . . .	87

Figura 26 - Massa vs. Semieixo maior - Modelo multi-sat-uni-1-h-01 . . .	88
Figura 27 - Perfil de Temperatura para Disco com h=0.05 e h=0.15 . . . . .	89
Figura 28 - Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015 e multi-sat-uni-3-h015 . . . . .	90
Figura 29 - Massa vs. Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015 e multi-sat-uni-3-h015 . . . . .	91
Figura 30 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo multi-sat-uni-4 . . .	93
Figura 31 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo multi-sat-uni-4-h015 . . . . .	94
Figura 32 - Comparação Massa vs. Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-4 e multi-sat-uni-1, e modelos multi-sat-uni-4-h015 e multi-sat-uni-1-h015 . . . . .	95
Figura 33 - Distribuição Inicial de Massa dos Sólidos - Modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015 . . . . .	96
Figura 34 - Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015 . . . . .	97
Figura 35 - Massa vs. Semieixo maior - Modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015 . . . . .	98
Figura 36 - Evolução do Disco de Satelitesimais - Modelo nbody-disc-wostar-1 . . . . .	104
Figura 37 - Evolução do Disco de Satelitesimais - Modelo nbody-disc-wstar-1 . . . . .	105
Figura 38 - Comparação para o Semieixo Maior, Excentricidade e Inclinação - Modelos 4-sat-2 e nbody-disc-wstar-2 . . . . .	106
Figura 39 - Distribuição Radial da Densidade Superficial do Disco - Modelos hydro-disc-wostar-1 e hydro-disc-wstar-1. . . . .	115
Figura 40 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-disc-wostar-1. . . . .	116
Figura 41 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-disc-wstar-1. . . . .	117
Figura 42 - Comparação Distribuição Radial da Densidade Superficial do Disco - Modelos hydro-disc-wostar-1 e hydro-disc-wostar-2. . . . .	119
Figura 43 - Comparação Distribuição Radial da Densidade Superficial do Disco - Modelos hydro-disc-wstar-2 e hydro-disc-wstar-1. . . . .	120
Figura 44 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-disc-wostar-2. . . . .	121
Figura 45 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-disc-wstar-2. . . . .	122
Figura 46 - Distribuição Radial da Densidade Superficial do Disco - Modelos hydro-disc-wstar-3 e hydro-disc-wstar-1. . . . .	124
Figura 47 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-disc-wstar-3. . . . .	125
Figura 48 - Comparação Migração Satélites - Modelos hydro-4-mass-sat-1 e 4-sat-1. . . . .	127
Figura 49 - Excentricidade - Modelo hydro-4-mass-sat-1 . . . . .	128

Figura 50 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-4-mass-sat-2.	130
Figura 51 - Comparação Migração Satélites - Modelos hydro-4-mass-sat-1 e hydro-4-mass-sat-1. . . . .	133
Figura 52 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-4-mass-sat-3.	134
Figura 53 - Comparação Migração Satélites - Modelos hydro-4-mass-sat-1, hydro-4-mass-sat-2 e hydro-4-mass-sat-3. . . . .	137
Figura 54 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-4-mass-sat-4.	138
Figura 55 - Densidade Superficial do Disco - Modelo hydro-4-mass-sat-5.	139
Figura 56 - Distribuição Radial da Densidade Superficial do Disco - Modelos hydro-4-sat-4 e hydro-4-sat-5. . . . .	140
Figura 57 - Comparação Migração Satélites - Modelos hydro-4-mass-sat-2 e hydro-4-mass-sat-4. . . . .	142
Figura 58 - Comparação Migração Satélites - Modelos hydro-4-mass-sat-3 e hydro-4-mass-sat-5. . . . .	143
Figura 59 - Distribuição Inicial de Massa dos Satélites - Modelo hydro-multi-mass-sat-1 . . . . .	145
Figura 60 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-1 . . . . .	146
Figura 61 - Distribuição Inicial de Massa dos Satélites - Modelo hydro-multi-mass-sat-2 . . . . .	147
Figura 62 - Semieixo maior - Modelo hydro-multi-mass-sat-2 . . . . .	148
Figura 63 - Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-2 . . . . .	149
Figura 64 - Distribuição Inicial de Massa dos Satélites - Modelo hydro-multi-mass-sat-3 . . . . .	149
Figura 65 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-3 . . . . .	150
Figura 66 - Distribuição Inicial de Massa dos Satélites - Modelo hydro-multi-mass-sat-4 . . . . .	151
Figura 67 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-4 . . . . .	152
Figura 68 - Distribuição Inicial de Massa dos Satélites - Modelos hydro-multi-mass-sat-5 e hydro-multi-mass-sat-6 . . . . .	154
Figura 69 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-5 . . . . .	155
Figura 70 - Semieixo maior e Excentricidade - Modelo hydro-multi-mass-sat-6 . . . . .	156

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Propriedades dos Satélites Galileanos . . . . .	42
Tabela 2 - Lista de Simulações - Modelos N-corpos Sem Efeitos do Sol . . . . .	65
Tabela 3 - Sumário dos Resultados - Modelos N-corpos . . . . .	101
Tabela 4 - Lista de Simulações - Modelos N-corpos Com Efeitos do Sol . . . . .	102
Tabela 5 - Lista de Simulações - Modelos Hidrodinâmicos 1 . . . . .	114
Tabela 6 - Lista de Simulações - Modelos Hidrodinâmicos 2 . . . . .	125
Tabela 7 - Lista de Simulações - Modelos Hidrodinâmicos 3 . . . . .	144

## SUMÁRIO

1	<b>INTRODUÇÃO</b>	18
1.1	OBJETIVOS	19
1.2	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	20
2	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	21
3	<b>CONCEITOS PRÉVIOS</b>	25
3.1	RAZÃO DE ASPECTO DE UM DISCO	25
3.2	DENSIDADE VOLUMÉTRICA E DENSIDADE SUPERFICIAL DE GÁS EM UM DISCO	26
3.3	ESFERA DE HILL	27
3.4	FORMAÇÃO PLANETÁRIA	28
3.4.1	<b>Modelo de Acreção do Núcleo</b>	28
3.4.1.1	Cenário de <i>Minimum Mass Solar Nebula</i>	31
3.4.2	<b>Modelo de Instabilidade Gravitacional</b>	32
3.5	MODELOS PARA A FORMAÇÃO DE SATÉLITES	33
3.5.1	<b>Modelo de <i>Minimum Mass SubNebula</i> (MMSN)</b>	33
3.5.2	<b>Modelo de <i>Gas-Starved Disk</i> (GSD)</b>	34
3.5.3	<b>Modelo de Formação Piramidal</b>	35
3.6	MIGRAÇÃO PLANETÁRIA	36
3.6.1	<b>Migração do tipo I</b>	36
3.6.2	<b>Migração do tipo II</b>	37
3.6.3	<b>Migração do tipo III</b>	38
3.7	CONDIÇÕES DE CONTORNO	39
3.7.1	<b>Condições de Contorno Rígidas</b>	39
3.7.2	<b>Condições de Contorno Abertas</b>	39
3.7.3	<b>Condições de Contorno Não Reflexivas</b>	39
4	<b>SATÉLITES GALILEANOS</b>	41
4.1	DISTRIBUIÇÃO RADIAL DOS SATÉLITES GALILEANOS	42
4.2	RESSONÂNCIA LAPLACIANA	43
4.3	MASSA DOS SATÉLITES GALILEANOS	44
4.4	COMPOSIÇÃO DOS SATÉLITES GALILEANOS	45
4.5	DIFERENCIAÇÃO DO INTERIOR DOS SATÉLITES GALILEANOS	46

5	<b>INTEGRADORES NUMÉRICOS: MERCURY E FARGO</b>	49
5.1	MERCURY	49
5.1.1	Modelagem do Problema	49
5.1.2	<b>Integradores do MERCURY</b>	50
5.2	FARGO	52
5.2.1	<b>Descrição do Integrador</b>	52
5.2.2	<b>Modelagem do Disco Protoplanetário</b>	53
6	<b>MODELOS N-CORPOS PARA FORMAÇÃO DE SATÉLITES</b>	56
6.1	SISTEMA	56
6.1.1	<b>Densidade do Gás</b>	57
6.1.2	<b>Equações de Movimento</b>	58
6.1.3	<b>Efeitos do Gás</b>	58
6.1.4	<b>Migração Tipo II em Nossas Simulações</b>	61
6.2	MODELOS E RESULTADOS	63
6.2.1	<b>Modelos com Apenas Quatro Satélites (Modelos 4-sat-1 e 4-sat-2)</b>	66
6.2.2	<b>Modelos Variando a Distribuição de Embriões (Modelos multi-sat-1, multi-sat-2 e multi-sat-3)</b>	68
6.2.2.1	Modelo multi-sat-1	70
6.2.2.2	Modelo multi-sat-2	72
6.2.2.3	Modelo multi-sat-3	74
6.2.3	<b>Modelos Variando o Perfil de Densidade de Gás no Disco (Modelos multi-sat-1-b05, multi-sat-1-b1, multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3)</b>	79
6.2.4	<b>Modelos Variando a Razão de Aspecto e a Temperatura do Disco (Modelos multi-sat-uni-1-h010, multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015, multi-sat-uni-3-h015)</b>	83
6.2.5	<b>Modelos Variando a Razão entre as Massa de Sólidos e de Gás no Disco (Modelos multi-sat-uni-4 e multi-sat-uni-4-h015)</b>	92
6.2.6	<b>Modelos Variando o Perfil de Distribuição dos Embriões (Modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015)</b>	95
6.2.7	<b>Sistemas de super Terras próximos vs Sistemas de múltiplos satélites</b>	99
6.2.8	<b>Sumário dos Resultados</b>	100
6.3	EFEITOS DO SOL EM UM DISCO DE PARTÍCULAS EM UM DISCO JOVIANO MASSIVO	102
6.3.1	<b>Modelagem do Problema</b>	102
6.3.2	<b>Efeitos do Sol em um Disco de Satelitesimais em torno de Júpiter (Modelos nbody-disc-wstar-1 e nbody-disc-wostar-1)</b>	102
6.3.3	<b>Efeitos do Sol em um Satélites Massivos em torno de Júpiter (Modelos nbody-disc-wstar-2)</b>	103
6.4	CONSIDERAÇÕES FINAIS	103



7	<b>MODELOS HIDRODINÂMICOS PARA FORMAÇÃO DE SATÉLITES</b> . . . . .	110
7.1	SISTEMA E DISCO CIRCUMPLANETÁRIO . . . . .	110
7.2	EFEITOS DO SOL EM UM DISCO DE GÁS AO REDOR DE JÚPITER . . . . .	113
7.2.1	<b>Comparação Modelos hydro-disc-wostar-1 e hydro-disc-wostar-1</b> . . . . .	114
7.2.2	<b>Comparação Modelos com Condições de Contorno Abertas e Rígidas</b> . . . . .	116
7.2.3	<b>Comparação Modelos hydro-disc-wostar-1 e hydro-disc-wostar-3</b> . . . . .	118
7.3	EVOLUÇÃO DE 4 SATÉLITES MASSIVOS . . . . .	123
7.3.1	<b>Modelo com Condições de Contorno Abertas e sem os Efeitos do Sol</b> . . . . .	126
7.3.2	<b>Modelos com Diferentes Condições de Contorno para o Disco</b> . . . . .	129
7.3.3	<b>Modelos com Diferentes Alturas para o Disco</b> . . . . .	132
7.3.4	<b>Modelo com Distribuição Uniforme da Densidade do Gás</b> . . . . .	136
7.4	EVOLUÇÃO DE SATÉLITES MASSIVOS ENTRE OS SATÉLITES GALILEANOS . . . . .	141
7.4.1	<b>Modelos com todos os Satélites Galileanos</b> . . . . .	144
7.4.2	<b>Modelos Apenas com Ganímedes e/ou Calisto</b> . . . . .	151
7.5	CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .	157
8	<b>TRABALHOS FUTUROS</b> . . . . .	161
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	162

## 1 INTRODUÇÃO

Atualmente satélites planetários são encontrados apenas no nosso Sistema Solar, devido ao tamanho desses corpos, a detecção desses corpos em sistemas extrassolares ainda não foi possível, mas há a expectativa de que com novas técnicas e equipamentos esses corpos sejam a ser encontrados em algum momento. Com isso, a grande maioria dos estudos envolvendo satélites dedica-se a explicar a formação ou captura dos satélites presentes no nosso Sistema Solar. Os satélites planetários podem ser divididos em duas categorias, os satélites regulares e os satélites irregulares, para cada um desses grupos o objeto de estudo costuma ser diferente.

As pesquisas sobre satélites irregulares dedica-se em sua maioria a estudar a origem desses corpos, sua composição, sua estabilidade e os mecanismos que levaram a sua captura, sendo esse último tópico o mais explorado (ČUK; BURNS, 2004; JEWITT; HAGHIGHIPOUR, 2007; NESVORNÝ; VOKROUHLICKÝ; MORBIDELLI, 2007; GASPAR; WINTER; VIEIRA NETO, 2011, 2013). Já os autores que preferem trabalhar com os satélites regulares, em sua maioria, estão preocupados em descrever um cenário favorável para a formação desses corpos, dentre todas as possibilidades destacam-se os modelos que descrevem a formação de satélites acontecendo em um disco circumplanetário, modelos *Minimum Mass SubNebula* (LUNINE; STEVENSON, 1982; MOSQUEIRA; ESTRADA, 2003A,B; ESTRADA et al., 2009) e *Gas-Starved Disk* (CANUP; WARD, 2002, 2006, 2009), e em um anel ancestral ao redor do planeta, modelo piramidal (CRIDA; CHARNOZ, 2012).

Os satélites regulares dos planetas gigantes costumam chamar muita atenção pelo seu tamanho e distribuição, dentre eles destaca-se a família de satélites galileanos ao redor de Júpiter. Essa família de satélites foi a primeira a ser descoberta pelo ser humano (após a Lua obviamente) ainda no século XVII por Galileo Galilei e deste então tem sido objeto de estudo por suas características peculiares. A família de satélites galileanos é formada por Io, Europa, Ganímedes e Calisto, ordenando do mais próximo para o mais afastado em relação à Júpiter, esses satélites estão em órbitas praticamente circulares e coplanares, o que indica que eles devem ter se formado em um disco circumplanetário ao redor do planeta. Porém, como os quatro satélites tem composições diferentes, acredita-se que eles se formaram em partes diferentes do disco e que o próprio disco circumplanetário apresentava uma distribuição de temperatura tal que satélites rochosos pudessem se formar na parte interna do disco enquanto que satélites contendo camadas de gelo se formariam na parte externa do disco. Ainda, os três satélites galileanos mais internos, Io, Europa

e Ganimedes, apresentam uma relação de comensurabilidade de movimentos médios conhecida como ressonância laplaciana, fato que faz dessa família de satélites ainda mais única e, conseqüentemente, mais difícil de se estudar.

A maneira mais comum de se estudar a formação de satélites regulares, em geral, é através de simulações numéricas. Aqui dois tipos de métodos numéricos são comumente utilizados, as simulações de N-corpos e as simulações hidrodinâmicas, cada uma com um papel e um objeto de estudo diferente. As simulações de N-corpos tem como objetivo analisar a formação de satélites desde sua fase embrionária até o momento onde ele se torna massivo, devido a acreção de corpos menores. Esse tipo de simulação pode ser utilizada pra investigar a migração dos satélites desde que o recurso numérico seja capaz de simular os efeitos de um disco de gás. Simulações hidrodinâmicas, por sua vez, são muito úteis para se estudar as condições do disco de gás no qual os satélites estão imersos, a partir dessa análise é possível estudar as condições para o perfil de temperatura do disco, o perfil de densidade superficial do gás, os efeitos dos satélites no disco gasoso, os torques sofridos pelos satélites devido a interação com o disco, o tipo de migração que os satélites realizam entre outros aspectos que podem ser analisados devido a presença do disco de gás e sua evolução. No entanto, simulações hidrodinâmicas não costumam ser úteis, devido ao alto custo computacional, quando se deseja ter acreção de material que não seja gás<sup>1</sup>.

## 1.1 OBJETIVOS

Este trabalho foi desenvolvido com o intuito de se estudar a formação dos satélites galileanos e as características do disco circumplanetário no qual esse satélites se formaram. Para isso utilizamos simulações de N-corpos, onde satélitesimais (corpos pouco massivos que serão acretados) e embriões são expostos aos efeitos de um disco gasoso, e hidrodinâmicas, onde são simulados apenas satélites e o disco de gás.

Como recurso numérico para as simulações de N-corpos, optamos pelo pacote MERCURY (CHAMBERS, 1999) devido a familiaridade do autor com o programa, o código original foi alterado para que ao invés de uma estrela o corpo central fosse um planeta e ainda foi adicionado uma rotina que leva em conta os efeitos de um disco de gás sobre o sistema. Nessa parte do trabalho foram exploradas algumas características do disco como, a distribuição superficial de gás, a altura do disco, sua temperatura, a distribuição radial de embriões, a massa dos embriões e a massa dos satélitesimais, tudo com o propósito de encontrar condições iniciais propícias para a formação dos satélites galileanos.

Na parte hidrodinâmica do trabalho, o integrador escolhida foi o FARGO 2D (MASSET, 2000) pelo mesmo motivo que o MERCURY, a configuração original do FARGO 2D também foi alterada de modo que o corpo no centro do sistema fosse um planeta e

---

<sup>1</sup>Durante a fase de preparação dos resultados o autor tomou conhecimento de um integrador numérico hidrodinâmico que simula simultaneamente ao disco de gás um disco de *pebbles* (CHRENKO; BROŽ; LAMBRECHTS, 2017) que poderia ser utilizado para o estudo de acreção dos satélites, no entanto não houve tempo hábil para se fazer testes com esse recurso.

não uma estrela. Diferentemente das simulações de N-corpos, na maioria das simulações hidrodinâmicas os efeitos do Sol foram levados em conta, porém ao invés de se integrar o Sol ao redor de Júpiter, preferimos adicionar alguns termos no potencial gravitacional padrão do código, de forma a fazer uma aproximação do que seriam os efeitos do Sol sobre o sistema.

## 1.2 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

O presente trabalho está organizado na seguinte sequência de capítulos.

Começaremos com capítulos introdutórios apresentando o problema a ser abordado nesse trabalho e as ferramentas utilizadas. No capítulo 2 fazemos um apanhado dos trabalhos envolvendo formação dos satélites galileanos, destacando a contribuição de cada trabalho para a construção de uma teoria sólida sobre a formação e migração dessa família de satélites. No capítulo 3 definimos e apresentamos certos termos, regiões, modelos e condições as quais citaremos durante o trabalho com alguma frequência. No capítulo 4 realizamos uma revisão geral sobre as características que destacam os satélites galileanos dos demais sistemas de satélites regulares, comentamos sobre a distribuição radial desses corpos, as correntes de ressonância presentes nesse sistema, a distribuição de massa, a composição e o interior desses corpos. No capítulo 5 apresentamos os recursos numéricos que foram empregados nesse trabalho, os pacotes MERCURY e FARGO 2D, destacando a maneira com que cada pacote trata o problema de formação de corpos celestes.

Os capítulos 6 e 7 são dedicados unicamente a apresentar os modelos utilizados nesse trabalho e seus respectivos resultados. No capítulo 6 descrevemos os resultados apresentados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018), mostrando nossos modelos de N-corpos onde explicitamos as prescrições utilizadas para modelar a migração e o amortecimento da excentricidade e inclinação dos corpos simulados, comparamos os efeitos de se variar a distribuição e a massa dos embriões, bem como alguns parâmetros do disco gasoso, como distribuição do gás, temperatura e altura do disco. No capítulo 7 apresentamos a parte hidrodinâmica do trabalho, onde é mostrado as adaptações feitas no FARGO 2D e os resultados a respeito do comportamento do disco gasoso quando os efeitos da estrela são adicionados, a migração de satélites massivos e a estabilidade e probabilidade de formação de satélites massivos entre os satélites galileanos.

Por fim, no capítulo 8 apresentamos nossos projetos futuros.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Acredita-se que os satélites galileanos se formaram em um disco circumplanetário ao redor de Júpiter durante a fase final de acreção de gás do planeta. Há diversas teorias que discutem se esse disco circumplanetário era estático (não havia entrada de material vindo do disco protoplanetário) ou estava em evolução (com entrada de material, sólido e gás, vindo do disco protoplanetário), mas em todas as vertentes há um consenso de que esse disco era composto de sólidos e gás e que os satélites se tornaram massivos através de acreção da parte sólida do disco e migraram devido ao arrasto produzido pelo disco composto de gás. Dessa forma, é necessário que as técnicas numéricas aplicadas no estudo da formação dos satélites galileanos levem em conta os efeitos do disco gasoso. Em simulações de N-corpos é necessário adicionar os efeitos do disco gasoso a mão, uma vez que esse método lida apenas com a interação gravitacional dos corpos.

Simulações hidrodinâmicas são dedicadas à simular o próprio gás junto com os corpos e se utilizam de equações de movimento que descrevem a evolução do disco gasoso. Já em simulações de N-corpos, as mais comuns para o estudo de formação de satélites, deve-se incluir o arrasto gasoso como uma força extra às equações de movimento, uma vez que por padrão integradores de N-corpos levam em conta apenas a interação gravitacional mútua dos corpos e a atração gravitacional do corpo central. Nesse caso não há lei específica que defina o perfil de densidade para o disco de gás, apesar de haver certas condições referentes ao modo que o disco circumplanetário é entendido. Por exemplo, em um disco que recebe material do disco protoplanetário, é necessário adicionar um fator que leve em conta o fluxo de material, nesse caso gás, entrando no disco, como foi feito em Canup; Ward (2002), Canup; Ward (2009), Sasaki; Stewart; Ida (2010) e Ogihara; Ida (2012), para citar apenas alguns trabalhos. Em um disco estático, o termo de entrada de gás não é necessário, porém o perfil de densidade deve ser tal que a temperatura do disco seja condizente com a composição dos satélites galileanos, como exemplo podemos citar os perfis de densidade propostos por Mosqueira; Estrada (2003a), que divide o disco circumplanetário em três regiões onde para cada região é utilizado uma lei de potência diferente, e por Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) que utiliza uma única lei de potência para todo o disco circumplanetário, em alusão aos modelos tradicionais de formação planetária, mas considera arrastos diferentes dependendo do tamanho do corpo que sente os efeitos do disco gasoso.

A formulação para o arrasto gasoso proposta por Adachi; Hayashi; Nakazawa (1976) é, apesar de um pouco antiga, uma das melhores aproximações para se levar em conta

efeitos de um disco de gás em corpos, porém essa formulação só é válida para corpos pequenos, de forma que ela é aplicada em estudos sobre a captura de satélites irregulares dos planetas gigantes (ČUK; BURNS, 2004; VIEIRA NETO; WINTER, 2009) e outros objetos pequenos no nosso Sistema Solar (BRASSER; DUNCAN; LEVISON, 2007). Por sua aplicabilidade em corpos menores, tal formulação pode ser utilizada para planetesimais (IZIDORO; MORBIDELLI; RAYMOND, 2014) em estudos de formação planetária e satelitesimais (MORAES; KLEY; VIEIRA NETO, 2018) em estudos envolvendo a formação de satélites massivos.

Uma vez que o arrasto gasoso proposto por Adachi; Hayashi; Nakazawa (1976) não é recomendado para corpos maiores, uma vez que esse arrasto modela os efeitos das colisões das partículas do gás com os corpos simulados, como planetas e satélites regulares. Deve-se encontrar algum outro tipo de formulação para dar conta desses corpos, como dito acima há diversos métodos para se fazer isso, porém um que vem se destacando é o proposto por Papaloizou; Larwood (2000), Tanaka; Ward (2004) e Cresswell; Nelson (2008), que consiste em prescrever escalas de tempo para a migração e amortecimento da excentricidade e inclinação dos corpos através de aproximações numéricas de resultados obtidos a partir de simulações numéricas hidrodinâmicas tridimensionais. Por essas escalas de tempo terem sido derivadas de simulações hidrodinâmicas elas carregam um alto grau de precisão para modelar a migração de corpos massivos devido à integração com o gás.

No caso das simulações hidrodinâmicas, elas vem sendo extensivamente utilizadas em estudos sobre formação planetária, especialmente no caso de planetas gigantes que contêm gás em sua composição. Os primeiros trabalhos relevantes a aparecerem nessa linha são os estudos realizados por Kley (1999) e Lubow; Seibert; Artymowicz (1999), apesar de serem estudos contemporâneos em Lubow; Seibert; Artymowicz (1999) os autores utilizam as condições iniciais dadas em Kley (1999) para suas simulações. Ambos os trabalhos tem como objetivo estudar a fase de acreção de gás de um planeta gigante com as características de Júpiter e encontram que mesmo após o planeta abrir uma falha no disco, devido a diferença entre os torques exercidos pelo planeta e pelo disco, material continua sendo transportado para o planeta por meio de braços espirais que conectam o disco circumplanetário, ao redor do planeta, ao disco protoplanetário, no qual o planeta está imerso. Vale ressaltar que esses resultados dizem respeito à entrada de gás no disco circumplanetário e não material sólido, que deve ser escasso no disco circumplanetário nesse ponto da formação dos planetas (MOSQUEIRA; ESTRADA, 2003A).

Mesmo que seja difícil estabelecer um disco ideal para a formação dos satélites galileanos, diversos trabalhos vem nos dando informações importantes sobre as características desse disco, quando compiladas essas informações podem servir para criar um disco cada vez mais realista. A partir de simulações hidrodinâmicas adicionando equações para a evolução da energia e para o transporte radioativo, em Szulágyi et al. (2016) os autores estudaram diversos perfis de temperatura para o disco circumplanetário ao redor de Júpi-

ter e encontraram que as características do disco, como temperatura, massa e direção de rotação, são determinadas pela temperatura do gás nas proximidades do planeta ao invés da massa do planeta, ainda os autores argumentam que, para um planeta formar um disco circumplanetário, não é necessário que uma falha seja aberta no disco protoplanetário, uma vez que planetas com massas inferiores à uma massa de Júpiter podem formar envelopes circumplanetários se a temperatura do gás próximo do planeta for bem alta. Esses resultados apontam para um disco circumplanetário muito quente próximo do planeta, mas que esfria de maneira radial a ponto de comportar satélites que retém camadas de gelo. Em Lunine; Stevenson (1982), os autores sugerem que a linha do gelo, local a partir do qual há uma condensação de material volátil, deveria estar localizada em torno de 30 raios de Júpiter, tal que Ganímedes e Calisto teriam se formado além dessa distância e migrado em direção ao corpo central ao mesmo tempo que a linha do gelo também teria se movido na mesma direção ao passo que o disco se tornava mais frio, dessa forma esses satélites não passariam por um processo de derretimento de seu material congelado. Em Miguel; Ida (2016) e Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) os autores utilizam essa mesma prescrição e conseguem reproduzir a formação e migração de satélites massivos. Mesmo sendo importante, a temperatura do disco não é o único parâmetro a ser estudado em um disco joviano, a questão das turbulências no disco também são importantes, uma vez que em sistemas planetários ela é fundamental para o tipo de migração dos embriões dos planetas. Assim, utilizando simulações magneto-hidrodinâmicas Turner; Lee; Sano (2014), Fujii et al. (2014) e Fujii et al. (2017) mostraram que o disco circumplanetário no qual os satélites galileanos se formaram não possui regiões de instabilidade magneto-rotacional, o que indica um disco pouco turbulento, tal que o parâmetro de viscosidade  $\alpha$  descrito por Shakura; Sunyaev (1973) deve ser baixo, menor que  $10^{-3}$ .

A configuração ressonante dos satélites galileanos também é um ponto que deve ser atendido em modelos que desejam reproduzir sua formação, porém a partir apenas da evolução orbital dos satélites essa configuração é muito difícil de se reproduzir, dessa forma foram desenvolvidos alguns métodos que aumentam significativamente a probabilidade da captura de corpos em ressonâncias de primeira ordem. A primeira técnica é a inserção uma cavidade interna no disco. Como estudado por Takata; Stevenson (1996) a interação do campo magnético do planeta com o disco circumplanetário faz com que o disco seja truncado no raio de corotação do planeta (aproximadamente 2.25 raios de Júpiter), assim Sasaki; Stewart; Ida (2010) propuseram que dentro do raio de corotação de Júpiter os efeitos do gás sobre os satélites fossem mínimos e que a evolução desses corpos dependesse exclusivamente da interação gravitacional com o planeta. Ao adicionar essa cavidade interna no disco, Sasaki; Stewart; Ida (2010) constataram o aumento na formação de correntes de ressonância de primeira ordem, especialmente 2:1 e 3:2, na borda externa da cavidade. Miguel; Ida (2016) e Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) também utilizaram a mesma cavidade interna e corroboraram os resultados de Sasaki; Stewart; Ida (2010), ainda em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) os autores encontraram que ao adici-

onar essa cavidade no disco, se os satélites migram com uma taxa comparável é possível que vários satélites se empilhem em diversas correntes de ressonância próximos da cavidade, o que é um comportamento semelhante ao encontrado no estudo de super Terras (IZIDORO et al., 2017). O segundo método para aumentar a probabilidade de se ter a formação de correntes de ressonância é conhecido como “armadilha de excentricidade” e foi proposto por Ogihara; Duncan; Ida (2010), esse mecanismo físico serve para interromper a migração tipo I dos satélites próximo à borda interna do disco. Esse mecanismo surge quando um corpo em órbita elíptica atinge a borda interna do disco, nesse momento o corpo sofre um torque positivo do disco gasoso que compensa o torque negativo que faz com que ele migre, dessa forma, assim como acontece no caso da implementação da cavidade interna no disco, os satélites tendem a se empilhar em correntes de ressonância. Esse mecanismo também foi utilizado por Ogihara; Ida (2012) com relativo sucesso.

Por fim, para definir um disco circumplanetário condizente com os satélites galileanos deve-se encontrar uma distribuição de sólidos e gás que seja capaz de reproduzir tanto a acreção quando a migração dos embriões. Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) mostraram que uma distribuição superficial de gás radialmente uniforme tende a produzir uma melhor migração dos satélites, uma vez que os satélites mais afastados do centro do sistema migrariam mais rápido nesse tipo de configuração e seriam bons candidatos à satélites galileanos. No mesmo trabalho, os autores encontraram que os embriões inicialmente mais próximos do planeta tendem a colidir com o corpo central assim que se tornam massivos dependendo de seu perfil de migração, nesses casos nem mesmo a cavidade interna é capaz de prevenir esses corpos de serem perdidos, dessa forma os embriões localizados em regiões mais externas do disco seriam candidatos melhores a se tornarem satélites. A questão da formação de novas gerações de satélites foi estudada por Miguel; Ida (2016), nesse trabalho os autores mostram que é improvável que novas gerações de satélites se formem após a colisão de um satélite com o corpo central, para esse experimento os autores adicionavam um novo embrião na parte externa do disco toda vez que um embrião colidia com o com o planeta, esse novo embrião era inicialmente 100 vezes menor do que embrião antigo. A partir de seus resultados os autores concluem que não haveria material suficiente no disco (gás e sólidos) para que o novo embrião se tornasse massivo e/ou pudesse migrar para regiões mais internas no disco.

Mesmo com todos os estudos e resultados mencionados acima, o problema da formação dos satélites galileanos está longe de estar fechado. Nesse trabalho pretendemos adicionar mais peças à esse quebra cabeça, detalhando os modelos e resultados apresentados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) e trazendo novas simulações hidrodinâmicas com satélites imersos no disco de gás.



### 3 CONCEITOS PRÉVIOS

Neste capítulo vamos definir e explicar certos termos e expressões chaves que serão utilizadas nesse trabalho. Nosso objetivo através dessas definições, é familiarizar o leitor com os termos utilizados na área, evitando dúvidas que poderiam prejudicar o bom entendimento do trabalho.

#### 3.1 RAZÃO DE ASPECTO DE UM DISCO

Como o próprio nome diz a razão de aspecto em um disco é a razão entre duas dimensões desse disco. Aqui, definiremos a razão de aspecto como,

$$h = H/r, \quad (1)$$

onde  $H$  é a altura relativa do disco e  $r$  o seu comprimento. Veja que se tomarmos a razão de aspecto como constante, a altura do disco dependerá apenas do seu comprimento, tal que próximo do corpo central o disco será mais baixo enquanto que na parte externa do disco ele será mais alto. Também é possível exprimir a razão de aspecto em termos da velocidade do som no disco, assim,

$$h = c_s(r)/\Omega_k, \quad (2)$$

onde  $c_s(r)$  é a velocidade do som no disco e  $\Omega_k$  é a frequência orbital kepleriana. Nesse caso, escolher a razão de aspecto como constante implica em tomar a velocidade do som como constante por toda a extensão do disco.

Além de alterar toda a estrutura do disco, a razão de aspecto também é importante na determinação da temperatura do disco. Em um disco localmente isotermo o perfil de temperatura é dado por,

$$T = T_0 \left( \frac{r}{R} \right)^{-1}, \quad (3)$$

onde  $T_0$  é a temperatura em  $R$ , contudo  $T_0$  é escrito como

$$T_0 = \frac{h^2 G M_c \mu}{\mathcal{R}}, \quad (4)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional,  $M_p$  é a massa do corpo central,  $\mu$  é o massa molecular

média e  $\mathcal{R}$  é a constante dos gases. Note que  $T_0$  depende de  $h$ , tal que se a razão de aspecto fosse uma função de  $r$ , ou seja  $h \rightarrow h(r)$ , o perfil de temperatura não seria  $T \propto r^{-1}$ . Com isso, é possível modificar o perfil de temperatura apenas trocando o valor de  $h$ .

A dependência da temperatura em relação à razão de aspecto será explorada em mais detalhes no capítulo 6.

### 3.2 DENSIDADE VOLUMÉTRICA E DENSIDADE SUPERFICIAL DE GÁS EM UM DISCO

Em nossas simulações utilizaremos um disco de gás para medir os efeitos desse disco nos corpos nele imersos. Para isso levaremos em conta dois tipos de densidades, a densidade volumétrica e a densidade superficial do gás.

A densidade volumétrica é dada como uma razão entre a massa total ( $M$ ) e o volume ( $V$ ) do disco, assim,

$$\rho = \frac{M}{V}, \quad (5)$$

de forma que a densidade volumétrica mede a quantidade de material distribuída em um dado volume. A densidade superficial por sua vez, calcula a distribuição de massa em uma determinada área, assim, pode-se escrever a densidade superficial como um quociente da massa total ( $M$ ) e a área ( $A$ ) do da superfície do disco,

$$\Sigma = \frac{M}{A}. \quad (6)$$

Em nosso trabalho assumiremos uma dependência entre a densidade volumétrica e a densidade superficial de gás, tal que,

$$\rho_{gas}(r, z) = \frac{\Sigma_{gas}(r, t)}{\sqrt{\pi}H} \exp\left(\frac{-z^2}{H^2}\right) \quad (7)$$

e

$$\Sigma_{gas}(r) = \Sigma_{gas,0} \left(\frac{r}{R}\right)^{-\beta} \quad (8)$$

onde  $\Sigma_{gas,0}$  é a densidade em  $R$ . Em nosso trabalho optamos por usar as expressões 7 e 8 para modelar as densidades volumétrica e superficial, respectivamente, por serem expressões utilizadas frequentemente em estudos sobre formação planetária, porém outros modelos podem ser utilizados. Bem como pode-se inserir dissipações na nébula gasosa de forma que  $\Sigma_{gas}(r)$  passe a depender do tempo.

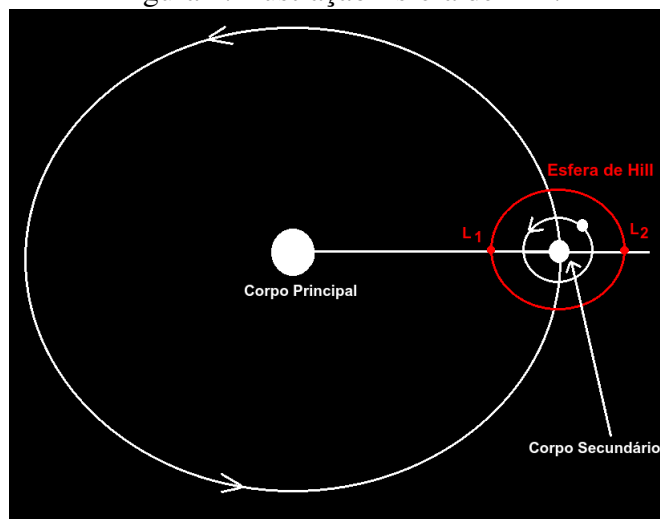
Discussões mais amplas sobre as expressões acima, bem como a forma de se levar em conta a dissipação são feitas no capítulo 6.

### 3.3 ESFERA DE HILL

A esfera de Hill, também conhecida como esfera de Roche, é uma região do espaço no qual a influência gravitacional de um corpo sobre corpos ao seu redor é maior do que as perturbações gravitacionais vindas de um terceiro corpo. Como exemplo, tomemos um sistema composto por uma estrela (corpo principal), um planeta (corpo secundário) e um satélite, tal que o satélite orbite o planeta enquanto o planeta, por sua vez orbita a estrela. Dizemos então que a esfera de Hill do planeta é a região do espaço no qual seus efeitos gravitacionais sobre os satélites suprimem as perturbações causadas pela estrela.

A influência da esfera de Hill vem de três forças basicamente: força gravitacional do corpo principal, força gravitacional do corpo secundário e a força centrípeta, cuja referência é o corpo principal e a frequência angular do corpo secundário. À esfera de Hill do planeta se estende do ponto de Lagrange  $L_1$  até o ponto  $L_2$  e é o local onde os efeitos da soma das três forças enunciadas anteriormente resultam na atração de material para o corpo secundário, por exemplo, é a esfera de Hill que faz com que um satélite do corpo secundário permaneça orbitando esse corpo sem ser atraído em direção à estrela. Na figura (1) ilustramos um sistema com três corpos (estrela, planeta e satélite), e mostramos a região no plano da esfera de Hill do corpo secundário (círculo vermelho).

Figura 1: Ilustração Esfera de Hill.



Fonte: Produção do próprio autor.

Uma medida importante quando tratamos de esfera de Hill é o raio de Hill, que como o próprio nome diz é o raio da esfera de influência gravitacional, dado por,

$$r_H = a(1 - e) \left( \frac{m}{M} \right)^{1/3} \quad (9)$$

onde  $a$ ,  $e$  e  $m$  são o semieixo maior, excentricidade e massa do corpo secundário e  $M$  é a massa do corpo principal. No caso do corpo secundário ter uma órbita quase circular (o

que é uma consideração bem comum quando o corpo secundário é um planeta do nosso Sistema Solar) a equação 9 pode ser aproximada por,

$$r_H \approx a \left( \frac{m}{M} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

### 3.4 FORMAÇÃO PLANETÁRIA

As teorias mais aceitas atualmente mais aceitas sobre formação planetária, sejam a formação de planetas terrestres ou e planetas gasosos gasosos, concordam que tal formação ocorreu em um disco protoplanetário composto por uma mistura de gás e material condensado. Esse material teria sobrado da nébula solar que deu origem à uma ou mais estrelas. Ainda que o tempo de vida de um disco protoplanetário possa variar muito, dependendo do sistema, observações mostram que o disco de poeira no disco protoplanetário tende a se dissipar entre 1 e 10 milhões de anos (HAISCH; LADA; LADA, 2001; MAMAJEK, 2009), o que significa que a formação núcleo dos planetas gigantes deve ocorrer também com esse intervalo de tempo. Nesses termos surgiram vários modelos que tentam explicar a formação dos planetas gasosos, dos quais se destacam o modelo de acreção do núcleo (MIZUNO, 1980; POLLACK et al., 1996) e o modelo de instabilidade gravitacional (BOSS, 1997).

A seguir discutiremos esses dois modelos.

#### 3.4.1 Modelo de Acreção do Núcleo

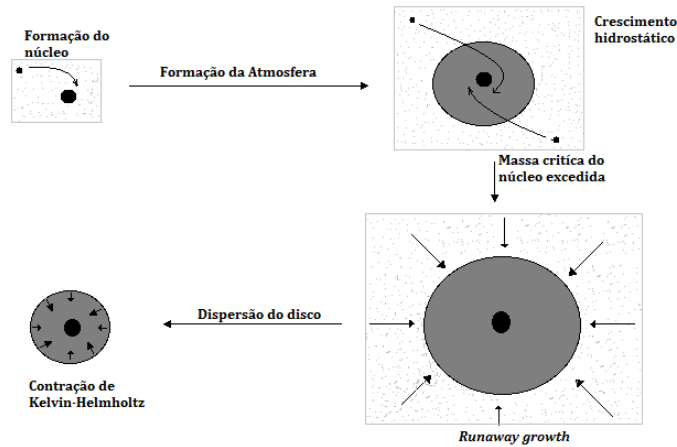
O modelo de acreção de núcleo é um modelo abrangente, uma vez que se propõe a explicar tanto a formação dos planetas terrestres quanto a dos planetas gasosos do nosso Sistema Solar (MIZUNO, 1980; POLLACK et al., 1996).

Esse modelo prevê que partículas de material condensado presentes no disco protoplanetário colidam entre si em colisões acretivas formando um núcleo sólido com massa superior a massa da Terra, e ao exceder uma determinada massa crítica, o protoplaneta passaria a acretar gás até o disco entrar em colapso e dissipar toda o material não acretado nesse processo, desse material dissipado é que se formariam os satélites regulares.

Pode-se dividir o modelo de acreção do núcleo em quatro estágios: a formação do núcleo sólido; o crescimento hidrostático; o estágio de *runaway growth* e a fase de término da acreção. Essas fases são mostradas esquematicamente na figura 2 e serão explicadas detalhadamente a seguir.

No primeiro estágio o núcleo protoplanetário sólido cresce via uma sucessão de colisões de dois corpos até tornar-se massivo o suficiente para reter uma atmosfera ou camada gasosa significativa (ARMITAGE, 2010). Como dito anteriormente, os planetesimais presentes na zona de alimentação do disco são compostos por material condensado que restou da nébula solar, em sua maioria rocha e gelo. Para que o núcleo do protoplaneta se forme nesse estágio é necessário que as colisões entre os planetesimais sejam acretivas, dessa

Figura 2: Esquema de formação de um planeta gigante gasoso pelo método de acreção de núcleo.



Fonte: Moraes (2014).

forma, entende-se que ao se colidirem os planetesimais devem ter velocidades baixas. Essa condição extra sobre a velocidade dos planetesimais no momento da colisão não chega a ser um problema para o modelo, uma vez que o arrasto gerado pela porção gasosa do disco tende a desacelerar os corpos nele imerso, gerando regiões ótimas para a colisão de planetesimais, onde a velocidade relativa seria baixa o suficiente para gerar colisões totalmente inelásticas (MORAES, 2014).

Esse primeiro estágio é considerado rápido, cerca de 0.5 milhões de anos depois da formação da estrela, e é nessa fase em que os planetas terrestres se formam. Seguindo a teoria clássica de Safronov (1969) podemos escrever a taxa de acreção dos planetesimais como

$$\dot{M}_{nucleo} = \pi R^2 \sigma_{nucleo} \Omega F_g \quad (11)$$

onde  $R$  é o raio do corpo acretado,  $\sigma_{nucleo}$  é a densidade superficial do planetesimal na nébula solar,  $\Omega$  é a frequência orbital e  $F_g$  é o fator de aprimoramento gravitacional. Este fator está relacionado com as velocidades de dispersão e de escape da superfície do corpo que acreta e pode ser escrito como

$$F_g = \frac{v_d^2 + v_e^2}{v_d^2} \quad (12)$$

onde  $v_d$  e  $v_e$  são as velocidades de dispersão e de escape da superfície do corpo, respectivamente. Da relação (12) podemos claramente notar que se  $v_e \gg v_d$  o planeta crescerá mais rápido, visto que a taxa de acréscimo (11) aumentará. Esse cenário ocorre no caso de um planeta crescendo em um disco de planetesimais onde a temperatura do disco é relativamente baixa (ARMITAGE, 2010), que é o caso dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar, principalmente para os dois mais externos, Urano e Netuno. Por vezes, a taxa de acreção mostrada na equação 11 aparece escrita apenas como sendo proporcional

à frequência angular  $\Omega$ , que pela terceira lei de Kepler pode ser escrita como,

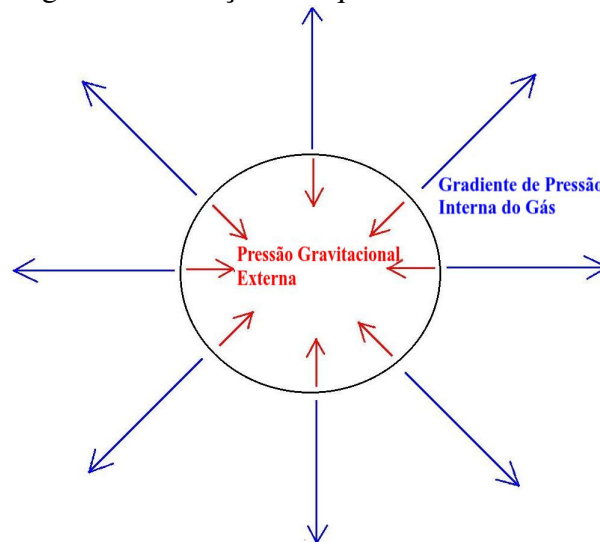
$$\Omega \propto a^{-3/2} \quad (13)$$

onde  $a$  é o semieixo maior do protoplaneta que está acretando material. Dessa forma a taxa de acreção de planetesimais que cruzam a órbita de um protoplaneta de semieixo maior  $a$  pode ser aproximada por,

$$\dot{M}_{nucleo} \propto a^{-3/2}. \quad (14)$$

No segundo estágio o protoplaneta e seu envelope gasoso encontram-se em um cenário chamado de equilíbrio hidrostático, isto é, o gradiente de pressão em cada ponto no interior no protoplaneta contrapõe a pressão gravitacional exercida pelo envelope gasoso (figura 3).

Figura 3: Ilustração do equilíbrio hidrostático.



Fonte: Produção do próprio autor.

Matematicamente o equilíbrio hidrostático pode ser descrito como

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_p}{r^2}\rho(r) \quad (15)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional universal,  $P$  é a pressão do envelope gasoso,  $r$  é a distância do até o centro do planeta,  $M_p$  é a massa do protoplaneta e  $\rho$  é a densidade do envelope.

O equilíbrio hidrostático é quebrado quando o protoplaneta excede um certo valor de massa, chamado de massa crítica. A massa crítica não é uma valor constante para todos os corpos, mas sim uma função que depende da taxa de acreção de planetesimais e da opacidade do envelope gasoso. Se a opacidade do envelope for  $\kappa_R \geq 10^{-2} \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ ,

Armitage (2010) estima que a massa crítica de um núcleo pode ser aproximada por

$$M_{crit} \approx 7 \left( \frac{\dot{M}_{nucleo}}{10^{-7} M_{\oplus} yr^{-1}} \right)^q \left( \frac{\kappa_R}{1 cm^2 g^{-1}} \right)^s M_{\oplus} \quad (16)$$

onde  $q$  e  $s$  são ambos valores estimados entre 0.2 e 0.3 e a taxa de acreção de planetesimais  $\dot{M}_{nucleo}$  é dada por (11). Os valores para a massa crítica são definidas em um intervalo que vai de  $5M_{\oplus}$  até valores que podem ultrapassar  $20M_{\oplus}$  (POLLACK et al., 1996; HUBICKYJ; BODENHEIMER; LISSAUER, 2005), onde  $M_{\oplus}$  é a massa da Terra. O que sustenta a ideia de que o núcleo sólido dos planetas gigantes gasosos em nosso Sistema Solar têm massas superiores à algumas vezes a massa da Terra.

Uma vez que a massa crítica é excedida o protoplaneta entra em um estágio conhecido como *runaway growth*, ou crescimento descontrolado em uma tradução livre, essa fase recebe esse nome pela grande quantidade de massa acretada em um curto espaço de tempo pelo planeta nesse estágio. Nessa etapa do processo de formação a taxa de acreção de gás aumenta bruscamente e todo o material sólido que o protoplaneta acumulou durante os estágios anteriores colapsa para o seu núcleo, fruto da pressão gravitacional exercida pelo envelope gasoso. Para planetas mais massivos a maior parte do envelope planetário é acretado durante esta fase, o que é um processo considerado rápido e dura por cerca de  $10^5$  anos.

No estágio final de formação o planeta tem sua taxa de acreção diminuída quase que completamente, devido à abertura de uma falha local no disco e a própria dissipação da nébula (ARMITAGE, 2010). Apesar da abertura dessa falha, Kley (1999) e Lubow; Seibert; Artymowicz (1999) mostraram que a acreção de material pelo planeta ainda é possível através de braços espirais que ligam o planeta ao disco protoplanetário.

A energia liberada pela acreção de gás aumenta consideravelmente a temperatura do planeta e de seu envelope gasoso, dessa forma os planetesimais congelados que foram acretados nas fases iniciais se dissolvem fazendo o núcleo ser composto apenas pelo material mais rochoso, encerrando assim todo o processo de formação de um planeta gigante gasoso.

Dentro do modelo de acreção do núcleo, pode-se destacar o cenário de Mínima Massa da Nebulosa Solar (*Minimum Mass Solar Nebula*) que foi proposto para responder as questões acerca da quantidade de material sólido e gasoso que um disco protoplanetário deveria conter para a formação de um determinado sistema planetário.

#### 3.4.1.1 Cenário de *Minimum Mass Solar Nebula*

Como o próprio nome induz o cenário intitulado *Minimum Mass Solar Nebula* trabalha com a ideia de que todo um sistema se formaria através de uma quantidade mínima de material condensado (HAYASHI, 1981; HAYASHI; NAKAZAWA; NAKAGAWA, 1985), ou seja, a grande maioria do material sólido que compõe o disco protoplanetário seria

acretado pelos planetas e satélites que se formariam nesse sistema sem perdas significativas de material devido à ejeção.

No nosso Sistema Solar o cenário de *Minimum Mass Solar Nebula* é proposto para a formação dos planetas gigantes e consiste em um disco protoplanetário que contém a quantidade de metal necessária para a formação dos oito planetas e do cinturão de asteroides. De acordo com a massa e composição de cada corpo a quantidade de material em partes do disco é diferente. A massa desse disco protoplanetário é estimada entre 0.01 e 0.002 massas solares e Hayashi (1981), ao assumir que os planetas gigantes tem um núcleo sólido de cerca de 15 massas da Terra e que Júpiter acretaria todo material disposto desde 1.55 UA até 7 UA, encontrou um perfil de densidade superficial de gás de  $\Sigma(r) = 1700(r/1AU)^{-3/2} g \cdot cm^{-2}$ , que é uma distribuição com perfil radial semelhante às que foram encontradas por Weidenschilling (1977) e Lissauer (1993).

### 3.4.2 Modelo de Instabilidade Gravitacional

Atualmente, o modelo para formação dos planetas gigantes que concorre com o modelo de acreção de núcleo é o modelo de instabilidade gravitacional. Proposto por Boss (1997) esse modelo baseia-se na ideia de que um disco protoplanetário massivo o suficiente para ser instável poderia entrar em colapso devido a sua própria auto-gravidade, formando assim planetas massivos.

Para verificar sob quais circunstâncias um disco protoplanetário será instável ou não em decorrência de sua interação com um envelope gasoso ou uma estrela, utiliza-se um parâmetro conhecido como parâmetro  $Q$  de Toomre (equação 17), em decorrência da análise dos efeitos de instabilidades gravitacionais feitas em Toomre (1964),

$$Q \equiv \frac{c_s \Omega}{G \pi \Sigma}. \quad (17)$$

Para  $Q = 1$ , temos que  $Q = Q_{crit}$ , ou seja,  $Q$  assume um valor crítico mínimo necessário para que um disco seja instável, dessa forma o disco será instável toda vez que  $Q \leq 1$  (TOOMRE, 1964), ou de outra forma,

$$Q \leq Q_{crit}. \quad (18)$$

O critério de Toomre mede a relação entre a auto-gravidade que atua desestabilizando o disco e a pressão e rotação do disco, que atuam estabilizando o sistema (BINNEY; TREMAINE, 2008).

A formação de um planeta gigante segundo o processo de instabilidade gravitacional pode ser dividido em três estágios:

Na fase inicial do disco protoplanetário, todo o material condensado e o gás presentes no disco estão misturados. Como ainda a instabilidade gravitacional não foi gerada, uma vez que  $Q \gg Q_{crit}$ , a auto-gravidade não exerce nenhum papel fundamental sobre a



formação dos protoplanetas.

No estágio seguinte a interação gravitacional do material condensado com a parte gasosa do disco faz com que esse material seja compactado em uma espécie de sub-disco de planetesimais, próximo do plano  $z = 0$ . Durante esse processo há interação gravitacional entre esses corpos provoca colisões acretivas entre os planetesimais gerando os primeiros embriões planetários.

Finalmente, no último estágio, o sub-disco se torna instável de acordo com as condições estabelecidas anteriormente em (18), devido ao aumento da densidade superficial no sub-disco e a baixa velocidade de dispersão das partículas. Essa instabilidade no sub disco gerará uma série de colisões acretivas entre os planetesimais formando assim o núcleo dos planetas gigantes que mais tarde acretarão seu envelope gasoso presente no disco.

Apesar de efetivo na descrição da formação dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar e ter aplicabilidade explorada na formação dos planetas gigantes em sistemas extrassolares, o modelo de instabilidade gravitacional encontra problemas ao ser ineficaz para explicar a formação dos planetas terrestres e sistemas de satélites planetários (ARMITAGE, 2010).

### 3.5 MODELOS PARA A FORMAÇÃO DE SATÉLITES

A formação dos satélites regulares está diretamente relacionada com a formação do planeta em si. Acredita-se que os satélites se formaram durante o período final de formação do planeta que o hospeda em uma espécie de disco em torno desse planeta. Esse disco seria formado por material que não foi acretado pelo planeta. Atualmente, existem diversos modelos que se propõem a explicar a formação dos satélites regulares, em especial destacam-se o modelo de *Minimum Mass SubNebula*, o modelo de *Gas-Starved Disk* que discorda do MMSN no sentido de que os satélites não teriam se formado em um disco com uma massa mínima estipulada, mas sim em um ambiente onde matéria poderia ser transportada do disco protoplanetário para o disco circumplanetário. Por fim, destaca-se também o modelo de formação piramidal, que apesar de não explicar a formação dos satélites galileanos, pode ser aplicado para grande parte dos sistemas de satélites existente no nosso Sistema Solar.

#### 3.5.1 Modelo de *Minimum Mass SubNebula* (MMSN)

Esse modelo é uma adaptação do modelo de *Minimum Mass Solar Nebula* para o problema de formação de satélites onde ao invés de um disco em torno da estrela temos um disco em torno do planeta, esse modelo é conhecido como *Minimum Mass Subnebula*. Em Mosqueira; Estrada (2003a,b) os autores aplicam esse modelo para a formação dos satélites galileanos, de Saturno e de Urano.

Com relação aos satélites galileanos, o MMSN prediz que um disco ao redor de Júpiter deve conter  $2 \times 10^{-2} M_j$  em gás e  $2 \times 10^{-4} M_j$  em sólidos afim de reproduzir tal sistema

desde a fase de sateletesimais até a formação dos corpos que são observados hoje em dia. Ainda, o MMSN desconsidera qualquer tipo de fluxo de material de fora do disco, o que significa que os satélites se formam apenas do material distribuído inicialmente, tal modelo é capaz de reproduzir a possível formação tardia de Calisto (ver capítulo 4), bem como a diferença na composição dos satélites mais externos (Ganímedes e Calisto).

Quanto à sua aplicabilidade a outros sistemas, o modelo foi capaz de reproduzir os maiores satélites de Saturno, como Titã, Iapetus e Hiperion, esse último se encontra preso em uma ressonância 4:3 com Titan. No caso dos satélites de Urano o modelo não explica a formação desses corpos próximo do planeta e indica que uma possível migração seja a responsável pela presença dos satélites em órbitas tão próximas a de Urano.

Por fim, o modelo é ineficiente em reproduzir o sistema de satélites em Netuno, devido a forte perturbação que o sistema deve ter sofrido após a captura de Tritão.

### 3.5.2 Modelo de *Gas-Starved Disk* (GSD)

Esse modelo surge como uma alternativa após o cenário de MMSN apresentar problemas em relação ao perfil de densidade superficial ao reproduzir a formação dos satélites Galileanos.

Canup; Ward (2002) verificaram que o perfil de densidade superficial proposto no MMSN era demasiadamente rico em gás, o que não condizia com as características de tais satélites, dessa forma os autores propõem um disco onde a densidade superficial de gás é menor comparada à utilizada no MMSN. O disco proposto também é mais viscoso e a temperatura no interior do disco é menor. Porém, a grande diferença entre esse modelo e o MMSN é o fato de que, uma vez que a densidade de material considerada aqui é menor, deve haver uma adição de material ao disco inicial. Os autores do modelo argumentam que mesmo após a abertura da falha por Júpiter, ainda há um fluxo de material sendo transportado para o disco em torno do planeta devido aos "braços" espirais que conectam o disco interno e externo (KLEY, 1999; LUBOW; SEIBERT; ARTYMOWICZ, 1999). Dessa forma os autores propõem que o material necessário para formar os satélites galileanos não estavam inicialmente presentes no disco protoplanetário, mas foi adicionado através desse fluxo de material, assim foi proposto um lei fluxo de material que deve, ao final da simulação, todo o material necessário para a formação dos satélites dentro de um período de tempo adequado. Sob essas condições os autores mostram que o cenário de GSD consegue reproduzir melhor as baixas temperaturas encontradas na superfície de Europa e a formação tardia esperada para Calisto, alias nesse modelo a acreção de massa pelos satélites acontece de forma mais lenta, de modo que o tempo de formação desses corpos seria mais longo do que aquele encontrado para o MMSN. Esse cenário vem sendo aplicado para a formação de sistemas de satélites de outros planetas do nosso Sistema Solar e também para sistemas extrassolares (HELLER; PUDRITZ, 2015A,B).

Contudo, em Mosqueira; Estrada (2003a) os autores refutam esse modelo, alegando que o mecanismo responsável por atrasar a coagulação de material, e consequentemente

umentar o tempo de formação dos satélites, pode levar a perda de massa pelo disco de forma a, não apenas atrasar mas sim, prevenir a formação dos satélites.

### 3.5.3 Modelo de Formação Piramidal

Diferente dos modelos anteriores, o modelo de formação piramidal não é baseado em um disco circumplanetário, mas sim em um anel primordial em torno do planeta. Nesse modelo a distribuição final de massa dos satélites é importante para caracterizar o modelo.

O modelo de formação piramidal (CRIDA; CHARNOZ, 2012), começa descrevendo um anel de matéria ao redor do planeta, similar aos anéis de Saturno, tal que a força de maré imposta pelo planeta faz com que não haja coagulação de matéria dentro do seu raio de Roche, dessa forma enquanto o anel está contido dentro do raio de Roche do planeta os satélites não se formam, no entanto devido a migração por forças de maré o material começa a cruzar esse limite físico e os primeiros embriões de satélites começam a se formar. De maneira didática, os autores dividem esse processo em três regimes: regime contínuo, regime discreto e regime piramidal.

No regime contínuo o material começa a deixar o limite de Roche do planeta e um embrião se forma, esse embrião passa então a ser alimentado diretamente pelo fluxo de massa vindo do anel massivo. Quando o embrião migra até uma certa distância crítica, começa o regime discreto, onde um novo embrião se forma. Nesse ponto o primeiro embrião ainda está migrando e acreta material. Por fim, quando o primeiro embrião atinge uma distância, maior que a soma de um determinado raio crítico com o raio de Hill do planeta, começa o regime piramidal, onde vários outros embriões se formam, acretam material e migram no sentido oposto ao planeta, repetindo o processo do primeiro embrião.

O nome modelo piramidal remete ao fato de que o modelo prevê que a distribuição de massa dos satélites segue um perfil piramidal, tal que quanto mais próximo do planeta menos massivo será o satélite. O argumento apresentado em Crida; Charnoz (2012) é de que o primeiro satélite a se formar além do raio de Roche do planeta consumirá mais material do disco do que os satélites que se formam posteriormente. Devido a essa imposição, a utilização desse modelo se limita a apenas uma certa classe de sistemas de satélites.

Devido a imposição sobre as massas dos satélites, o modelo falha em reproduzir os satélites galileanos, uma vez que tais corpos não apresentam uma distribuição de massa piramidal. Os autores justificam que esse sistema deve ter se formado em algum processo que envolva um disco circumplanetário tradicional, como os modelos citados anteriormente, devido a baixa excentricidade e inclinação desses satélites. Contudo, para o caso dos satélites saturnianos, a distribuição dos oito satélites entre as órbitas de Pandora e Titã, concorda muito bem com a distribuição de massa prevista pelo modelo. Os autores também argumentam que, ao menos os satélites menores de Urano, provavelmente, não se formaram em um disco circumplanetário e que o modelo de formação piramidal pode ser utilizado. O mesmo acontece para o sistema de satélites de Netuno, que tem na presença

de Tritão o maior empecilho para a utilização de modelos que envolvam um disco circumplanetário. Toda via, a ideia de formação primordial não é afetada pela captura de Tritão, uma vez que a formação dos satélites regulares se dará muito próximo do planeta.

Além dos satélites dos planetas gigantes, o modelo de formação piramidal também pode ser empregado para outros sistemas, pois o modelo concorda muito bem com simulações de N-corpos para explicar a origem de Caronte no sistema de Plutão, também Fobos no sistema de Marte (a existência de Deimos não é explicado pelo modelo e pode indicar que esse satélite tenha sido capturado por Marte) e da Lua. Ainda, os resultados do modelo mostram que a Lua parou seu crescimento durante o regime discreto, o que indica a possibilidade de existência de um segundo satélite por um período curto de tempo.

Apesar da ideia de formação de satélites através de uma espécie de anel em torno do planeta, os autores alertam que os anéis de Saturno e Urano, por exemplo, não devem ser tomados como sistemas remanescentes da formação dos satélites, uma vez que esses anéis são, provavelmente, oriundos de processos de acreção e colisão entre satélites.

### 3.6 MIGRAÇÃO PLANETÁRIA

Quando um planeta interage com o disco em que ele está imerso alguns efeitos fundamentais aparecem, tais como troca de momento angular e energia. Esses efeitos, em geral, agem sobre o semieixo maior do planeta e sua excentricidade. A interação de corpos celestes, como planetas e satélites, com um disco gasoso tende a circularizar a órbita desses corpos enquanto o seu semieixo maior decai em direção ao corpo central (PAPALOIZOU et al., 2007).

A troca de momento angular entre o planeta e o disco pode levar o planeta a migrar devido aos torques exercidos pela porção interna e externa do disco (GOLDREICH; TREMAINE, 1980). A resposta do disco à essas interações definirá o tipo de migração pelo qual o planeta passará, podendo ser uma migração do tipo I, se a resposta do disco for linear e não houver a abertura de uma falha, do tipo II, se a resposta do disco for não linear havendo a abertura de uma falha ou do tipo III, quando a resposta do disco também é não linear e o planeta abre uma falha no disco.

A existência de sistemas planetários em ressonâncias e planetas gigantes em órbitas estáveis próximas de estrelas em sistemas extrassolares são, em geral, atribuídas à efeitos migratórios.

A seguir um estudo mais detalhado dos tipos de migração.

#### 3.6.1 Migração do tipo I

A quantidade total de torque em um planeta imerso em um disco protoplanetário pode ser separado em duas categorias, os torques devido à ondas, que são gerados na ressonância de Lindblad e se propagam para longe do planeta e os torques de corotação, que são gerados na vizinhança do planeta na região onde o material do disco está em

corrotação com o spin do planeta (GOLDREICH; TREMAINE, 1979; PAARDEKOOPEL; PAPALOIZOU, 2009). Quando a massa do corpo é da ordem de 1 – 15 massas da Terra (PAPALOIZOU et al., 2007), os torques devido as ondas geradas por esse corpo em geral prevalecem sobre os torques de corrotação, tais ondas podem ser modeladas linearmente e como tais torques são negativos o corpo migra em direção ao centro do sistema (WARD, 1997; NELSON et al., 2000).

A escala de migração do tipo I tem como característica ser rápida, Ward (1997) mostrou que para um planeta com massa comparável à uma massa terrestre, localizado inicialmente à 5 UA, o tempo de migração é da ordem de  $10^5$  anos, enquanto que se o planeta possuir 10 massas terrestres e estiver localizado na mesma região, sua migração do tipo I durará por cerca de  $10^4$  anos. Porém essa escala de tempo é menor que o tempo de vida esperado do disco, dessa forma os planetas gigantes, por exemplo, não teriam tempo hábil para a formação do seu núcleo sólido Papaloizou; Nelson (2005). Dessa forma, a migração do tipo I pode causar problemas para o acúmulo de material em núcleos massivos, o que gera problemas para a formação dos planetas gasosos. Com isso várias técnicas que levariam à uma migração do tipo I foram estudadas, como por exemplo a ação de campos magnéticos (TERQUEM, 2003; NELSON; PAPALOIZOU, 2004), diferentes gradientes de densidade (MASSET et al., 2006) ou ainda incluir efeitos de radiação, de forma a levar em conta de maneira mais apropriada a evolução da energia no disco (PAARDEKOOPEL; MELLEMA, 2006, 2008; BARUTEAU; MASSET, 2008; PAARDEKOOPEL; PAPALOIZOU, 2008). Essa série de modelos com mais efeitos físicos adicionados tem ajudado a diminuir a escala de tempo da migração do tipo I, possibilitando assim a formação dos planetas gasosos.

### 3.6.2 Migração do tipo II

Conforme o planeta aumenta sua massa, a resposta do disco a presença desse corpo já não pode mais ser modelada com perturbações lineares. Uma vez que as perturbações se tornam não lineares ondas de choque surgem na vizinhança do planeta, essas ondas de choque fazem que o material localizado na proximidade do planeta se dissipe e uma falha é aberta no disco. A largura da falha depende das forças que atuam sobre ela. Assim, para uma falha de largura aproximadamente constante, as forças devido a viscosidade e a pressão, que tendem a fechar a falha, devem estar em equilíbrio com os torques gravitacionais, que agem de forma a expandir a falha (PAPALOIZOU et al., 2007). Para um disco considerado típico, com razão de aspecto  $h = 0.05$  e constante de viscosidade  $\alpha = 10^{-5}$  a razão de massa entre planeta e estrela para que uma falha visível se forme no disco é  $M_p/M_* \gtrsim 4.0 \times 10^{-4}$ , ou seja, em um disco protoplanetário típico é esperado que um planeta com uma massa superior a massa de Saturno seja capaz de abrir uma falha visível no disco, veja Lin; Papaloizou (1993); Bryden et al. (1999); Crida; Morbidelli; Masset (2006) para mais condições necessárias para a abertura de uma falha em um disco protoplanetário. Kley (1999) e Lubow; Seibert; Artymowicz (1999) mostraram que, apesar da

abertura da falha o disco circumplanetário continua conectado com o disco protoplanetário através de “braços” espirais por onde material (sólidos e gás) é transportado, dessa forma a abertura da falha não cessa completamente a acreção de material pelo planeta.

Em simulações numéricas hidrodinâmicas os planetas imersos no disco são tratados como pontos massivos, tal que a influência do disco sobre a evolução desses corpos através de torques gravitacionais faz com que eles migrem, quando o planeta abre uma falha no disco dizemos que ele está migrando em um regime do tipo II (LIN; PAPALOIZOU, 1986; WARD, 1997). Em geral, para um planeta não tão massivo capaz de abrir uma falha no disco sua migração se assemelha ao movimento de uma partícula do disco de gás, ou seja, o planeta se move em direção ao corpo central em uma escala de tempo ditada pela evolução viscosa do disco, cerca de  $10^5$  anos Lin; Papaloizou (1986), essa migração é muito mais lenta do que a descrita no regime de migração do tipo I. No caso planeta atingir uma massa superior a massa do do seu disco circumplanetário, a migração é ainda mais lenta uma vez que deve ser levado em conta a inércia do planeta (SYER; CLARKE, 1995; IVANOV; PAPALOIZOU; POLNAREV, 1999; PAPALOIZOU et al., 2007).

### 3.6.3 Migração do tipo III

A migração do tipo III, também conhecida como *runaway migration*, é um mecanismo de migração introduzido por Masset; Papaloizou (2003), no qual é analisado o torque de corotação sobre o protoplaneta exercido por um elemento de fluido que se encontra em uma órbita do tipo ferradura (*horseshoe*) na vizinhança do planeta.

Esse mecanismo foi estudado devido à existência de planetas gigantes muito próximos às suas estrelas hospedeiras em sistemas extrassolares, uma vez que a formação desses corpos *in situ* é pouco provável, a teoria mais aceita é que esses corpos teriam migrado para suas posições atuais. Em Masset; Papaloizou (2003), os autores mostraram que para protoplanetas com tamanhos variando entre uma massa de Saturno até uma massa de Júpiter a migração devido ao torque de corotação é rápida, inferior à 1000 anos, podendo inclusive substituir a migração do tipo II que é bem mais lenta. Essa rápida migração possibilita que protoplanetas gigantes sobrevivam em distâncias que variam desde 0.1 UA até 1.0 UA. No regime de migração do tipo III os planetas abrem falhas parciais no disco, diferentemente do que acontece na migração do tipo II, onde a falha aberta pelo planeta é visível.

A direção da migração tipo III pode variar entre interna (na direção do corpo central) e externa (na direção oposta ao corpo central). Em discos massivos com uma distribuição de densidade superficial de gás dada por  $\Sigma \propto r^{-3/2}$ , protoplanetas com massas superiores a Saturno tendem a executar uma migração interna, que apesar de mais rápida, se assemelha a migração do tipo II. No entanto, Masset; Snellgrove (2001) utilizando um mecanismo semelhante conseguiram produzir artificialmente uma migração externa utilizando uma configuração com dois planetas gigantes, onde o planeta externo exerce um torque no planeta interno tal que esse passa a migrar para fora do sistema.

Seja qual for o tipo da migração, ela sempre acontece como uma resposta do corpo à interação com o disco. Dessa forma, as características do disco são tão importantes para a migração do corpo quanto o próprio corpo, assim, quando se deseja modelar um disco numericamente um fator muito importante são as condições de contorno, que darão certas características ao disco que o farão apropriado ou não ao problema a ser tratado. Na seção a seguir, discutiremos algumas condições de contorno importantes que podem ser utilizadas para caracterizar um disco.

### 3.7 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Um sistema de equações diferenciais parciais definido em uma certa região necessita de condições à serem aplicadas na borda dessa região, tais condições serão responsáveis por caracterizar a solução desse sistema, à essas condições é dado o nome de condições de contorno. Nesse trabalho utilizaremos três tipos de condições de contorno diferentes, condições abertas, rígidas e não reflexivas.

#### 3.7.1 Condições de Contorno Rígidas

As condições de contorno rígidas impõem velocidade radial nula no contorno da região, além disso, sob essas condições nenhum material pode ser transportado para dentro ou para fora da malha, nesse caso a massa total no disco é conservada.

Tais condições de fronteira são pouco realísticas e tendem a afetar a estabilidade e os resultados de um modelo numérico. Essas condições impõem uma limitação na região integrada e na transmissão de informações entre as paredes da malha. Essas condições são muito utilizadas em testes para aperfeiçoamento de códigos, não propriamente para reprodução de resultados reais.

#### 3.7.2 Condições de Contorno Abertas

São condições de contorno impostas em um problema hidrodinâmico de fronteiras abertas, ou seja, problemas que não envolvem um limite físico, mas sim um limite imaginário para a região que se deseja modelar.

Condições de fronteiras abertas são essencialmente opostas as condições de fronteiras rígidas, nesse caso o material pode fluir para dentro e para fora da malha sem limitações, ainda se à um disco gasoso é imposto tais condições a massa total do disco decai com o tempo.

#### 3.7.3 Condições de Contorno Não Reflexivas

São condições de contorno que levam em conta as velocidades características do problema a fim de encontrar condições de contorno necessárias para que o problema seja matematicamente bem posto, isto é, condições de contorno que levem o problema a ter

uma solução única e que esta solução dependa continuamente das condições de contorno propostas inicialmente. Enfatizando que se um problema é matematicamente bem posto, suas chances de solução numérica aumentam significativamente, ao passo que se um problema não for bem posto, por vezes é necessário incluir hipóteses adicionais. Um exemplo disso são as soluções suavizadas em uma determinada região.

Em nossas aplicações essa condição de contorno visa remover possíveis ondas reflexivas geradas pelo corpo imerso no disco, diferentemente das condições de fronteira rígidas, as condições não-reflexivas não garantem a conservação de massa e momento angular no disco.



## 4 SATÉLITES GALILEANOS

São chamados de satélites regulares aqueles que apresentam órbitas prógradas, aproximadamente circulares e aproximadamente coplanares com o equador de um corpo planetário (LUBOW; MARTIN, 2013; BARR, 2016). Esses satélites se formaram próximos de seus respectivos planetas, em um disco ou anel circumplanetário formado a partir do material que não foi acretado pelo planeta durante sua fase final de formação (ver seção 3.5), ou ainda podem ser formados a partir de material resultante da colisão do planeta com um corpo externo, como acredita-se ser o caso da Lua na Terra (CANUP; ASPHAUG, 2001; CANUP, 2004, 2012) e de Caronte no sistema de Plutão (CANUP, 2005). Os satélites regulares estão distribuídos em um intervalo que vai até algumas dezenas de raios do planeta, o que indica que os satélites regulares estão localizados dentro da esfera de Hill do planeta. Como visto anteriormente, quando um satélite se encontra dentro da esfera de Hill do planeta os efeitos gravitacionais do planeta são dominantes em relação aos efeitos do Sol. Acredita-se que satélites que se formaram tão próximos do planeta provavelmente sobreviveriam à migração orbital do planeta (DOMINGOS; WINTER; YOKOYAMA, 2006), exceto se o planeta migrar para regiões muito próximas da estrela central, como foi visto em estudos abordando formação de satélites em sistemas extrassolares (NAMOUNI, 2010).

Os satélites irregulares são aqueles que, apesar de orbitarem um planeta, não se formaram próximos a ele, nessa categoria se enquadram os satélites que foram capturados por algum mecanismo, dos quais se destacam a atração gravitacional (NESVORNÝ; VOKROUHLICKÝ; MORBIDELLI, 2007) e o arrasto aerodinâmico (ČUK; BURNS, 2004). Esses corpos se notabilizam, em geral, por estarem em órbitas excêntricas, inclinadas e até retrógradas. Ainda, esses corpos costumam ser pequenos, menores que 100 *km*, porém Tritão é um contra-exemplo, sendo o maior satélite de Netuno. Grande parte dos satélites irregulares dos planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano e Netuno) estão agrupados em famílias de satélites, em geral essas famílias estão distribuídas a partir de centenas até milhares de raios do planeta hospedeiro (BARR, 2016).

Neste trabalho abordaremos uma das mais famosas famílias de satélites regulares em nosso Sistema Solar, os satélites galileanos. Na tabela 1 apresentamos as principais propriedades desses satélites.

Tabela 1: Propriedades dos satélites galileanos, onde as colunas contêm o nome do satélite, seu semieixo maior ( $a$ ), raio ( $R$ ), massa ( $M$ ), excentricidade ( $e$ ), inclinação ( $I$ ), densidade ( $\rho$ ), a porcentagem de material rochoso e gelo e o momento de inércia axial normalizado ( $C/MR^2$ ), onde  $C$  é o momento de inércia axial do corpo).

Satélites	$a$ $R_J$	$R$ $km$	$M$ $10^{-5}M_J$	$e$	$I$ Deg	$\rho$ $g/cm^3$	Rocha %	Gelo %	$C/MR^2$
Io	5.9	1821.6	4.7	0.0041	0.04	3.53	100	0	0.378
Europa	9.4	1565.0	2.5	0.01	0.47	2.99	~ 82	~ 8	0.346
Ganymede	15.0	2631.2	7.8	0.0015	0.19	1.94	~ 55	~ 45	0.312
Callisto	26.4	2410.3	5.7	0.007	0.28	1.83	~ 44	~ 56	0.355

Fonte: Schubert et al. (2004) e Ogihara; Ida (2012).

#### 4.1 DISTRIBUIÇÃO RADIAL DOS SATÉLITES GALILEANOS

Os satélites galileanos estão distribuídos de  $5.9 R_J$  até  $26.4 R_J$ , o que é uma configuração bem compacta quando comparada com a esfera de influência gravitacional de Júpiter, visto que o raio de Hill de Júpiter é,  $r_H \approx 744 R_J$  (CANUP; WARD, 2009). Essa configuração próxima ao planeta é um resultado no fluxo de material do disco protoplanetário para Júpiter, dessa forma acredita-se que os satélites tenham se formado inicialmente mais distantes do planeta, e devem ter migrado para sua posição atual. Os satélites irregulares de Júpiter por sua vez, apesar de terem massas quase negligenciáveis quando comparados com os satélites galileanos, estão distribuídos a partir de  $107 R_J$  e estima-se que esses corpos tenham sido capturados depois da formação dos satélites regulares (JEWITT; HAGHIGHIPOUR, 2007).

Io, Europa e Ganímedes tem uma razão de semieixos de aproximadamente 1.6, o que significa que,

$$\frac{a_E}{a_I} = \frac{a_G}{a_E} \approx 1.6, \quad (19)$$

onde  $a_I$ ,  $a_E$  e  $a_G$  são os semieixos maior de Io, Europa e Ganímedes, respectivamente. Usando a expressão 19 e comparando os períodos de movimento médio ( $n_{sat}^2 = GM_p/a_{sat}^3$ ) desses três satélites, temos,

$$\frac{n_I}{n_E} = \left(\frac{a_E}{a_I}\right)^{3/2} \approx 2, \quad (20)$$

$$\frac{n_E}{n_G} = \left(\frac{a_G}{a_E}\right)^{3/2} \approx 2.$$

As equações 20 descrevem uma ressonância de movimento médio de primeira ordem do tipo 2:1. A seguir discutiremos em mais detalhes as ressonâncias presentes no sistema de satélites galileanos.

## 4.2 RESSONÂNCIA LAPLACIANA

Como dito anteriormente, Io, Europa e Ganímedes estão em ressonância de movimento médio de primeira ordem do tipo 2:1. Esse tipo de ressonância se dá através da comensurabilidade dos movimentos médios. De maneira geral, sejam dois corpos, um corpo perturbador e outro corpo perturbado, com movimentos médios  $n_1$  e  $n_2$ , respectivamente, esses corpos estarão em ressonância de movimento médio se existirem duas constantes inteiras,  $p$  e  $q$ , tal que,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{p+q}{p}. \quad (21)$$

A ordem da ressonância é dada pela constante  $q$  e é sempre positiva, enquanto que o grau da ressonância é dado pela constante  $p$ . A constante  $p$  pode ser positiva, quando a órbita do corpo perturbador é interna à órbita do corpo perturbado, ou negativa, quando a órbita do corpo perturbador é externa à órbita do corpo perturbado. No caso dos satélites galileanos temos dois pares de ressonâncias (Io-Europa e Europa-Ganímedes) entre corpos adjacente e em ambos os casos,  $p = q = 1$ , essa ressonância recebe o nome de ressonância laplaciana e é muitas vezes escrita como um ressonância do tipo 1:2:4.

A ressonância laplaciana é um tipo de ressonância de movimento médio envolvendo três corpos em órbita em torno de um corpo primário, onde vale a seguinte relação,

$$n_1 - 3n_2 + 2n_3 \approx 0, \quad (22)$$

com  $n_i$  sendo o movimento médio do corpo  $i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Dessa forma o ângulo ressonante é dado por,

$$\phi = \lambda_1 - 3\lambda_2 + 2\lambda_3, \quad (23)$$

onde  $\lambda_i$  é a longitude média do corpo  $i$ . No nosso Sistema Solar esse tipo de ressonância é encontrada em duas famílias de satélites: Io, Europa e Ganímedes no sistema de satélites galileanos de Júpiter e Miranda, Ariel e Umbriel no sistema de satélites de Urano. Neste trabalho focaremos nas características da ressonância laplaciana nos satélites galileanos.

No caso dos satélites galileanos o ângulo ressonante dado pela equação 23 apresenta uma libração em torno de  $180^\circ$  com uma pequena amplitude ( $\leq 0.03^\circ$ ), assim

$$\lambda_I - 3\lambda_E + 2\lambda_G \approx 180^\circ, \quad (24)$$

onde  $\lambda_I$ ,  $\lambda_E$  e  $\lambda_G$  são as longitudes médias de Io, Europa e Ganímedes, respectivamente. A partir da equação 24 temos que, toda vez que Europa e Ganímedes estiverem em conjunção com respeito à Júpiter ( $\lambda_E = \lambda_G$ ), Io estará na posição oposta a eles, uma vez que  $\lambda_I - \lambda_E = \lambda_I - \lambda_G \approx 180^\circ$ , assim um tripla conjunção do mesmo lado de Júpiter não é possível (GREENBERG, 1977). Ainda, como Io, Europa e Ganímedes formam dois pares

de ressonâncias 2:1 entre os satélites adjacentes, podemos reescrever o ângulo ressonante como,

$$\phi = (2\lambda_G - \lambda_E) - (2\lambda_E - \lambda_I), \quad (25)$$

o que evidencia o fato de que as longitudes da conjunção dos pares de satélites são separadas por  $180^\circ$ .

Seguindo Greenberg (1977), podemos estudar a evolução temporal do ângulo ressonante derivando a equação 23 duas vezes em relação ao tempo, assim,

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = \frac{d^2\lambda_1}{dt^2} - 3\frac{d^2\lambda_2}{dt^2} + 2\frac{d^2\lambda_3}{dt^2}, \quad (26)$$

utilizando as equações planetárias de Lagrange chega-se a uma equação análoga a do pêndulo simples,

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = C_1 \text{sen}\phi, \quad (27)$$

onde  $C_1$  é uma constante (ver Greenberg (1977) para os detalhes da constante). A partir da equação 27, é fácil ver que o ângulo ressonante,  $\phi$ , vibra em torno de  $180$  com um período de cerca de 2042 dias.

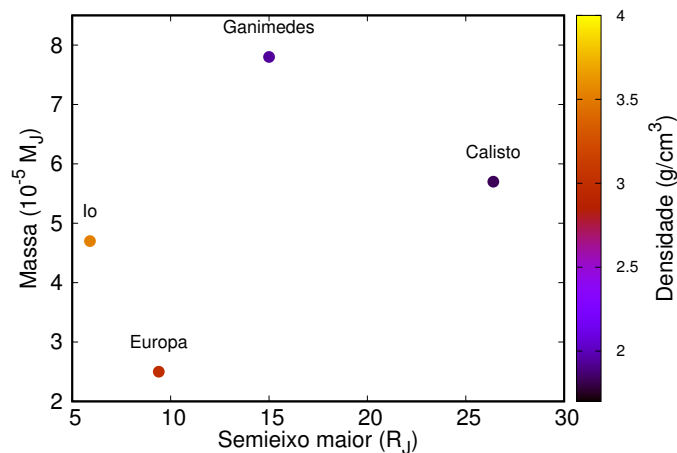
Apesar, de ser uma das principais características entre os satélites galileanos, sua configuração ressonante não é a única coisa que chama a atenção nessa família de satélites. A distribuição de massa e a composição desses satélites, por exemplo, traz diversas informações a respeito do disco circumplanetário no qual esses corpos se formaram e quais deveriam ser as condições a serem atendidas por modelos que desejam reproduzir esse cenário. Nas seções a seguir discutiremos em mais detalhes esses tópicos.

### 4.3 MASSA DOS SATÉLITES GALILEANOS

Os satélites galileanos formam a família de satélites regulares mais massiva em nosso Sistema Solar, esses quatro satélites tem massas similares, sendo que Ganímedes, o mais massivo deles, é apenas cerca de 3 vezes mais massivo que Europa, o menos massivo deles. A massa total dos satélites galileanos é de cerca de  $M_T = 2.1 \times 10^{-4} M_J$ , o que é uma razão de massa semelhante a razão de massa encontrada para outros satélites regulares, quando comparados com seus respectivos planetas.

A distribuição de massa dos satélites galileanos também é pouco convencional (figura 4), enquanto que nos sistemas de satélites regulares de Saturno, Urano e Netuno é possível traçar um perfil piramidal para a distribuição de massa dos satélites, onde os satélites mais próximos do planeta são menos massivos do que aqueles localizados nas regiões mais distantes do planeta. Por esse motivo, o modelo de formação piramidal (CRIDA; CHARNOZ, 2012) não pode ser invocado para tentar explicar a formação dos satélites

Figura 4: Distribuição Radial de Massa e Densidade dos Satélites Galileanos.



Fonte: Produção do próprio autor.

galileanos.

Uma vez que o modelo de formação piramidal não pode ser aplicado para essa família de satélites, dois modelos baseados na formação desses corpos em um disco circumplanetário são os mais utilizados para tentar descrever a formação dos satélites galileanos, o modelo MMSN e o modelo GDS (ver seção 3.5). De acordo com o modelo MMSN, o disco circumplanetário no qual os satélites galileanos se formaram deveria ter uma quantidade de massa (gás e sólidos) de cerca de  $0.02 M_J$ , sendo que a razão entre a massa de gás e sólidos deveria ser 100, a diferença entre os modelos MMSN e GSD é a forma como essa massa é adquirida, enquanto que no modelo MMSN o sistema é fechado e o disco circumplanetário já começa com essa massa negligenciando qualquer acréscimo de material, no modelo GSD o disco circumplanetário começa apenas com uma porção dessa massa tal que o restante do material será entregue ao disco por meio de um fluxo contínuo de gás e sólidos.

Apesar de, atualmente, se encontrarem em uma configuração compacta e terem massas similares, acredita-se que os satélites galileanos se formaram em diferentes partes do disco circumplanetário ao redor de Júpiter, isso porque a composição dos satélites difere muito entre um e outro, por exemplo, enquanto Io é totalmente rochoso, Calisto tem uma porcentagem de gelo maior que a porcentagem de material rochoso. Para entender melhor essas diferenças na composição dos satélites, nas seções a seguir faremos uma discussão mais detalhada desse tema.

#### 4.4 COMPOSIÇÃO DOS SATÉLITES GALILEANOS

A partir da tabela 1 podemos ver que a densidade média dos satélites galileanos tem uma relação forte com a distância desses corpos em relação à Júpiter, quanto mais próximo do corpo central mais denso o satélite tende a ser (figura 4). Essa densidade, por sua

vez, está ligado com a quantidade de material rochoso e gelo na composição dos satélites. Io, por exemplo, tem densidade média  $\rho_I = 3.53 \text{ g/cm}^3$ , o que é compatível com um interior rochoso/metálico, enquanto que Calisto, que possui uma densidade média  $\rho_C = 1.83 \text{ g/cm}^3$  deve ter uma concentração de água em estado sólido maior do que a concentração de material rochoso (SCHUBERT et al., 2004). Com essas informações, é possível estimar como era a distribuição de temperatura no disco circumplanetário. Uma vez que os corpos mais próximos do corpo central são mais rochosos, é plausível que o disco tenha sido mais quente e composto por materiais rochosos e metálicos nas regiões mais internas e mais frio e composto por materiais mais voláteis nas regiões mais externas. Com isso, Lunine; Stevenson (1982) estimaram que a linha do gelo, local a partir do qual os materiais são ricos em gelo, estivesse próximo da posição onde Ganímedes se formou. Porém, Canup; Ward (2009) estimam que a posição da linha do gelo poderia ser exterior a órbita de Ganímedes devido a migração dos satélites em formação. Ainda, o pequeno percentual de água em estado sólido presente em Europa, seria um indicio de que a linha de gelo se moveu para próximo de Júpiter durante a formação dos satélites, ou ainda que partículas ricas em água espiralaram em direção à Júpiter, sendo acretadas por Europa.

As considerações feitas acima não levam em conta a questão da perda de componentes voláteis durante a migração e acreção de material por parte dos satélites, especialmente Europa. Em Canup; Ward (2009), os autores discutem a possibilidade de Europa ter tido uma composição com muito mais materiais ricos em gelo do que o que é visto hoje em dia, dessa forma, esses componentes voláteis teriam se perdido durante a evolução do satélite, especialmente após Europa entrar em ressonância laplaciana com Io e Ganímedes. Ainda, os autores indicam que, no caso de Europa, se todo o calor gerado por sua migração, acreção de material e dissipação por maré devido a ressonância laplaciana (considerando que Europa tenha ficado preso nessa ressonância por cerca de  $4.5 \times 10^9$  anos (PEALE; LEE, 2002)) fosse convertido em evaporação de água, Europa teria perdido, em materiais ricos em gelo, o equivalente a sua massa atual durante sua evolução. Dessa forma, o mesmo argumento poderia ser utilizado para dizer que Io teve, em algum momento, uma camada de gelo, principalmente se esses satélites se formaram em regiões exteriores a posição atual de Ganímedes.

Apesar do padrão observado para a distribuição radial de gelo, entender a real composição do disco circumplanetário no qual se formaram os satélites galileanos está longe de ser algo simples, Estrada et al. (2009) indica que se entre os satélites galileanos tivessem se formado satélites de tamanhos intermediários, esses corpos poderiam nos dar pistas sobre a real distribuição de materiais rochosos e ricos em gelo no disco circumplanetário.

#### 4.5 DIFERENCIAÇÃO DO INTERIOR DOS SATÉLITES GALILEANOS

Com os dados da missão *Galileo* foi possível inferir o momento de inércia axial dos satélites galileanos ( $C$ ) (SCHUBERT et al., 2004). A partir desse momento de inércia axial é possível calcular o seu valor normalizado,  $C/MR^2$  (ver tabela 1, onde  $M$  e  $R$  são

a massa e o raio dos satélites), que pode ser usado para restringir o grau de diferenciação dos satélites sob a hipótese de que esses corpos estão em equilíbrio hidrostático (ter forma quase esférica), o que é razoável para os satélites galileanos.

O grau de diferenciação de um corpo nos diz o quanto a composição de suas camadas é bem dividida, por exemplo, um corpo composto por um núcleo metálico, um manto rochoso e uma superfície composta por material rico em gelo é dito totalmente diferenciado, enquanto que um corpo com um interior e uma superfície compostos por uma mistura de material rochoso e gelo é dito não diferenciado.

No caso dos satélites galileanos, devido a sua composição e ao seu valor de momento de inércia normalizado, acredita-se que os satélites internos (Io, Europa e Ganímedes) sejam totalmente diferenciados enquanto que Calisto deve ser apenas parcialmente diferenciado. Para Io, sua densidade e seu momento de inércia normalizado indicam que ele é composto por ferro e silicatos, tendo um núcleo rico em ferro. Já o  $C/MR^2$  de Europa indica que o satélite deve ter uma alta concentração de massa em seu núcleo, dessa forma Anderson et al. (1997) e Anderson et al. (1998) inferiram que Europa deve ser formado por um núcleo metálico, com maior concentração de ferro, um manto formado por silicatos e uma superfície formada por gelo e possivelmente água em estado líquido formando oceanos em Europa (a missão JUICE que deve explorar os satélites galileanos no futuro poderá comprovar a existência ou não de tais oceanos). Ganímedes por sua vez, também é completamente diferenciado, um modelo que estima que Ganímedes tenha um interior dividido em três camadas propõe um núcleo metálico, um manto rochoso e uma superfície coberto por gelo (SCHUBERT et al., 2004), de forma que haveria uma separação praticamente completa entre a parte rochosa e a parte com gelo. Apesar de serem quase que completamente diferenciados, não é claro se esse processo ocorreu durante o crescimento dos satélites ou após a sua migração, sendo que após a sua migração esse processo de diferenciação seria causado pelo calor associado com a captura desses satélites pela ressonância laplaciana.

Calisto é o único dos satélites galileanos que acredita-se não ser completamente diferenciado, o seu momento de inércia normalizado,  $C/MR^2 = 0.355$ , é maior que o estipulado para Ganímedes, que é completamente diferenciado, e menor que o valor predito por McKinnon (1997) ( $C/MR^2 \sim 0.38$ ) para o caso de Calisto ser totalmente não diferenciado. No modelo de estrutura interna proposto por Anderson et al. (2001), Calisto teria um interior de cerca de 2100 *km* composto de uma mistura de material rochoso e gelo e uma camada na superfície de cerca de 300 *km* composta exclusivamente por material congelado. Dentre as diversas tentativas de se explicar essa parcial diferenciação do interior de Calisto, duas se destacam. A primeira consiste no fato de que Calisto é sim totalmente diferenciado, porem não se encontra em equilíbrio hidrostático, dessa forma Calisto poderia ser diferenciado e ter esse valor alto para o seu momento de inércia normalizado por causa de seu núcleo rochoso, de maneira similar a Io (MCKINNON, 1997), porem, como dito anteriormente, equilíbrio hidrostático costuma ser uma boa aproximação para corpos

do tamanho de Calisto (SCHUBERT et al., 2004).

A segunda hipótese para explicar a diferenciação parcial de Calisto consiste em delimitar o seu tempo de formação. A diferenciação no interior desses corpos é um processo irreversível, assim a presença de uma mistura de material rochoso e gelo no interior de Calisto implicaria que esse satélite passou por um processo onde o derretimento de grande parte do gelo acumulado por ele foi evitado durante toda a sua evolução, inclusive durante as fases de sua formação. Esse derretimento de materiais que foi evitado trás restrições quanto ao tempo de acreção de material, escala de tempo de acreção e fim da acreção de materiais por parte de Calisto (CANUP; WARD, 2009). Assim, de acordo com Stevenson; Harris; Lunine (1986), Calisto deve ter se formado lentamente em um tempo superior à  $5 \times 10^5$  anos.

A restrição no tempo de formação de Calisto afeta todo o sistema de satélites galileanos, uma vez que, em geral, assume-se que os quatro satélites galileanos se formaram juntos através do mesmo processo de formação, assim, como Calisto se formou lentamente, o mesmo tempo de formação é esperado para Io, Europa e Ganímedes (CANUP; WARD, 2009).



## 5 INTEGRADORES NUMÉRICOS: MERCURY E FARGO

Neste capítulo vamos apresentar os integradores numéricos utilizados nas simulações apresentadas nesse trabalho. Tentaremos dar uma visão geral dos dois pacotes, focando nos recursos utilizados em nosso trabalho.

### 5.1 MERCURY

O pacote MERCURY (CHAMBERS, 1999) é uma ferramenta numérica para o tratamento de problemas de N-corpos que contém vários integradores numéricos que devem ser usados conforme a especificação do problema. O MERCURY foi escrito em FORTRAN 77 por John Chambers em colaboração com Hal Levison e Martin Duncan, a versão mais recente do pacote é de 2001 e está disponível para o público na página <http://www.arm.ac.uk/~jec/home.html>. O pacote MERCURY foi inicialmente desenvolvido para o tratamento de problemas de formação de planetas terrestres, mas que com o passar do tempo teve sua utilização ampliada para diversos outros campos da astronomia que envolvem de alguma forma o problema de N-corpos, como migração de planetas gigantes e estudo de asteroides, para isso abriga os seguintes integradores numéricos, um algoritmo simplético de segunda ordem que utiliza variáveis mistas (MVS), um integrador Bulirsch-Stoer (BS), uma versão conservativa do integrador BS, o integrador RADAU 15 e um integrador híbrido entre simplético e BS, todos eles devotados a resolver o problema da atração gravitacional de N-corpos.

#### 5.1.1 Modelagem do Problema

Em sua versão original as equações de movimento do MERCURY são dadas em relação à um corpo central, tal que os outros corpos do sistema interagem gravitacionalmente entre eles e sofrem a atração gravitacional do corpo central. O MERCURY disponibiliza uma rotina para que outras forças sejam adicionadas ao problema quando forem necessárias, como por exemplo o arrasto gasoso, tal que as equações de movimento de um corpo  $k$  podem ser escritas como,

$$\frac{d^2 \vec{r}_k}{dt^2} = -GM_c \frac{\vec{r}_k}{|\vec{r}_k|^3} - \sum_{i \neq k} GM_i \frac{\vec{r}_k - \vec{r}_i}{|\vec{r}_k - \vec{r}_i|^3} - \sum_i GM_i \frac{\vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} + \vec{F}_{extra} \quad (28)$$

onde  $r_k$  é a distância do corpo  $k$  ao corpo central,  $M_c$  é a massa do corpo central,  $M_i$  e  $r_i$  são a massa e a posição do corpo  $i$ , tal que  $i = 1, 2, \dots, n$  e  $\vec{F}_{extra}$  são as forças extras

que podem ser adicionadas ao problema.

Muitas vezes deseja-se simular a evolução de planetas em meio à planetesimais, a evolução de satélites na presença de satelitesimais ou, de forma mais geral, a formação ou migração de um certo grupo de corpos massivos na presença de corpos de massa insignificante quando comparada aos corpos mais massivos. De modo a facilitar esse tipo de estudo, o MERCURY permite ao usuário classificar os corpos a serem simulados em duas categorias, *big* e *small*. Os corpos declarados como *big* são os corpos massivos que, em geral, são o foco do estudo, assim esses corpos interagem uns com os outros, interagem com os corpos declarados como *small* e são capazes de acretar todos os corpos simulados (exceto o corpo central obviamente), já os corpos classificados como *small* são, em geral, várias ordens de grandeza menos massivos que os corpos do tipo *big* e servem, na maioria das vezes, para serem acretados pelos corpos mais massivos ou como partículas testes em experimentos envolvendo estabilidade de alguma região, os corpos *small* não interagem com outros corpos de mesma classificação e não acretam outros corpos. Nas simulações mostradas no capítulo 6 os satélites massivos e embriões foram classificados como *big* enquanto que os satelitesimais foram classificados como *small*.

Em nossas simulações o código original do MERCURY foi alterado de forma a adicionar a migração tipo I e o arrasto aerodinâmico gerado por um disco de gás. Como simularemos embriões e satelitesimais, as forças exercidas pelo disco gasoso em cada um desses corpos é diferente, de forma que para os embriões utilizaremos prescrições para o arrasto gasoso derivados a partir de simulações hidrodinâmicas por Cresswell; Nelson (2008), enquanto que para os satelitesimais utilizaremos o formalismo apresentado por Adachi; Hayashi; Nakazawa (1976) para o arrasto sofrido por esses corpos, essas modificações foram implementadas na rotina `mfo_user` no código original do MERCURY. No capítulo 6 descreveremos em mais detalhes a forma das forças adicionadas.

A seguir descreveremos os tipos de integradores presentes no pacote MERCURY, suas peculiaridades e em quais situações cada um deve ser utilizado.

### 5.1.2 Integradores do MERCURY

Todos os integradores presentes no MERCURY pode ser utilizado para resolver algum problema de N-corpos relacionado à astronomia, porém cada integrador tem suas limitações e sua aplicabilidade, em geral, fica restrita à uma certa classe de problemas, como especificado em seu manual.

O mapa simplético MVS contém corretores simpléticos simples que melhoram a estabilidade do método (WISDOM; HOLMAN; TOUMA, 1996). Esse é integrador é considerado rápido com a limitação de não resolver com precisão encontros próximos, dessa forma sua aplicabilidade fica restrita a sistema em que tais eventos não existem ou não são importantes. Ainda, esse integrador deve ser utilizado em simulações que envolvem muito tempo computacional, como por exemplo a evolução do nosso Sistema Solar, por ser rápido e gerar resultados que dão uma ideia quantitativa sobre o sistema estudado.

O integrador BS clássico é uma implementação do método de extrapolação usado para resolução de equações diferenciais ordinárias descrito em Bulirsch; Stoer (1966). O BS é o integrador mais preciso presente no pacote MERCURY, ele pode ser utilizado na grande maioria dos problemas de N-corpos, sejam eles conservativos ou não. Seu passo de integração adaptativo permite ao algoritmo diminuir o passo de integração o quanto for necessário para que um fenômeno mais complicado seja resolvido, como por exemplo um encontro próximo, mantendo uma determinada precisão (definida previamente pelo usuário). Como trabalharemos com a formação e migração de satélites, é esperado que diversos encontros próximos aconteçam e que as órbitas dos satélites se tornem excêntricas em alguns momentos, dessa forma nós escolhemos utilizar o módulo BS em nossas simulações.

O módulo conservativo do BS é uma implementação do mesmo método descrito acima porém que só funciona para sistemas conservativos, ou seja, sistemas em que as acelerações sejam funções apenas das posições ( $\vec{a} \rightarrow \vec{a}(\vec{r})$ ). Devido à essa importante simplificação, o manual do MERCURY indica que o BS conservativo pode ser até duas vezes mais rápido que sua versão clássica. Sendo que sua principal aplicação é na solução de sistemas expostos apenas a gravidade newtoniana ( $F \propto r^{-2}$ ).

O integrador RADAU 15 é uma implementação do método de quadratura de Gauss-Radau de décima quinta ordem descrito em Everhart (1985), tal método esse integrador é capaz de trabalhar com sistemas conservativos e não-conservativos sem problemas. No manual do MERCURY é indicado que o RADAU 15 pode ser duas ou três vezes mais rápido que o tradicional BS e que apresenta problemas em resolver encontros próximos e acompanhar a órbita de corpos muito excêntricos. Dessa forma, esse módulo deve ser utilizado com moderação em problemas em que o usuário tenha uma ideia da evolução dos corpos simulados onde seja possível garantir que esse corpos não sofram encontros próximos ou atinjam órbitas excêntricas. Em (REIN; SPIEGEL, 2015) os autores apresentam uma solução para os problemas do RADAU 15 utilizando um controle no tamanho do passo de integração capaz de escolher o passo de tempo ótimo para cada tipo de situação, as simulações apresentadas pelos autores mostram que a nova implementação do RADAU 15 consegue manter o erro atribuído ao método abaixo da precisão da máquina em integrações de longo tempo.

O último integrador do pacote MERCURY é um integrador híbrido entre mapa simplético (WISDOM; HOLMAN, 1991) e algum outro integrador, em geral o integrador BS mas o RADAU 15 também pode ser utilizado em algumas situações, por simplicidade vamos dizer que o integrador simplético é dividido em módulo simplético e módulo BS. A ideia do integrador híbrido é fornecer uma ferramenta capaz de acompanhar a evolução de um sistema por longos períodos de tempo e resolver encontros próximos entre dois corpos de maneira minimamente precisa. Inicialmente o integrador evolui o sistema utilizando o módulo simplético e sempre que há encontros próximos o segundo módulo é ativado, uma vez que o encontro próximo é resolvido o módulo BS é desligado e o módulo sim-

plético é reativado. O maior problema nessa alternância entre integradores é a questão da transformação das condições finais de um método em condições iniciais de outro método, essa “solda” entre os dois métodos pode gerar alguns erros que podem ser propagados ao longo da simulação. O momento em que há um encontro próximo também é um ponto crucial, visto que nesse momento haverá a troca de módulos, por padrão o MERCURY utiliza  $r = 3 R_H$  como distância para caracterizar um encontro próximo, esse valor foi encontrado por Duncan; Levison; Lee (1998) através de experimentos numéricos, contudo esse é um parâmetro livre que pode ser alterado pelo autor dependendo do problema. O integrador híbrido é indicado em problemas que envolvem a evolução de um sistema por milhões ou bilhões de anos onde encontros próximos são inevitáveis, por exemplo simulações sobre a migração dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar (TSIGANIS et al., 2005).

## 5.2 FARGO

### 5.2.1 Descrição do Integrador

O FARGO (*Fast Advection in Rotating Gaseous Objects*) é um integrador numérico hidrodinâmico bidimensional que trata do problema de interação entre planeta-disco e planeta-planeta de forma híbrida entre uma parte hidrodinâmica e parte de N-corpos. O código é escrito em linguagem C e começou a ser desenvolvido em 1999 por Frederic Masset em colaboração com os astrofísicos Richard Nelson e John Papaloizou, desde então vem sendo melhorado e ampliado via perguntas, comentários e sugestões dos usuários do código. Recentemente foi lançada uma versão tridimensional do código (BENÍTEZ-LLAMBAY et al., 2015) que traz diversas modificações que ampliam o escopo de problemas que podem ser estudados utilizando essa ferramenta. O pacote pode ser adquirido gratuitamente no site <http://fargo.in2p3.fr/>, onde também é possível encontrar a versão tridimensional do programa, diversos manuais que auxiliam no entendimento do código, além de uma página dedicada às publicações que utilizaram o FARGO ou alguma de suas versões como ferramenta.

De modo a reduzir o número de parâmetros necessários para descrever o disco protoplanetário, o código utiliza uma malha bidimensional para representar um disco kepleriano sem auto-gravidade onde a viscosidade é modelada utilizando a prescrição  $\alpha$  de Shakura; Sunyaev (1973).

Masset (2000) descreve em detalhes o algoritmo FARGO implementado de modo a modificar a forma com que o material é transportado entre as células, tal algoritmo diminui significativamente o tempo computacional gasto para realizar esse processo, ainda os autores mostram exemplos comparando o seu algoritmo com o tradicional esquema de advecção. O algoritmo de transporte FARGO utiliza um esquema de *upwind* de van Leer em uma malha escalonada com um *slope* harmônico de segunda ordem como limitante van Leer (1977). O esquema de advecção clássico também encontra-se implementado no

código e pode ser utilizado para fins de comparação. O sistema modelado é fixado no corpo central e não inercial, de modo que é possível escolher entre um sistema girante, não-girante, em corrotação com outro corpo ou ainda um sistema guiado pelo corpo central. No caso de se escolher trabalhar em um sistema girante, todas as forças que aparecem devido a rotação são conservativas e adicionadas diretamente no potencial gravitacional do corpo. Ainda, é possível mudar o tamanho das células que compõem a malha de maneira radial ou azimutal, de forma a obter uma resolução diferenciada caso o problema em questão necessite de maior ou menor resolução.

Como dito anteriormente, o código é híbrido entre parte hidrodinâmica e parte de N-corpos. A porção hidrodinâmica do código é similar à encontrada no pacote ZEUS (STONE; NORMAN, 1992) e é responsável por toda a interação do gás com o sistema, essa parte do código é responsável por resolver as equações de Navier-Stokes e continuidade para um disco kepleriano exposto à força gravitacional proveniente do corpo central e dos planetas imersos no disco. Por sua vez, a parte de N-corpos fica encarregada de resolver as interações gravitacionais dos planetas imersos no disco, para isso os corpos adicionados ao sistema são tratados como pontos de massa e seu movimento é determinado por um integrador Runge-Kutta de quinta ordem.

O código ainda traz a opção de ser executado em paralelo através do MPI (*Message Passing Interface*) no caso de um sistema com múltiplos núcleos, tal implementação permite que determinadas simulações sejam realizadas com maior velocidade. Esse recurso não foi explorado durante esse trabalho.

### 5.2.2 Modelagem do Disco Protoplanetário

O disco protoplanetário modelado é um disco bidimensional, kepleriano, sem auto-gravidade, onde a parte viscosa é modelada via o parâmetro  $\alpha$  (SHAKURA; SUNYAEV, 1973), apesar de que o código permite trabalhar com um disco cuja viscosidade seja constante. O parâmetro  $\alpha \leq 1$  é conhecido por ser um parâmetro que contém todas as simplificações associadas ao mecanismo de viscosidade (em muitos textos esse parâmetro é referido como aquele que condensa toda a nossa ignorância ao tratar a origem da viscosidade no disco). Utilizando esse parâmetro, a viscosidade no disco pode ser escrito como,

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (29)$$

onde  $c_s$  e  $H$  são a velocidade da som e a altura relativa do disco, respectivamente.

O sistema e suas equações estão representados em termos de coordenadas cilíndricas,  $(r, \theta, z)$ , porém como estamos trabalhando com um disco bidimensional, utilizaremos apenas as coordenadas radial ( $r$ ) e azimutal ( $\theta$ ), dessa forma tanto a densidade superficial,  $\Sigma$ , quanto o vetor velocidade, composto pelas velocidades radial ( $v_r$ ) e azimutal ( $v_\theta$ ), são

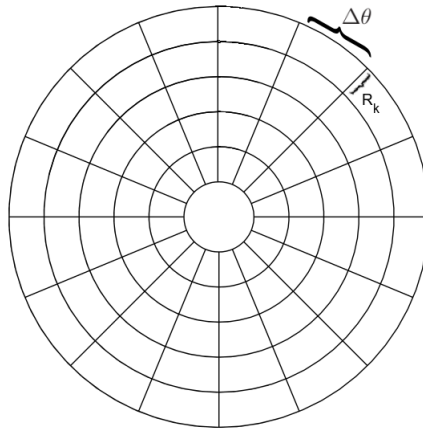
ditos verticalizados, ou seja, é aplicado uma média na componente  $z$ ,

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, z) dz \quad (30)$$

onde  $\rho$  é a densidade volumétrica.

O disco é dividido em uma grade polar composta por  $N_r$  anéis e  $N_\theta$  setores azimutais, de modo que a grade terá um total de  $N_r \times N_\theta$  células. Por sua vez, cada célula tem largura  $\Delta\theta = 2\pi/N_\theta$  e altura  $R_k$ , onde  $0 \leq k \leq N_r$  (figura 5).

Figura 5: Ilustração da grade polar utilizada no FARGO.

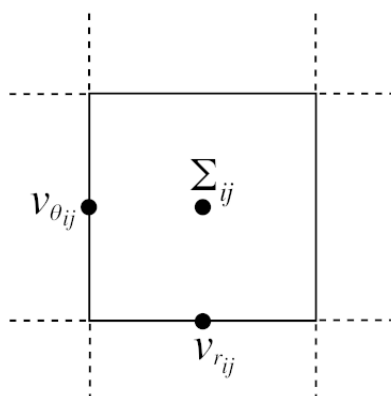


Fonte: Produção do próprio autor.

Definindo os índices  $i$  e  $j$  para representar as coordenadas radial e azimutal de cada célula, respectivamente, o código utiliza uma malha escalonada para o cálculo da densidade ( $\Sigma_{ij}$ ) e das respectivas velocidades ( $v_{r_{ij}}$  e  $v_{\theta_{ij}}$ ), enquanto a densidade é calculada no centro de cada célula, a velocidade radial é calculada na interface entre as células  $[i, j]$  e  $[i - 1, j]$  e a velocidade azimutal é calculada na interface entre as células  $[i, j]$  e  $[i, j - 1]$  (RUSSELL, 2011). Uma ilustração desse esquema é apresentado na figura 6 adaptada de Russell (2011).

Mais detalhes sobre como o FARGO foi utilizado e as modificações feitas para atender nossas necessidades são apresentados no capítulo 7.

Figura 6: Ilustração de uma malha escalonada indicando a localização da densidade do gás e as componentes da velocidade.



Fonte: Adaptado de Russell (2011).

## 6 MODELOS N-CORPOS PARA FORMAÇÃO DE SATÉLITES

Neste capítulo apresentaremos modelos de formação de satélites utilizando simulações de N-corpos. Nesses modelos serão utilizadas as prescrições do modelo MMSN para a quantidade de massa no disco (gás e sólidos). Para simular a migração dos corpos presentes no disco utilizaremos expressões analíticas que foram derivadas a partir de simulações numéricas hidrodinâmicas, prescrições para os amortecimentos na excentricidade e na inclinação dos corpos também serão utilizadas. Este capítulo reproduz os resultados apresentados em nosso trabalho, Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

### 6.1 SISTEMA

De acordo com o modelo MMSN os satélites galileanos foram formados em um disco circumplanetário ao redor de Júpiter, durante os últimos estágios de formação do planeta. Nesses estágios a acreção de gás por parte de Júpiter já foi finalizada e a turbulência no disco circumplanetário é fraca. Nós aplicaremos essas premissas aos modelos que serão descritos nesse trabalho.

Nós consideraremos um sistema de coordenadas planetocêntrico, onde os efeitos do Sol são negligenciados devido à distância desses satélites em relação ao planeta. Como estamos trabalhando nos últimos estágios de formação de Júpiter, o disco circumplanetário em torno do planeta está imerso em uma falha que foi aberta pelo próprio planeta no disco protoplanetário. O disco circumplanetário será composto por gás, satelitesimais e embriões. Os embriões são os corpos que darão origem aos satélites, eles interagem gravitacionalmente com todos os outros corpos do sistema além de poder acretar outros embriões e satelitesimais, por outro lado, os satelitesimais não interagem gravitacionalmente entre si e não acretam material durante o processo de evolução. A quantidade total de gás e sólidos no disco será dada pelo modelo MMSN, dessa forma, a menos que seja dito o contrário, a massa total de gás será  $M_{gas} \sim 2 \times 10^{-2} M_J$  enquanto que a massa total de sólidos (embriões e satelitesimais) será  $M_{solid} \sim 2 \times 10^{-4} M_J$ . Assim, em grande parte dos nossos modelos a razão de massa entre gás e sólidos no disco será 100, análogo à nébula solar. Outras razões de massa podem ser usadas, como por exemplo mantendo a quantidade de sólidos e diminuindo a quantidade de gás temos um disco rico em sólidos, esse tipo de modelo é conhecido como modelo de massa mínima enriquecida em sólidos (MOSQUEIRA; ESTRADA, 2003B; ESTRADA et al., 2009). Devido as incertezas na densidade superficial de sólidos, nós decidimos seguir a abordagem de Miguel; Ida (2016)



e negligenciamos qualquer tipo de aumento na densidade superficial de sólidos devido à condensação do gelo.

### 6.1.1 Densidade do Gás

O desenvolvimento de um modelo sofisticado para a distribuição da densidade superficial no disco circumplanetário ao redor de Júpiter está fora do escopo desse trabalho, visto que há diversos fatores que devem ser levados em conta, como apontado por Miguel; Ida (2016). Nós argumentamos que quando um corpo (embrião ou satelitesimal) se torna grande o suficiente para se dissociar do gás, as forças de arrasto geradas pelo gás só serão importantes para a evolução desses corpos quando esses cruzam as partes mais densas do disco, ou seja, na vizinhança do planeta central. Simulações hidrodinâmicas mostram que para as regiões próximas do planeta a distribuição de gás é assimétrica (TANIGAWA; OHTSUKI; MACHIDA, 2012). Dessa forma, nós assumimos a seguinte distribuição radial para a distribuição de densidade de gás no disco circumplanetário,

$$\rho_{gas}(r, z) = \frac{\Sigma_{gas}(r, t)}{\sqrt{\pi}H} \exp\left(\frac{-z^2}{H^2}\right) \quad (31)$$

onde  $\Sigma_{gas}(r, t)$  e  $H$  são a densidade superficial de gás e a altura relativa do disco circumplanetário, dados por

$$\Sigma_{gas}(r, t) = \Sigma_{gas,t} \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-\beta} \quad (32)$$

e

$$H = 0.05r. \quad (33)$$

A escala de comprimento,  $R_0 = 150 R_J$  corresponde ao tamanho efetivo do disco circumplanetário e  $\beta = 3/2$  é o perfil de densidade local (SUETSUGU; OHTSUKI, 2017). De maneira a modelar um disco mais realístico, nós optamos por implementar uma função para a dissipação do gás. Seguindo a literatura nós optamos pelo seguinte modelo de decaimento exponencial,

$$\Sigma_{gas,t} = \Sigma_{gas,0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{disc}}\right), \quad (34)$$

onde  $t$  é o tempo,  $\Sigma_{gas,0}$  é a densidade superficial em  $R_0$  e  $\tau_{disc}$  é a escala de tempo de difusão do disco dada por (MIGUEL; IDA, 2016),

$$\tau_{disc} \sim 3 \times 10^5 \frac{R_{disc}}{100R_J} \left(\frac{\alpha}{10^{-5}}\right)^{-1}, \quad (35)$$

com  $R_{disc}$  sendo o tamanho do disco. O parâmetro de viscosidade  $\alpha$  depende da turbulência no disco e, como mostrado por, Turner; Lee; Sano (2014), Fujii et al. (2014) e, mais recentemente, Fujii et al. (2017), há uma falta de regiões no disco circumplanetário onde a instabilidade magneto-rotacional (MRI) é ativa, o que sugere um valor pequeno para  $\alpha$ , mais especificamente  $\alpha < 10^{-3}$ . Em nossos modelos nós optamos por valores de  $\alpha$  entre  $10^{-4}$  e  $10^{-5}$ , implicando em um  $\tau_{disc}$  proporcional à  $10^{-4} - 10^{-5}$  anos. Uma vez que estamos utilizando um razão de aspecto constante,  $h = H/r = 0.05$ , nosso perfil de temperatura será dado por,

$$T = T_0 \left( \frac{r}{R_J} \right)^{-1}, \quad (36)$$

onde  $T_0$  é a temperatura em  $1 R_J$ , dada por,

$$T_0 = \frac{h^2 G M_p \mu}{\mathcal{R}}, \quad (37)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional,  $M_p$  é a massa do planeta central,  $\mu$  é o massa molecular média e  $\mathcal{R}$  é a constante dos gases. Utilizando  $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{gs}^2$ ,  $M_p = 1.0 M_J$ ,  $\mu = 2.3$  e  $\mathcal{R} = 8.31 \times 10^7$  temos que  $T_0 \approx 545 \text{ K}$ .

### 6.1.2 Equações de Movimento

Para as nossas simulações utilizamos o pacote numérico Mercury (CHAMBERS, 1999), onde as colisões são tratadas como eventos totalmente acretivos com conservação do momento linear.

Em coordenadas planetocêntricas as equações de movimento de uma partícula  $k$  à uma distância  $r_k$  de Júpiter são (ver equação 28),

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \vec{r}_k}{dt^2} = & -GM_p \frac{\vec{r}_k}{|\vec{r}_k|^3} - \sum_{i \neq k} GM_i \frac{\vec{r}_k - \vec{r}_i}{|\vec{r}_k - \vec{r}_i|^3} - \sum_i GM_i \frac{\vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} \\ & + \vec{F}_{mig} + \vec{F}_{damp,e} + \vec{F}_{damp,I} + \vec{F}_{drag} \end{aligned} \quad (38)$$

onde  $i = 1, 2, \dots, n$ . Do lado direito da equação 38 temos a força gravitacional do corpo central, a interação gravitacional entre os corpos, os termos indiretos, o termo responsável pela migração dos embriões, os amortecimentos na excentricidade e na inclinação e a força de arrasto aerodinâmico sobre os satelitesimais.

### 6.1.3 Efeitos do Gás

Embriões e satelitesimais interagem com o disco circumplanetário de forma diferente. Por serem menores, os satelitesimais sentem apenas o *headwind* do gás (força que age no sentido contrário ao movimento dos corpos), já os embriões são suficientemente massivos para produzir ondas no disco, essas ondas por sua vez produzem torques que vão afetar a

evolução dos embriões. Dessa forma, nós utilizaremos abordagens diferentes para tratar da interação do disco de gás com os corpos no sistema.

O arrasto aerodinâmico é responsável por transferir momento angular do gás para os satelitesimais. Em geral, o gás gira com uma velocidade sub-kepleriana e a interação com os satelitesimais faz com esses corpos migrem na direção do corpo central. Em nosso modelo foi implementada a aceleração devido ao arrasto aerodinâmico dado por Adachi; Hayashi; Nakazawa (1976),

$$\vec{a}_{drag} = -\frac{3C_d\rho_{gas}v_{rel}}{8\rho_{sat}R_{sat}}\vec{v}_{rel} \quad (39)$$

$C_d$  é o coeficiente de arrasto,  $v_{rel}$  é a velocidade relativa dos satelitesimais com respeito ao gás,  $\rho_{sat}$  e  $R_{sat}$  são a densidade e o raio desses corpos. A intensidade do arrasto gasoso depende fundamentalmente do raio dos corpos, em nossas simulações nós definimos o raio de todos os satelitesimais como sendo 10  $km$ .

O coeficiente de arrasto,  $C_d$ , depende basicamente de três números, o número de Mach ( $\mathcal{M}$ ), o número de Reynolds ( $Re$ ) e o número de Knudsen ( $\mathcal{K}$ ).

O número de Mach é dado pela razão entre a velocidade relativo do corpo com respeito ao gás ( $v_{rel}$ ) e a velocidade do som no gás ( $c_s$ ), ou seja,

$$\mathcal{M} = \frac{v_{rel}}{c_s}. \quad (40)$$

O número de Knudsen é dado pela razão entre o caminho livre das moléculas do gás e o tamanho dos satelitesimais e pode ser aproximado por (BRASSER; DUNCAN; LEVISON, 2007)

$$\mathcal{K} = \frac{1.67 \times 10^{-8}}{\rho_{gas}R_{sat}}. \quad (41)$$

O número de Reynolds mede a turbulência do gás no disco e pode ser reescrito em termos do número de Mach e do número de Knudsen como (ADACHI; HAYASHI; NAKAZAWA, 1976),

$$Re \approx 4.44 \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{K}}. \quad (42)$$

Seguindo o esquema adotado por Brasser; Duncan; Levison (2007) o coeficiente de arrasto será calculado da seguinte maneira,

$$C_d = \begin{cases} 2, & \text{se } \mathcal{M} \geq 1, \\ 0.44 + 1.56\mathcal{M}^2, & \text{se } \mathcal{M} < 1 \text{ e } Re > 10^3, \\ \frac{24(1 + 0.15Re^{0.687})}{Re}, & \text{se } \mathcal{M} < 1 \text{ e } Re < 10^3. \end{cases} \quad (43)$$

A fim de reproduzir os efeitos do disco de gás nos embriões dos satélites deve-se levar em conta que a resposta dos embriões as ondas de densidade faz com esses corpos troquem momento angular com o disco e migre em direção ao corpo central em um regime de migração do tipo I. Ainda, se os embriões estão em órbitas excêntricas e/ou inclinadas a interação com o disco fará com que a excentricidade e a inclinação dos corpos seja suavizada levando esses corpos a terem órbitas circulares e coplanares (IZIDORO; MORBIDELLI; RAYMOND, 2014).

De forma a levar esses efeitos em conta, nós seguiremos o formalismo introduzido por Tanaka; Ward (2004) e generalizado por Papaloizou; Larwood (2000) e Cresswell; Nelson (2008) para incluir altas excentricidades, definindo uma escala de tempo,

$$t_{wave} = \frac{M_p}{M_{emb}} \frac{M_p}{\Sigma_{gas} a^2} h^4 \Omega_k^{-1}, \quad (44)$$

onde  $M_p$  é a massa do planeta,  $h$  é a razão de aspecto do disco e  $M_{emb}$ ,  $a$  e  $\Omega_k$  são a massa, o semieixo maior e a frequência kepleriana dos embriões.

As escalas temporais para a migração e o amortecimento da excentricidade e inclinação serão descritas pelas seguintes equações, dadas em Izidoro et al. (2016), derivadas a partir de ajustes numéricos de simulações hidrodinâmicas feitas por Cresswell; Nelson (2008) válidas para discos isotermos<sup>1</sup>,

$$t_{mig} = \frac{2.0}{2.7 + 1.1\beta} \left( \frac{1.0 + \left(\frac{e}{1.3h}\right)^5}{1.0 - \left(\frac{e}{1.1h}\right)^4} \right) t_{wave} h^{-2}, \quad (45)$$

$$t_e = \frac{t_{wave}}{0.780} \left( 1.0 - 0.14 \left(\frac{e}{h}\right)^2 + 0.06 \left(\frac{e}{h}\right)^3 + 0.18 \left(\frac{e}{h}\right) \left(\frac{I}{h}\right)^2 \right), \quad (46)$$

e

$$t_I = \frac{t_{wave}}{0.544} \left( 1.0 - 0.30 \left(\frac{I}{h}\right)^2 + 0.24 \left(\frac{I}{h}\right)^3 + 0.14 \left(\frac{e}{h}\right)^2 \left(\frac{I}{h}\right) \right) \quad (47)$$

com  $e$  e  $I$  sendo a excentricidade e a inclinação dos embriões enquanto que  $\beta$  é o perfil

<sup>1</sup>Prescrições mais recentes para discos isotermos e não isotermos podem ser encontrados em Paardekooper et al. (2010) e Paardekooper; Baruteau; Kley (2011), essas prescrições serão testadas no futuro.

de densidade local.

A partir das equações 45, 46 e 47 nós podemos escrever acelerações sintéticas exercidas pelo disco nos embriões (CRESSWELL; NELSON, 2008) como

$$\vec{a}_{mig} = -\frac{\vec{v}}{t_{mig}}, \quad (48)$$

$$\vec{a}_{damp,e} = -2\frac{(\vec{v} \cdot \vec{r})}{r^2 t_e} \vec{r}, \quad (49)$$

e

$$\vec{a}_{damp,I} = -\frac{v_z}{t_i} \vec{k} \quad (50)$$

onde  $\vec{k}$  é o vetor unitário na direção do eixo  $z$ . Em comunicação privada, André Izidoro nos informou que seus experimentos mostram que a equação 50 deveria ser multiplicada por um fator 2, o que aumentaria a velocidade de amortecimento da inclinação. Como será mostrado nos nossos resultados, esse aumento no amortecimento não afeta criticamente nossos resultados, uma vez que o tempo gasto para que as partículas se tornem coplanares já é relativamente pequena.

As acelerações descritas pelas equações 39, 48, 49 e 50 podem ser facilmente traduzidas nas forças presentes na equação 38.

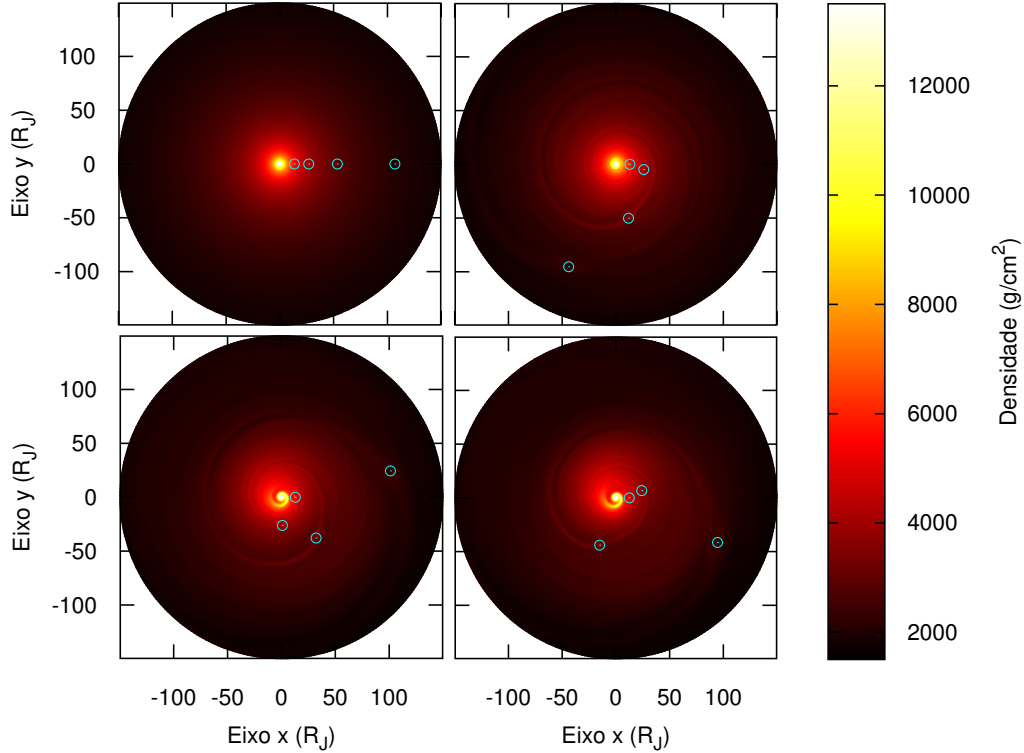
A interação do campo magnético do planeta com o disco foi estudado por Takata; Stevenson (1996) e os autores encontraram que o disco circumplanetário é truncado no raio de corotação do planeta. Assim, seguindo a prescrição de Sasaki; Stewart; Ida (2010) nós introduzimos uma cavidade interna no disco em  $\sim 2.25 R_J$ , dentro dessa cavidade os efeitos do gás serão desconsiderados.

#### 6.1.4 Migração Tipo II em Nossas Simulações

Em nossas simulações de N-corpos nós negligenciamos a migração do tipo II, pois, os embriões não se tornam massivos o suficiente para abrir uma falha no disco. A ideia de que a migração do tipo II poderia ser responsável pela evolução de sistemas de satélites como os galileanos foi explorado por Miguel; Ida (2016). Esses autores argumentaram que em um disco com baixa viscosidade uma falha seria facilmente aberta por satélites com massas relativamente baixas. Utilizando os resultados que indicam falta de regiões no disco onde MRI é ativo (TURNER; LEE; SANO, 2014; FUJII et al., 2014, 2017), Miguel; Ida (2016) escolheram um valor para  $\alpha$  entre  $10^{-4}$  e  $10^{-6}$ , o que foi considerado por nós como excessivamente baixo.

Para verificar a presença de falha em um disco com baixa viscosidade nós realizamos algumas simulações hidrodinâmicas para estudar a evolução no disco na presença de um grupo de satélites com massas iguais as massas dos satélites galileanos.

Figura 7: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente. Os círculos em ciano indicam a posição dos satélites.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Para nossas simulações hidrodinâmicas nós usamos o pacote FARGO 2D com um planeta com uma massa de Júpiter no centro do sistema. Nos simulamos um disco localmente isoterma ao redor de Júpiter com uma altura  $h = 0.05$ , o disco se estende de  $r_{in} = 2.25 R_J$  até  $r_{out} = 150 R_J$ . O perfil de densidade superficial adotado foi  $\Sigma = \Sigma_0 r^{-3/2}$  com a densidade superficial inicial sendo  $\Sigma_0 = 1.48 \times 10^{-4} M_J/R_J^2$ , de forma que o disco contenha  $2 \times 10^{-2} M_J$ . Como o disco circumplanetário dever ter baixa viscosidade, nós utilizamos a prescrição  $\alpha$  de Shakura; Sunyaev (1973) com  $\alpha = 5 \times 10^{-4}$ , um valor derivado para viscosidade puramente hidrodinâmica pela instabilidade viscosa de cisalhamento (*Viscous Shear Instability*) (STOLL; KLEY, 2014; STOLL; KLEY; PICO GNA, 2017; STOLL; PICO GNA; KLEY, 2017). Para a resolução nós adotamos uma grade  $(N_R, N_\theta) = (300, 300)$ , com 300 células nas regiões coorbitais dos satélites (como esperado uma vez que trabalhamos com 300 zonas radiais em nossa malha).

Os quatro satélites imersos no disco foram inicializados com a mesma massa dos satélites galileanos, em órbitas circulares e distante da posição atual dos satélites galileanos, dessa maneira os satélites podem migrar pelo disco. A acreção do gás pelos satélites foi negligenciada uma vez que esses satélites não são compostos por gás. A simulação apresentada aqui foi realizada por 150 anos. Na figura 7 nós apresentamos *snapshots* da evolução do

sistema por 0, 50, 100 e 150 anos. A estrutura do disco não muda dramaticamente pela presença dos satélites, é possível identificar alguns braços espirais próximo dos satélites. Essas estruturas são uma resposta do disco à presença dos corpos, e devido a troca de momento angular entre os corpos e o disco os satélites migram internamente.

Nossos resultados não mostram nenhum sinal de abertura de falha em torno dos satélites. Assim, não existe nenhuma razão aparente para usar o migração do tipo II para descrever a migração dos satélites. No entanto, nós destacamos que, devido a limitação computacional, nossa simulação cobre apenas as fases iniciais de interação entre os satélites e o disco. Se fosse simulado um disco com viscosidade ainda menor e/ou satélites mais massivos os resultados poderiam ser diferentes, mas nós apontamos que tais condições são irrealísticas e podem levar à uma conclusão equivocada do problema. Outro ponto de discussão é a questão da temperatura no disco, esse tema será tratado mais a frente nesse capítulo e no capítulo 7 onde apresentamos nossas simulações hidrodinâmicas.

## 6.2 MODELOS E RESULTADOS

Nesta seção apresentaremos nossos modelos para o crescimento e evolução orbital dos embriões utilizando diferentes configurações. A seguir, exploraremos o impacto de alguns parâmetros tais como a distribuição inicial dos embriões, a massa e o número de satelitesimais, o perfil de densidade do disco, a razão de massa de gás e sólidos no disco e a razão de aspecto do disco. Um sumário dos nossos modelos é mostrado na tabela 2. Os modelos apresentados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) aparecem com os nomes sublinhados na tabela 2.

Os primeiros dois modelos mostrados na tabela 2 (4-sat-1 e 4-sat-2) descrevem a evolução de quatro embriões que inicialmente possuem a mesma massa dos satélites galileanos, dessa forma a acreção de massa por parte dos embriões foi negligenciada. Nos três modelos seguintes (multi-sat-1, multi-sat-2 e multi-sat-3) nós simulamos 20 embriões e 2000 ou 2500 satelitesimais (o número de satelitesimais depende do modelo) espalhados de maneira aleatória no disco, onde cada um dos embriões contém apenas uma pequena fração da massa dos satélites galileanos. Nos modelos multi-sat-1-b05 e multi-sat-1-b1, nós simulamos as mesmas condições iniciais do modelo multi-sat-1, porém utilizando um perfil de densidade do gás mais suave,  $\beta = 0.5$  e  $\beta = 1.0$  respectivamente. Nos modelos multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3 foram simuladas as mesmas condições iniciais dos modelos multi-sat-i, onde  $i = 1, 2, 3$ , utilizando um perfil de densidade uniforme. Para os modelos multi-sat-uni-1-h010, multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015 e multi-sat-uni-3-h015 nós simulamos um disco com uma distribuição de temperatura mais compatível com a realidade, para isso aumentamos o valor da razão de aspecto primeiramente para  $h = 0.1$  e em seguida para  $h = 0.15$ . Nos modelos multi-sat-uni-4 e multi-sat-4-h015 estudamos modelos com uma densidade de sólidos maior, utilizando os modelos multi-sat-uni-1 e multi-

-sat-uni-1-h015 como base. Nos modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015 utilizamos as mesmas condições dos modelos multi-sat-uni-1 e multi-sat-uni-1-h015, respectivamente, porém com uma distribuição de massa diferente para os embriões.



Tabela 2: Parâmetros das simulações. Onde Emb. é o número de embriões, Satel. é o número de satelitesimais,  $M_{emb}$ ,  $I_{emb}$ ,  $e_{emb}$ ,  $a_{emb}$  são a massa inicial, inclinação, excentricidade e semieixo maior dos embriões,  $M_{satel}$ ,  $a_{satel}$  são a massa e o semieixo maior dos satelitesimais,  $\beta$  é o perfil de densidade superficial,  $M_{gas}/M_{solid}$  é razão de massa de gás e sólidos e  $h$  é a razão de aspecto do disco. Os modelos cujos nomes estão sublinhados foram apresentado em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Modelos	Emb.	Satel.	$M_{emb}$ $10^{-5}M_J$	$M_{satel}$ $10^{-5}M_J$	$I_{emb}$ Deg	$e_{emb}$	$\beta$	$a_{emb}$ $R_J$	$a_{satel}$ $R_J$	$\frac{M_{gas}}{M_{solid}}$	$h$
<u>4-sat-1</u>	4	0	2.5 - 7.8	-	0.0	0.0	1.5	13.4 - 107.2	-	58	0.05
<u>4-sat-2</u>	4	0	2.5 - 7.8	-	5.0	0.1	1.5	13.4 - 107.2	-	58	0.05
<u>multi-sat-1</u>	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	1.5	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
<u>multi-sat-2</u>	20	2500	0.04 - 0.17	0.007	0.0	0.0	1.5	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
<u>multi-sat-3</u>	20	2000	0.1 - 0.43	0.007	0.0	0.0	1.5	21.0 - 150.0	2.25 - 150.0	100	0.05
multi-sat-1-b05	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.5	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
multi-sat-1-b1	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	1.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
<u>multi-sat-uni-1</u>	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
multi-sat-uni-2	20	2500	0.04 - 0.17	0.007	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
multi-sat-uni-3	20	2000	0.1 - 0.43	0.007	0.0	0.0	0.0	21.0 - 150.0	2.25 - 150.0	100	0.05
multi-sat-uni-4	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	10	0.05
multi-sat-uni-5	20	2000	0.02 - 0.28	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.05
multi-sat-uni-1-h010	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.10
<u>multi-sat-uni-1-h015</u>	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.15
<u>multi-sat-uni-2-h015</u>	20	2500	0.04 - 0.17	0.007	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.15
<u>multi-sat-uni-3-h015</u>	20	2000	0.1 - 0.43	0.007	0.0	0.0	0.0	21.0 - 150.0	2.25 - 150.0	100	0.15
<u>multi-sat-uni-4-h015</u>	20	2000	0.04 - 0.17	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	10	0.15
<u>multi-sat-uni-5-h015</u>	20	2000	0.02 - 0.28	0.01	0.0	0.0	0.0	21.0 - 170.0	21.0 - 170.0	100	0.15

Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

### 6.2.1 Modelos com Apenas Quatro Satélites (Modelos 4-sat-1 e 4-sat-2)

Para o modelo 4-sat-1 nós simulamos apenas a migração de quatro satélites com massa inicial igual à massa que os satélites galileanos possuem hoje, dessa forma nenhum tipo de acréscimo de material é levado em consideração. A densidade superficial do disco foi descrita na seção 6.1. Uma vez que estamos simulando uma fase em que os satélites já estão formados é esperado que esses corpos já passaram por algum tipo de migração e que uma porção do disco de gás já tenha se dissipado. Dessa maneira, nós escolhemos uma quantidade de gás no disco tal que sua massa seja 60% da massa total prevista pelo MMSN.

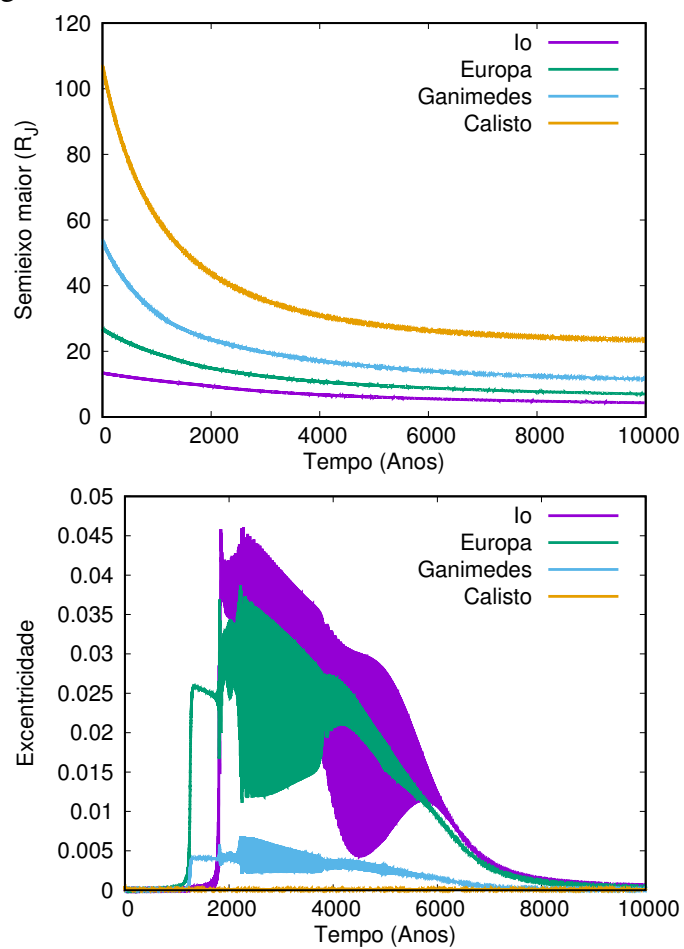
Atualmente, os três satélites galileanos mais internos estão em uma ressonância de movimento médio do tipo 1:2:4. Isso implica que esses corpos estão separados radialmente por uma razão  $\sim 1.6$  de um satélite para o outro. Em nosso modelo, os quatro satélites foram inicialmente separados por um fator 2 de  $13.4 R_J$  até  $107.2 R_J$ , em órbitas circulares e coplanares. Durante sua evolução nós checamos se esses satélites conseguem alcançar a mesma configuração ressonante dos satélites galileanos. Os resultados para a evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites são apresentados na figura 8.

O amortecimento na excentricidade mantém os satélites em órbitas praticamente circulares durante a evolução do sistema, porém não impede alguns saltos na excentricidade de Io, Europa e Ganímedes quando esses corpos se aproximam e atingem uma configuração ressonante. A evolução da inclinação não foi mostrada aqui, pois os satélites foram inicializados em órbitas coplanares e esse cenário não se alterou durante a simulação, exploraremos esse tópico no modelo 4-sat-2.

Devido às interações com a nébula gasosa os satélites migram internamente, suas posições finais, do mais interno para o mais externo, são  $4.31 R_J$ ,  $6.85 R_J$ ,  $10.9 R_J$  e  $23.3 R_J$ , respectivamente. Como satelitesimais não foram considerados, os dois satélites, inicialmente, mais externos migraram livremente pelo disco até encontrarem os dois mais internos. Neste ponto, a taxa de migração desses corpos diminui devido à atração gravitacional mútua entre os corpos e os três corpos mais internos lentamente formam uma corrente de ressonância. Ao final da simulação, os três corpos mais internos estão presos em uma ressonância de movimento médio 1:2:4. Como mostrado por Ogihara; Ida (2012), nos estágios mais avançados da formação dos satélites a nébula gasosa será menos densa, de forma que os amortecimentos na excentricidade e no semieixo maior favorecem a formação de múltiplas ressonância 2:1 se os satélites são massivos, o que é o caso aqui. No entanto, os mesmos autores encontraram que para diferentes configurações iniciais com mais satélites formados, outras ressonâncias de primeira ordem podem ser encontradas, principalmente ressonâncias do tipo 3:2 e 4:3.

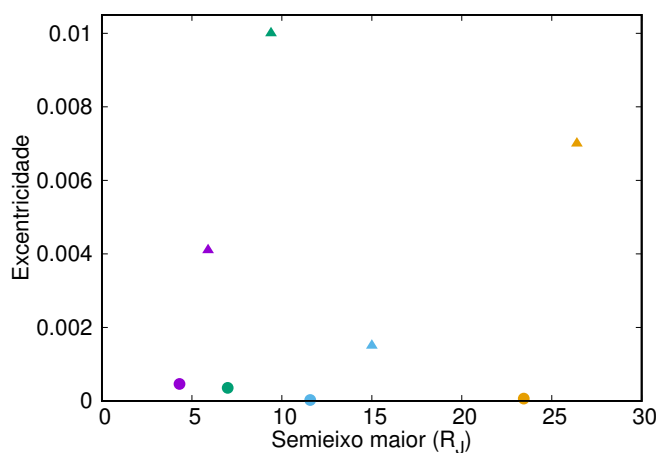
Nosso primeiro cenário é bem específico uma vez que assumimos que os satélites já se formaram em órbitas circulares e coplanares, e os satelitesimais não foram considerados. No entanto, nós verificamos que para essa configuração em especial a prescrição para

Figura 8: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo 4-sat-1 ao longo de 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 9: Comparação da configuração final (semieixo maior por excentricidade) dos satélites produzidos pelo modelo 4-sat-1 (círculos) e os satélites galileanos (triângulos).



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

migração do tipo I é suficiente para carregar os satélites desde posições mais externas do disco até posições similares as dos satélites jovianos (figura 9).

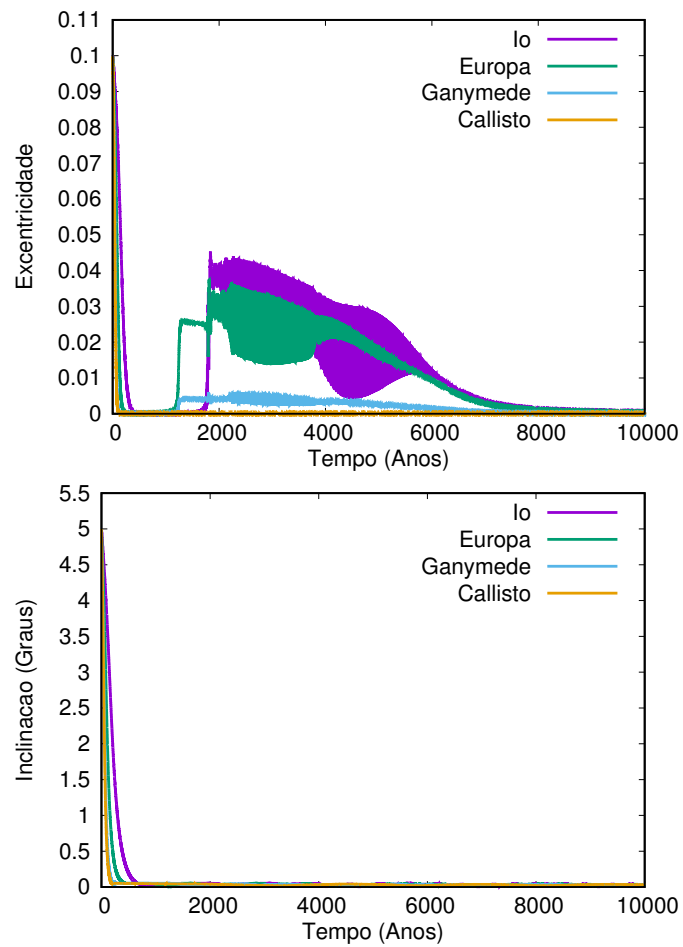
De modo a assegurar que nossos resultados sejam independentes da condição de que as órbitas dos satélites sejam inicialmente circulares e coplanares, nós simulamos o mesmo sistema do modelo anterior utilizando órbitas excêntricas,  $e_{emb} = 0.1$ , e inclinadas,  $I_{emb} = 5^\circ$ , chamamos esse modelo de 4-sat-2. A evolução da excentricidade e da inclinação dos satélites é mostrada na figura 10.

Ambos os valores para a excentricidade e inclinação são reduzidos para próximo de zero após os primeiros 1000 anos pelo esquema de amortecimento proposto na seção 6.1. Após esse amortecimento, os satélites permanecem quase coplanares até o final da simulação. No caso da excentricidade, após o amortecimento sua evolução é semelhante a evolução encontrada no modelo 4-sat-1. Nenhuma mudança significativa foi encontrada em relação a migração dos satélites e a evolução do semieixo maior é equivalente ao mostrado na figura 8.

### 6.2.2 Modelos Variando a Distribuição de Embriões (Modelos multi-sat-1, multi-sat-2 e multi-sat-3)

Em um disco contendo embriões de satélites e satelitesimais, a distribuição e a massa inicial desses corpos influenciará na configuração final dos satélites, seja no número de satélites sobreviventes, sua massa ou seus elementos orbitais. Dessa forma apresentaremos três modelos variando a distribuição dos embriões, o número e a massa dos satelitesimais.

Figura 10: Evolução da excentricidade e da inclinação dos satélites para o modelo 4-sat-2 em 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

### 6.2.2.1 Modelo multi-sat-1

Uma vez que os esquemas de migração e amortecimento já foram testados, podemos seguir para a formação de satélites devido à acreção de material. Primeiramente, a massa do disco gasoso será tomada como sendo  $2 \times 10^{-2} M_J$ , concordando com o modelo MMSN. Para o disco de sólidos, a distribuição de massa dos embriões seguirá a lei,  $r^{3/4} \Delta^{3/2}$  (KOKUBO; IDA, 2002; RAYMOND; QUINN; LUNINE, 2005; IZIDORO; MORBIDELLI; RAYMOND, 2014) onde  $\Delta$  é o número de raios de Hill mútuos dado por ,

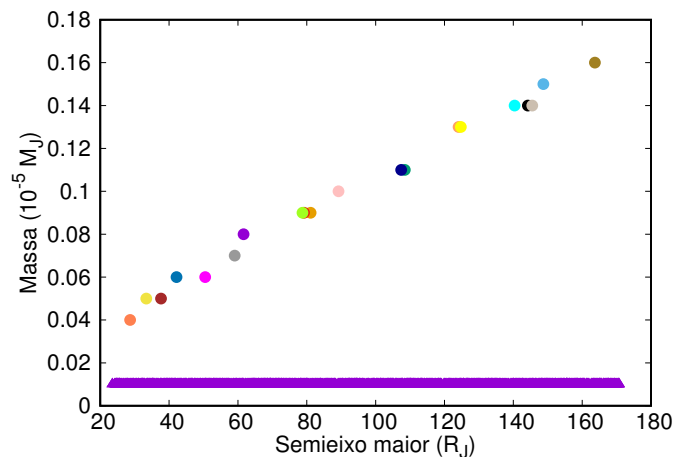
$$\Delta = \frac{a_i + a_j}{2} \left( \frac{M_i + M_j}{3M_p} \right)^{1/3}, \quad (51)$$

com  $a_i$ ,  $a_j$ ,  $M_i$  e  $M_j$  sendo o semieixo maior e a massa de dois embriões adjacentes. A massa dos satelitesimais será considerada constante,  $10^{-7} M_J$ . De forma a alcançar a massa em sólidos esperada pelo modelo MMSN nós simulamos 20 embriões e 2000 satelitesimais aleatoriamente distribuídos de  $21 R_J$  a  $170 R_J$ . Em nosso modelo a excentricidade e a inclinação de todos os corpos é inicialmente zero, as longitudes são aleatoriamente escolhidas entre  $0^\circ$  and  $360^\circ$  e os outros elementos orbitais são todos tomados como zero. A distribuição inicial de sólidos é mostrada na figura 11, onde os pontos em verde são os embriões e os pontos roxos são os satelitesimais. Como pode-se observar existe uma alta concentração de sólidos massivos nas partes mais externas do disco, mesmo que não estejamos interessados na composição dos sólidos, o aumento da massa dos sólidos na parte exterior do disco pode ser entendida como devido à condensação de gelo. Considerando que nosso disco é isoterma e a temperatura carrega uma dependência radial, uma vez que  $T \propto r^{-1}$ , e a temperatura para condensação do gelo é de aproximadamente 170 K, a linha do gelo para o presente modelo está localizada à  $4 R_J$ , questões envolvendo a temperatura do disco e a linha do gelo serão abordadas mais a frente nesse trabalho.

Em Miguel; Ida (2016) os autores mostraram que é improvável que novas gerações de satélites sejam formados, os autores adaptaram o seu modelo para adicionar um novo embrião ao sistema toda vez que um embrião colidia com o corpo central, a massa desse novo embrião foi tomada como 100 vezes menor que a massa do embrião antigo, ainda, esse novo embrião era colocado na borda externa do disco. Os autores encontraram que a quantidade de sólidos remanescentes no disco não era suficiente para produzir uma nova geração de satélites massivos. Por essa razão, nós negligenciamos a formação de novas gerações de satélites no caso de colisões entre embriões e o planeta.

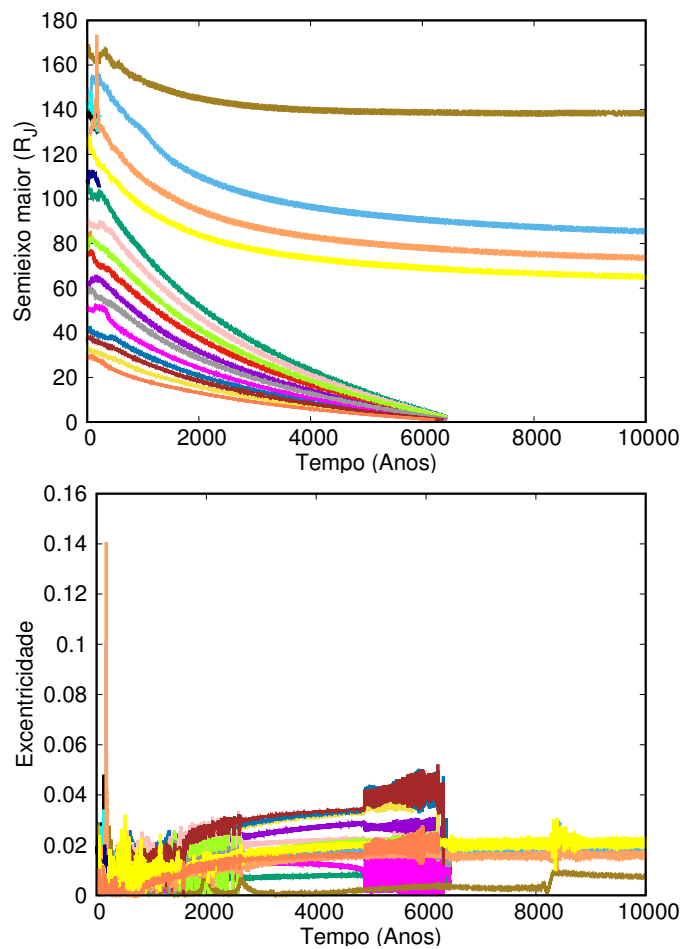
Como descrito na seção 6.1 os embriões migram em um regime do tipo I enquanto os satelitesimais sentem apenas o arrasto aerodinâmico causado pelo gás. As evoluções do semieixo maior e da excentricidade dos embriões são mostradas na figura 12. A migração dos satélites depende, dentre outros fatores, da massa dos embriões e da densidade local no disco gasoso, dessa forma, os embriões inicialmente localizados na parte interna do disco migram mais rápido do que aqueles localizados na parte externa. Os embriões mais

Figura 11: Distribuição inicial de massa dos sólidos para o modelo `multi-sat-1`. Pontos verdes representam os embriões enquanto que os pontos em roxo representam os 2000 satelitesimais.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 12: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos embriões para o modelo `multi-sat-1` ao longo de 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

próximos do corpo central tendem a acretar mais material e se tornarem mais massivos. Esses fatores levam ao cenário mostrado na figura 12 onde os embriões localizados dentro de uma distância de  $120 R_J$  migram rapidamente e colidem com o corpo central, enquanto que os corpos localizados além dessa distância migram pouco e mais lentamente.

A cavidade interna localizada a  $2.25 R_J$  em teoria deveria prevenir que os embriões caíssem imediatamente no planeta, porém como muitos embriões atingiram a cavidade interna, aproximadamente, ao mesmo tempo, um embrião empurrou o outro para o planeta, causando uma série de colisões quase simultâneas.

Os satélites sobreviventes vieram da parte externa do disco. Devido ao perfil inicial de densidade do gás esses corpos se formaram em uma região pobre em gás, o que explica, em partes, a baixa taxa de migração apresentada por eles. Ainda, esses corpos não foram capazes de se tornarem satélites massivos uma vez que os satélites mais internos na parte interna dos discos foram acretados pelos embriões mais internos ou depletados pela ação do gás e pela interação com os embriões que migravam.

Os embriões crescem através de acreção de sólidos em suas zonas de alimentação e conforme os embriões migram suas respectivas zonas de alimentação também se movem, provendo material novo para sua evolução. Na figura 13 nós mostramos a distribuição radial dos satélites formados. Como os embriões localizados dentro de  $120 R_J$  se tornaram massivos rapidamente e migraram internamente até colidirem com o planeta, eles acabaram acretando ou dispersando boa parte dos satélites mais internos, tal que os satélites sobreviventes são muito menos massivos que os satélites galileanos.

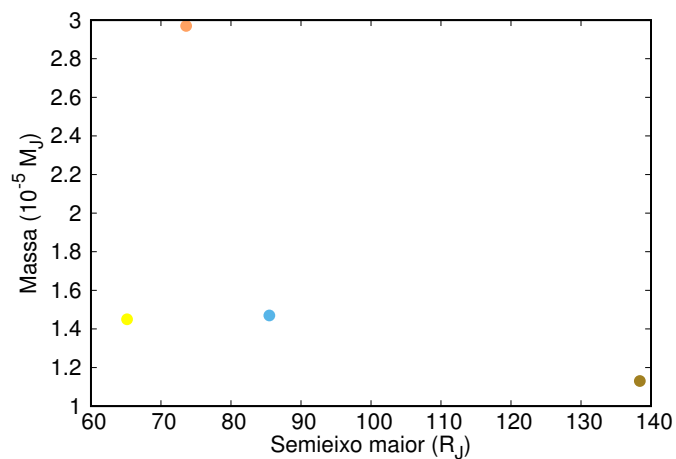
Outro problema quando comparamos os satélites gerados pelo modelo `multi-sat-1` e os satélites galileanos é a sua distribuição. No sistema joviano os dois satélites mais externos são mais massivos que os satélites internos, nesse primeiro modelo nós encontramos dificuldades em produzir uma distribuição como essa. Em nossos resultados os satélites internos são mais massivos, seguindo o padrão de que satélites mais próximos do corpo central crescem mais rápido e são mais massivos.

#### 6.2.2.2 Modelo `multi-sat-2`

O modelo MMSN dá uma estimativa para a massa total de sólidos presentes no disco, mas a forma como essa massa será atingida é uma das grandes incertezas nos modelos de formação de satélites. No modelo anterior nós adotamos uma configuração com 2000 satélites mais internos e 20 embriões com massas escolhidas de forma que a razão de massa entre sólidos e gás fosse 100. Para o modelo `multi-sat-2` nós mudaremos o número e a massa dos satélites mais internos enquanto que o número de embriões será o mesmo. Os embriões serão novamente distribuídos aleatoriamente, mas os outros parâmetros do disco serão os mesmos dos modelos `multi-sat-1`. Nós simulamos 2500 satélites mais internos com massa  $7 \times 10^{-8} M_J$  cada um (veja a figura 14 para a distribuição inicial dos corpos). Apesar de serem necessárias mais simulações para gerar estatísticas mais conclusivas, podemos ver o quão sensível o modelo é em relação a distribuição inicial dos corpos.

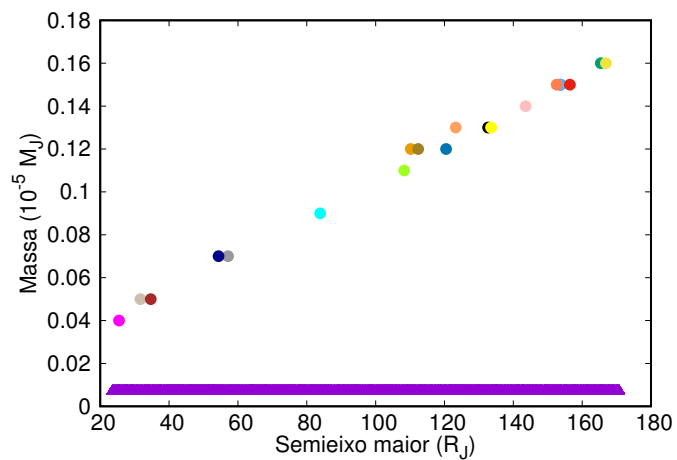


Figura 13: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados no modelo `multi-sat-1`, após 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 14: Distribuição inicial de massa dos sólidos para o modelo `multi-sat-2`. Pontos verdes representam os embriões enquanto que os pontos em roxo representam os 2000 satelitesimais.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Ao final da simulação cinco satélites foram formados próximos um dos outros (figura 15). Um configuração final com mais de quatro satélites não é algo tão incomum, Sasaki; Stewart; Ida (2010) já havia encontrado tal configuração, por exemplo. Como vimos nos modelos anteriores, o número de final de satélites formados é fortemente influenciado pela distribuição inicial dos embriões, uma vez que, até agora, apenas embriões localizados fora de  $120 R_J$  se tornam satélites. Nesse modelo a distribuição aleatória dos embriões resultou em mais corpos com distância maior que  $120 R_J$  do que no modelo `multi-sat-1`, o que ajuda a explicar a formação de cinco satélites ao invés de quatro. Nós chegamos a simular a mesma distribuição de embriões do modelo `multi-sat-1` mudando apenas as massas dos satelitesimais, mas como os resultados foram similares aos do modelo `multi-sat-1` nós optamos por deixar esse modelo de fora do presente trabalho.

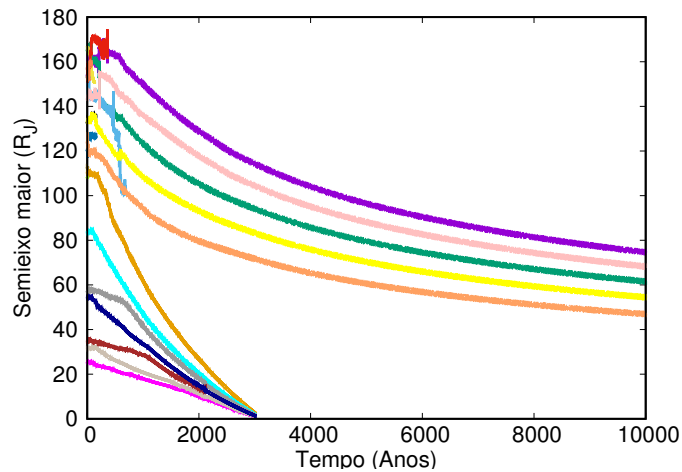
Na figura 15 é mostrada a migração dos embriões. O perfil geral de migração dos embriões é, de certa forma, similar ao encontrado no modelo `multi-sat-1`. Os embriões localizados inicialmente na parte interna do disco ganham massa rapidamente através da acreção dos satelitesimais e migram em direção ao planeta, após ultrapassarem a cavidade interna do disco esses corpos colidem com o corpo central. Por outro lado, a migração dos corpos inicialmente mais afastados do centro do sistema é mais lenta, pelos mesmos motivos apresentados no modelo anterior. Comparando com o sistema formado no modelo `multi-sat-1` o sistema formado nesse modelo é mais compacto e localizado dentro de um raio de  $80 R_J$ , essa configuração é um produto da distribuição inicial de embriões e da interação entre os corpos mais externos. O número inicial de satelitesimais é importante apenas nas primeiras fases do crescimento dos embriões, especialmente para os corpos mais internos, porém esses embriões crescem e caem no planeta mais rápido do que no modelo anterior. Para os embriões que vem da parte exterior do disco, o número maior de satelitesimais não é de fato relevante.

A distribuição final da massa dos satélites é similar a distribuição apresentado no modelo `multi-sat-1`, com o segundo satélite mais interno sendo o mais massivo deles e o satélite mais externo sendo o menos massivo (figura 16). O aumento no número de satelitesimais não foi suficiente para a mudança desse cenário, uma vez que a localização dos embriões foi aleatoriamente selecionada. Essa tendência levanta questões sobre como os satélites galileanos alcançaram sua massa final, especialmente Ganimedes e Calisto.

### 6.2.2.3 Modelo `multi-sat-3`

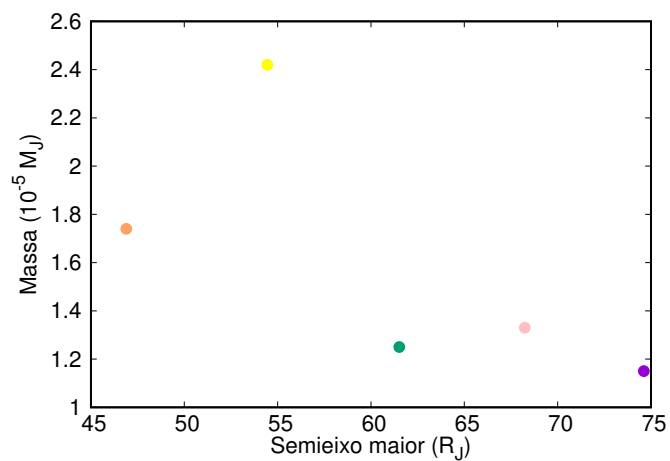
Até agora nós mostramos resultados onde sistemas com quatro ou cinco satélites foram formados, no entanto o número final de satélites depende da distribuição inicial dos embriões. Nós encontramos que distribuições com mais embriões na parte externa do disco tendem a produzir sistemas com mais satélites. Os corpos formados nos modelos anteriores não atingiram massas próximas das massas dos satélites galileanos e sua localização era bem afastada das regiões onde os satélites regulares de Júpiter se encontram. No

Figura 15: Evolução do semieixo maior dos embriões no modelo multi-sat-2, ao longo de 10000 anos.



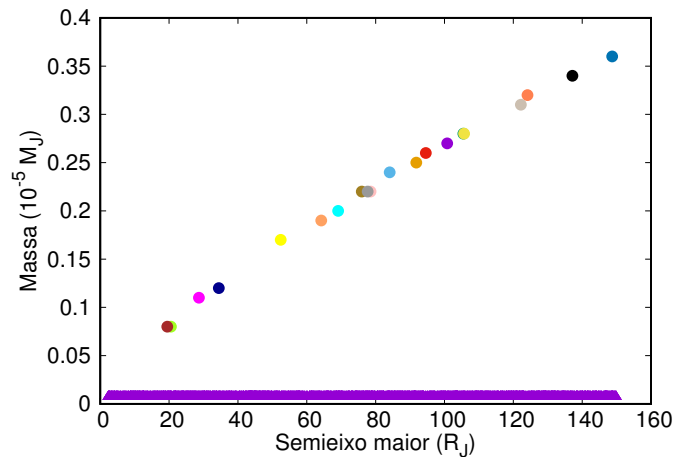
Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 16: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados no modelo multi-sat-2, após 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 17: Distribuição inicial de massa dos sólidos para o modelo `multi-sat-3`. Pontos verdes representam os embriões enquanto que os pontos em roxo representam os 2000 satelitesimais.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

presente modelo nós modificaremos o tamanho do disco e a massa inicial dos embriões.

Dessa forma nós simulamos 2000 satelitesimais com massa  $7 \times 10^{-8} M_J$ , aleatoriamente espalhados de  $2.25 R_J$  a  $150 R_J$  e 20 embriões com massa aproximadamente três vezes maior do que nos modelos anteriores, esses corpos foram distribuídos de  $21 R_J$  a  $150 R_J$ . Essa nova configuração é uma tentativa de resolver o problema da formação de satélites pouco massivos localizados na parte exterior do disco. Se os embriões localizados mais distantes do corpo central se tornassem mais massivos eles migrariam até a região interna do disco. A distribuição inicial de massa dos sólidos é mostrada na figura 17.

A evolução orbital dos embriões é mostrado na figura 18. A migração dos embriões segue o mesmo padrão dos modelos anteriores, os embriões dentro da distância de  $120 R_J$  migram mais rápido e alcançam a o limite interior do disco, enquanto que os embriões localizados fora de  $120 R_J$  migram mais lentamente. Diferente das simulações anteriores, os embriões não colidem com o planeta, os embriões se empilham próximos da cavidade interna em um corrente de ressonâncias. De fato, quando a cavidade interna é colocado no raio de corotação do corpo central a tendência é que os embriões parem de migrar e não caiam no planeta. Porém, quando múltiplos satélites atingem a cavidade interna quase que ao mesmo tempo, eles acabam empurrando os satélites mais internos em direção do planeta, de modo que esses corpos se perdem. No presente modelo, a velocidade de migração dos satélites é menor quando comparada com os modelos `multi-sat-1` e `multi-sat-2`, porque a maioria dos satélites dentro do raio de  $120 R_J$  entraram em uma configuração ressonante ao invés de cair no planeta. Após o cenário ressonante ser alcançado, a migração continua até os corpos mais internos atingirem a cavidade interna.

Estudos recentes mostram que a dissipação do disco gasoso gera instabilidades entre

corpos em ressonância, levando à quebra das correntes de ressonância (IZIDORO et al., 2017). Em nosso modelo o disco gasoso é dissipado de maneira exponencial (equação 34), assim, tais instabilidades são esperadas, o que poderia levar a quebra das correntes de ressonâncias. Nossos resultados mostram que a excentricidade dos satélites formados mais próximos do corpo central aumenta por causa da proximidade dos vários corpos presentes nessa região (painel inferior da figura 18). As instabilidades geradas pela dissipação do disco de gás também afetam os satélites sobreviventes, porém essas instabilidades não são fortes o suficiente para quebrar as correntes de ressonância. Em uma configuração compacta como a nossa, a quebra das correntes de ressonância implicariam em diversas colisões entre os satélites. Um comportamento similar foi observado para sistemas de super Terras, onde múltiplos planetas migram até formarem correntes de ressonâncias próxima da estrela hospedeira, porém, nesse caso, as instabilidades devido a dissipação do gás são suficientes para quebrar as correntes de ressonância de forma que os planetas acabam colidindo uns com os outros ou caindo na estrela (IZIDORO et al., 2017).

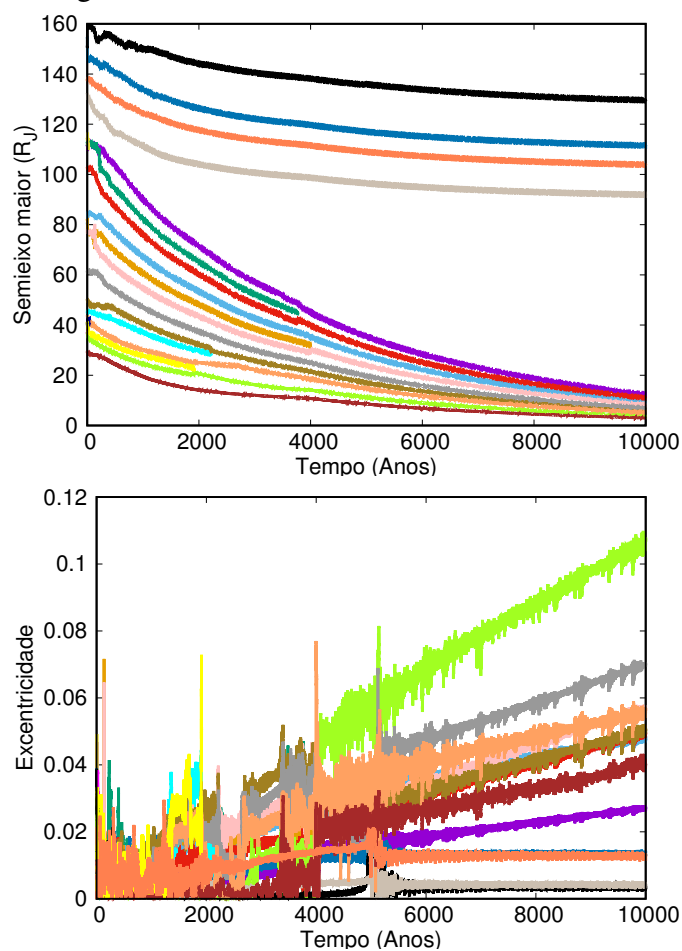
O sistema de quatro satélites formados na parte externa do disco também apresentam uma configuração ressonante, no entanto não é esperado que tal configuração seja quebrada por instabilidades devido a dissipação do gás. A densidade da nébula gasosa em regiões mais distante dos planeta é baixa e a dissipação desse disco produzirá apenas instabilidades fracas que não serão suficientes para quebrar as correntes de ressonância formadas pelos satélites. Esse argumento físico é suportado pelas simulações envolvendo sistemas de super Terras encontradas na literatura.

Na figura 19 nós mostramos a distribuição radial de massa final dos satélites. Pode-se ver que os satélites mais internos estão empilhados próximos da cavidade interna. Como nos modelos anteriores os satélites internos são mais massivos que os externos.

A formação de vários satélites mostram o quanto o modelo é sensível as condições iniciais, em especial a distribuição radial dos embriões. Porém, a massa final dos satélites ainda é um problema em nossos modelos, até agora os sistemas de satélites formados possuem corpos com massas muito menores do que as massas dos satélites galileanos. Possíveis soluções para esse problema incluem considerar um disco mais massivo do que o previsto pelo modelo MMSN ou ainda mudar o perfil de densidade do gás de forma a evitar a rápida migração dos satélites internos e acelerar a migração dos satélites mais externos.

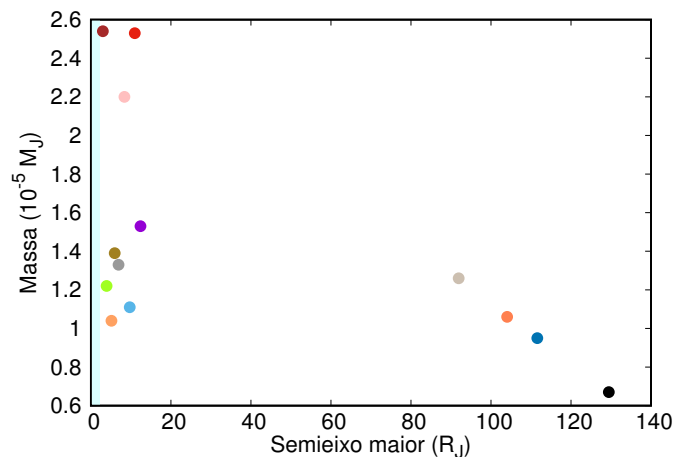
A configuração final do sistema e as correntes de ressonâncias formadas durante a evolução dos satélites lembra a evolução de super Terras em torno de estrelas com a massa do nosso Sol (IZIDORO et al., 2017). Com os nossos resultados é possível argumentar que sistemas de satélites massivos, como os satélites galileanos, podem ter se formado de uma maneira similar à sistemas planetários como as super Terras em uma escala diferente.

Figura 18: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos embriões para o modelo multi-sat-3 ao longo de 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 19: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados no modelo multi-sat-1, após 10000 anos. A região em ciano representa a cavidade interna no disco.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

### 6.2.3 Modelos Variando o Perfil de Densidade de Gás no Disco (Modelos `multi-sat-1-b05`, `multi-sat-1-b1`, `multi-sat-uni-1`, `multi-sat-uni-2` e `multi-sat-uni-3`)

Há muitas incertezas com relação ao perfil de densidade do disco gasoso, por simplicidade nós adotamos uma lei de potência com expoente  $\beta = 3/2$ . Esse perfil foi escolhido de forma a se ter mais material na parte interna do disco, o que é esperado pelo fluxo de material do disco protoplanetário para o planeta. Porém, esse perfil de densidade implica em uma rápida migração dos embriões localizados na parte interna do disco e migração lenta para aqueles localizados na parte externa do disco. Ainda, os satélites mais no disco interno são depletados mais rápido devido a grande densidade de gás nessa região. Para comparação, nós apresentamos nessa seção modelos utilizando um perfil de densidade mais suave, utilizando  $\beta = 1, 1/2$  e  $0$ .

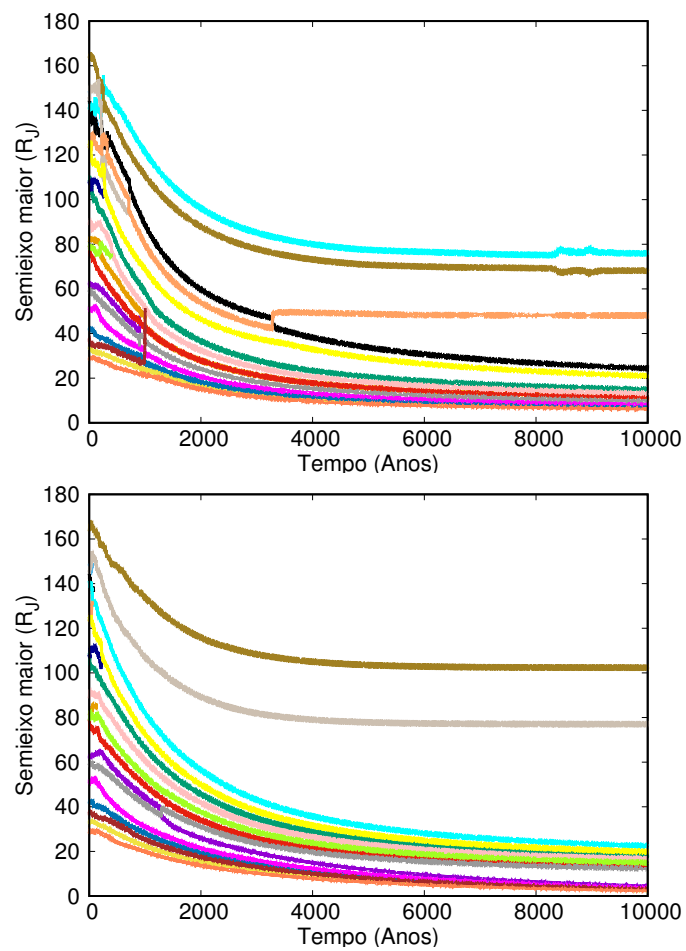
Com uma distribuição de gás menos íngreme esperamos que a taxa de migração dos embriões se torne mais similar, diminuindo a possibilidades de formação de satélites fora de  $60 R_J$ . Ainda, no caso de formação de correntes de ressonâncias, a dissipação da nébula gasosa geraria instabilidades similares na parte interna e externa do disco.

Vamos começar com simulações utilizando  $\beta = 1$  (modelo `multi-sat-1-b-1`) e  $\beta = 1/2$  (modelo `multi-sat-1-b-05`), para isso tomaremos o modelo `multi-sat-1` como base para as condições iniciais do disco, dos embriões e dos satélites mais. Na figura 20 nós vemos que, em ambos os modelos, a maioria dos satélites realizaram uma migração na qual esses corpos atingiram as partes mais internas do disco, populando a região entre  $2.25 R_J$  e  $40 R_J$ , com apenas alguns corpos orbitando fora dessa região. Comparando com o modelo `multi-sat-1` nos observamos que a taxa de migração inicial é de certa forma similar, especialmente para o modelo `multi-sat-b-1.0`. Porém, nos modelos apresentados aqui, os satélites nunca estiveram perto de empurrar uns aos outros em direção ao corpo central, ao invés disso eles foram presos por correntes de ressonância, de forma que a formação de vários satélites foi possível, assim como no modelo `multi-sat-3`. Com relação ao corpos que se formaram mais distantes do planeta, esse resultado já era de certa forma esperado baseado nos resultados encontrados utilizando  $\beta = 3/2$ .

A evolução e os valores finais para a excentricidade (figura 21) são compatíveis com o que foi encontrado para os modelos anteriores. O intervalo de valores encontrados é alcançado devido à proximidade dos satélites e a configuração ressonante na qual eles se encontram. O modelo `multi-sat-3` é um bom exemplo de uma configuração com vários satélites em ressonância perto uns dos outros.

O principal problema dos modelos anteriores era reproduzir a massa dos satélites galileanos, especialmente os mais massivos, Ganimedes e Calisto. Como visto no modelo `multi-sat-3`, quando vários satélites são formados eles são, geralmente, pouco massivos e esse é o caso dos modelos `multi-sat-1-b-05` e `multi-sat-1-b-1`. Na figura 22 nós apresentamos a distribuição radial de massa dos satélites para os nossos mo-

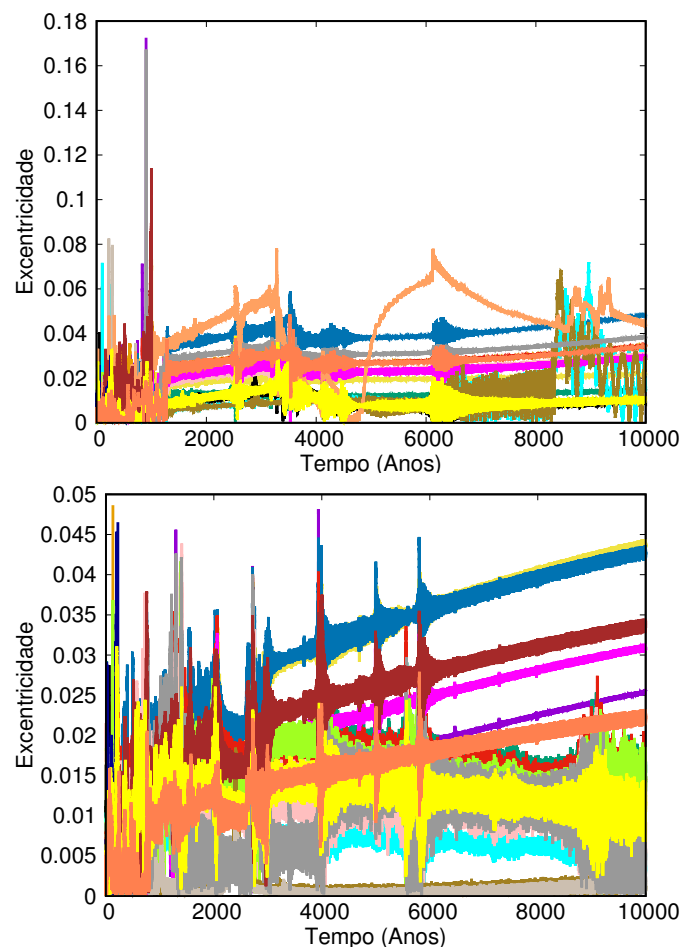
Figura 20: Evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos `multi-sat-b-05` e `multi-sat-b-1` após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

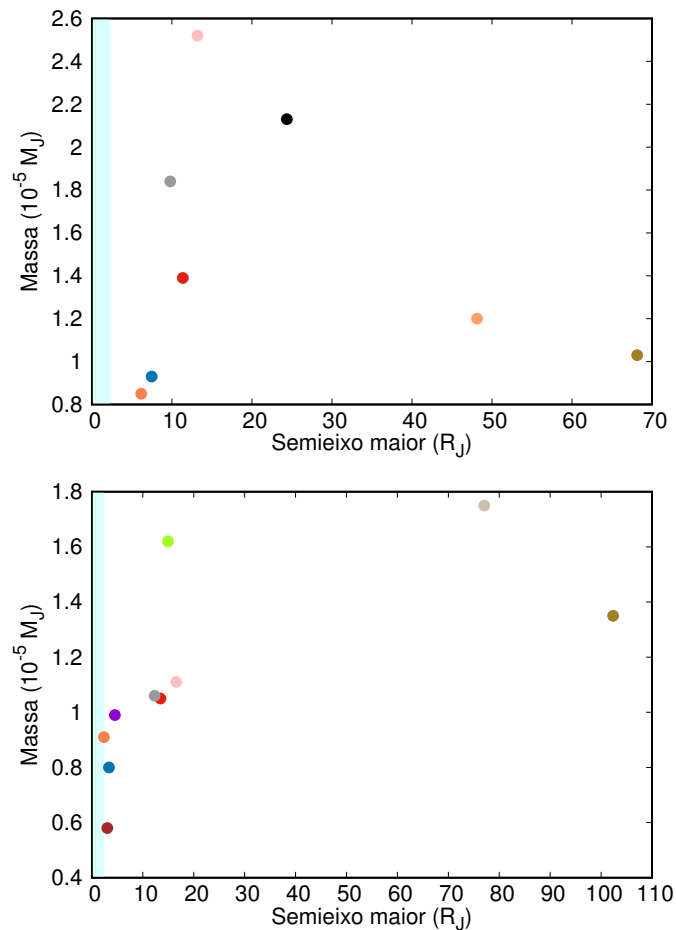


Figura 21: Evolução da excentricidade dos satélites para os modelos multi-sat-b-05 e multi-sat-b-1 após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 22: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados nos modelos `multi-sat-1-b-05` e `multi-sat-1-b-1`, após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo. A região em ciano representa a cavidade interna no disco.



Fonte: Produção do próprio autor.

delos. Comparando com o modelo `multi-sat-1` nós temos que os satélites aqui são menos massivos, isso acontece pela falta de colisões entre os embriões.

De maneira geral, os resultados apresentados utilizando perfis de densidade menos íngremes foi melhor, uma vez que, apesar da baixa massa dos satélites, a maioria dos satélites conseguiram sobreviver nas partes mais internas do disco, onde os satélites galileanos são encontrados hoje. Dessa forma, vamos diminuir ainda mais o índice do perfil de densidade do gás e simularemos discos com distribuição uniforme de gás. Por simplicidade nomearemos os modelo da seguinte maneira, os modelos `multi-sat-uni-i` terão as mesmas configurações iniciais dos modelos `multi-sat-i` exceto pela distribuição uniforme do disco gasoso, onde  $i = 1, 2, 3$ .

A migração orbital dos embriões para os modelos com distribuição uniforme é mostrada na figura 23. Diferentemente dos modelos onde a distribuição de gás tinha uma dependência radial, agora os embriões da parte externa do disco migram rápido afetando a migração dos embriões localizados mais internamente. Nós podemos observar que de-

vido a migração dos embriões externos diversas colisões ocorrem antes dos primeiros 1000 anos. No final das simulações, em todos os casos, nós temos dois grupos de satélites se formando, um grupo interno, geralmente com mais satélites e um grupo externo com menos satélites, algumas vezes com apenas um satélite. Em geral o grupo externo possui os satélites menos massivos (ver figura 24).

De todos os modelos com distribuição de gás uniforme discutidos aqui, aquele com melhores resultados em relação a distribuição radial dos satélites é o modelo `multi-sat-uni-1` (primeiro painel da figura 23). Nesse modelo nós temos cinco satélites formados, onde os quatro satélites mais internos estão dentro do intervalo de valores dos satélites galileanos (entre  $6 R_J$  e  $27 R_J$ ), com os dois satélites mais internos em ressonância. Nos modelos `multi-sat-uni-2` (segundo painel) e `multi-sat-uni-3` (terceiro painel) nós temos sete e oito satélites formados, respetivamente, em uma configuração compacta, e a maioria dos satélites internos estão presos em ressonâncias de primeira ordem.

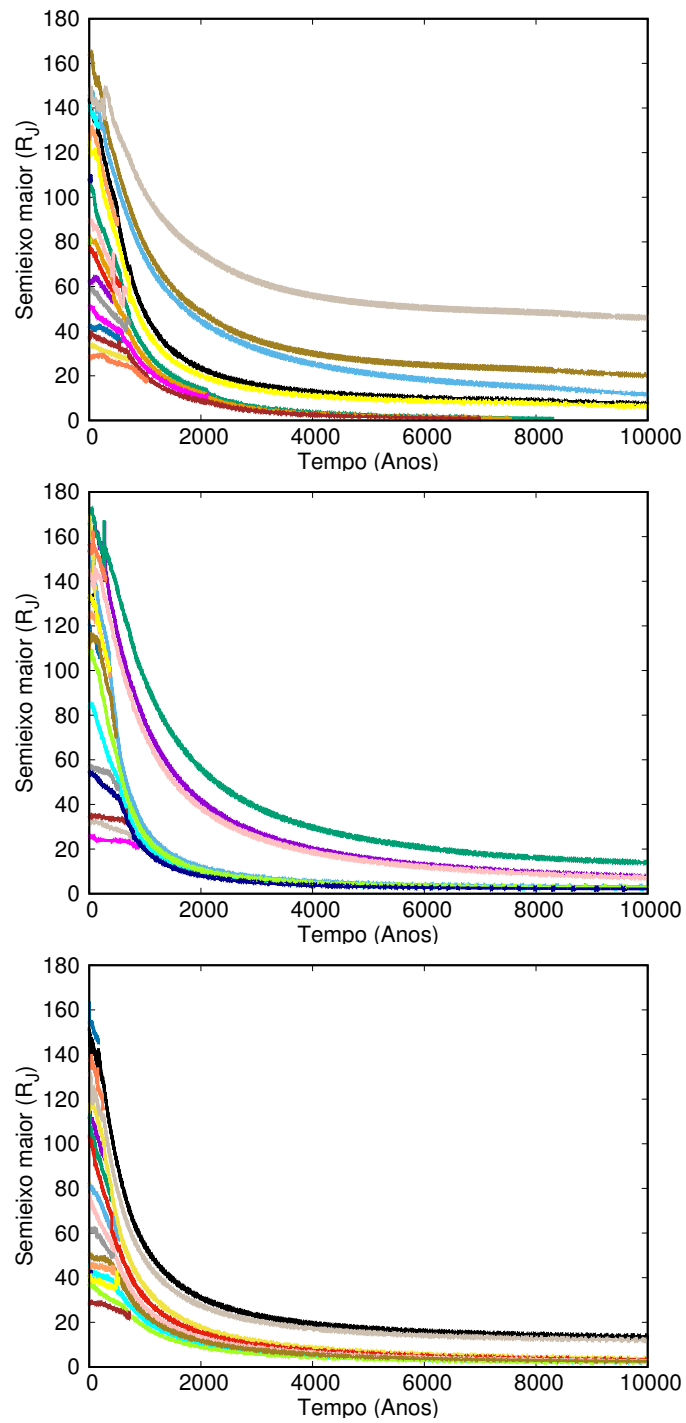
A massa final dos satélites formados permanece um problema. Na figura 24 nós mostramos a evolução da massa dos embriões. A maioria dos satélites finais são acretados nos primeiros 500 anos, os satélites finais que não são acretados nesse estágio são espalhados pela migração dos embriões. As colisões entre os embriões também contribuem para o crescimento dos satélites finais. Após aproximadamente 2000 anos não há muita mudança na massa dos satélites sobreviventes em todos os modelos. O modelo com os melhores resultados em relação à massa é o modelo `multi-sat-uni-2`, onde o satélite mais massivo tem pouco mais de  $5 \times 10^{-5} M_J$ , comparável a massa de Io. Ainda, no modelo `multi-sat-1` podemos ver que um satélite com massa de aproximadamente  $6 \times 10^{-5} M_J$  foi formado, porém esse corpo acabou colidindo com o planeta.

#### **6.2.4 Modelos Variando a Razão de Aspecto e a Temperatura do Disco (Modelos `multi-sat-uni-1-h010`, `multi-sat-uni-1-h015`, `multi-sat-uni-2-h015`, `multi-sat-uni-3-h015`)**

Na última seção nós abordamos o problema da rápida migração dos satélites mais internos mudando a distribuição inicial da densidade nébula gasosa, os resultados mostram uma melhora na migração mas não nas massas dos satélites. Nessa seção vamos tratar da questão da temperatura do disco, mas para isso, primeiramente precisamos descrever o que é a linha do gelo e como ela funciona de maneira mais aprofundada.

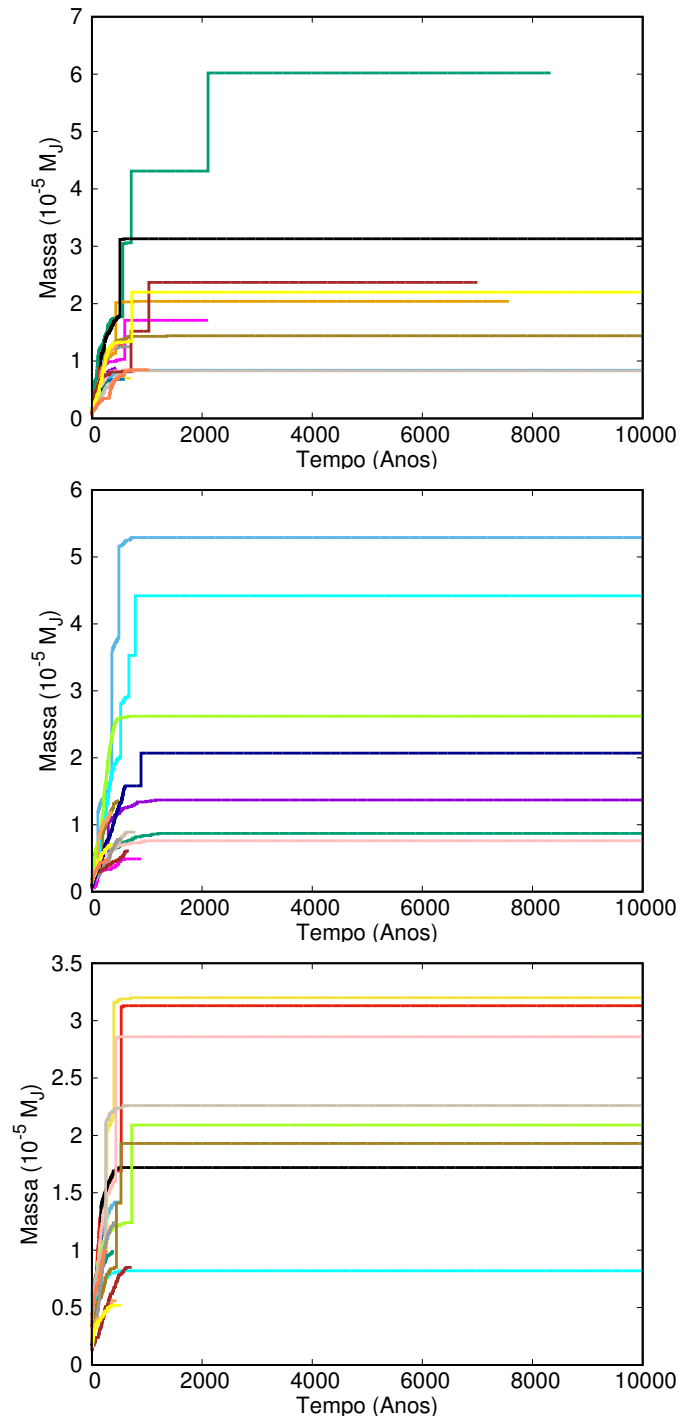
A linha do gelo é um limite em um disco protoplanetário ou circumplanetário a partir do qual o disco se torna tão frio que materiais voláteis como, água, amônia, monóxido de carbono, dióxido de carbono, entre outros começam a condensar em partículas de gelo, lembrando que cada substância tem o seu ponto de condensação próprio, assim no cálculo da temperatura na linha do gelo deve-se levar em conta o material do qual o disco é composto. Existem diversos valores de temperatura para a linha do gelo dependendo do modelo físico utilizado para calculá-la, em geral costuma-se adotar valores entre 140 e

Figura 23: Evolução do semieixo maior dos embriões nos modelo multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3 após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 24: Evolução da massa dos embriões para os modelos multi-sat-uni-1, multi-sat-uni-2 e multi-sat-uni-3 após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

170 K baseado em modelos para o disco protoplanetário no qual se formaram os planetas do nosso Sistema Solar (HAYASHI, 1981; PODOLAK; ZUCKER, 2004; D'ANGELO; PODOLAK, 2015). Em nosso trabalho nós seguiremos a recomendação de Lunine; Stevenson (1982) e assumiremos que a linha do gelo está localizada à uma distância do corpo central no qual a temperatura é de 170 K, ainda segundo Lunine; Stevenson (1982) e Miguel; Ida (2016) a linha do gelo para um disco circumplanetário ao redor de Júpiter deve estar localizada próximo de  $30 R_J$ . Uma vez que temos a temperatura na linha do gelo e sua posição aproximada, podemos utilizar a equação 36 para ajustar nosso modelo para o caso desejado.

Em nossos modelos nós não estamos interessados em desenvolver um perfil muito sofisticado para a temperatura do disco, porém, a partir da equação 36 nós estimamos que a linha do gelo está localizado em torno de  $4 R_J$ , o que é muito próximo do planeta. A partir da temperatura em  $1 R_J$  dada por 37 podemos ver que a localização da linha do gelo pode ser modificada escolhendo valores diferentes para a razão de aspecto. Anteriormente foi utilizado  $h = 0.05$ , o que é uma boa estimativa para modelos de formação do nosso sistema solar. Nessa seção utilizaremos valores maiores que  $h = 0.05$  para a razão de aspecto de forma que a linha do gelo seja posicionada mais distante do centro do sistema.

Vamos começar escolhendo  $h = 0.1$  (modelo `multi-sat-uni-1-h-01`), o que nos fornece o seguinte perfil de temperatura,

$$T = 2178.7 \left( \frac{r}{R_J} \right)^{-1}, \quad (52)$$

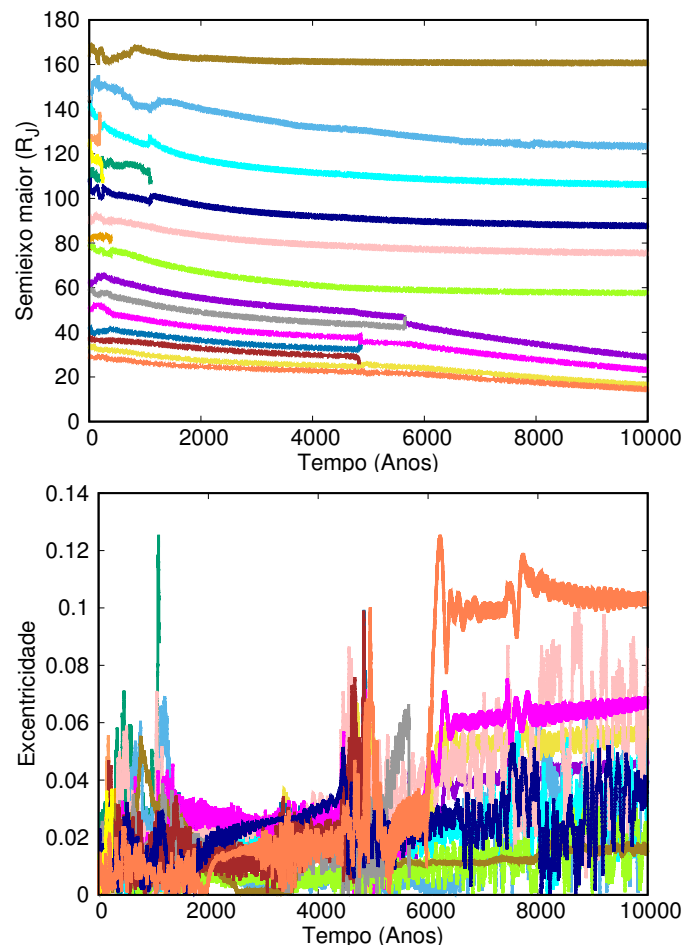
posicionando a linha do gelo em  $r_{ice} \approx 13 R_J$ . Como referência utilizaremos as configurações iniciais do modelo `multi-sat-uni-1`, uma vez que utilizar uma distribuição uniforme para a densidade de gás forneceu resultados melhores em relação a migração dos embriões.

Na figura 25 nós mostramos a evolução do semieixo maior e da excentricidade dos embriões ao longo de 10000 anos. Podemos ver que a velocidade de migração dos embriões foi reduzida devido a interação com um disco mais alto e menos denso, como consequência vários satélites foram formados por todo o disco. Os satélites internos migraram mais rápidos, principalmente por causa da quantidade de embriões entre  $40 - 60 R_J$ , essa proximidade entre os embriões faz com que eles interajam fortemente uns com os outros e, dessa forma, acelere sua migração.

A maioria dos satélites possui uma excentricidade compatível como os modelos anteriores, exceto por dois corpos com excentricidades maiores que 0.08, porém esses satélites estão localizados no grupo de satélites internos e suas excentricidades estão sendo afetadas pela proximidade dos outros corpos.

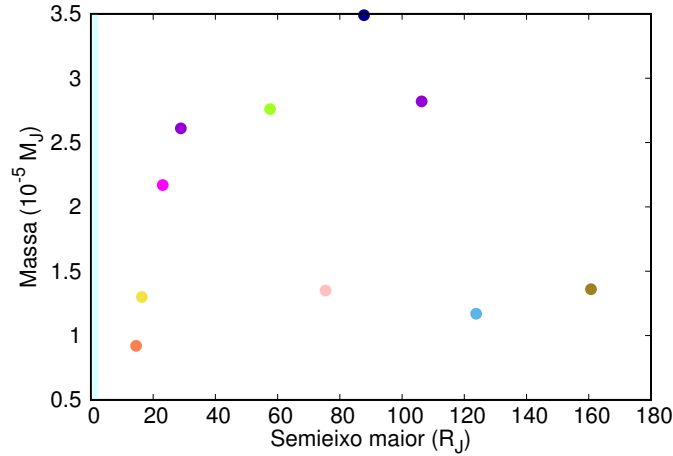
A distribuição radial de massa dos satélites, mostrada na figura 26, nos dá uma melhor ideia de como os satélites que sobreviveram estão distribuídos, há uma grande concentração de corpos dentro de  $100 R_J$ , a maioria por causa da distribuição inicial de embriões,

Figura 25: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo multi-sat-uni-1-h-01 em 10000 anos.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 26: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados no modelo `multi-sat-uni-1-h-01`, após 10000 anos. A região em ciano representa a cavidade interna no disco.



Fonte: Produção do próprio autor.

uma vez que não houve muita migração nesse modelo. As massas dos satélites continuam baixas comparadas com a massa dos satélites galileanos, o satélite mais massivo formado nesse modelo tem massa  $M_{sat} \sim 3.5 \times 10^{-5} M_J$ .

A seguir vamos utilizar como referência os trabalhos de Lunine; Stevenson (1982) e Miguel; Ida (2016), que como mencionados anteriormente indicam que a linha de gelo para um disco circumplanetário em torno de Júpiter deve estar localizado em torno de  $30 R_J$ , para adequar nosso modelo à essa especificação utilizaremos  $h = 0.15$ , o que nos dá o seguinte perfil de temperatura,

$$T = 4902 \left( \frac{r}{R_J} \right)^{-1}. \quad (53)$$

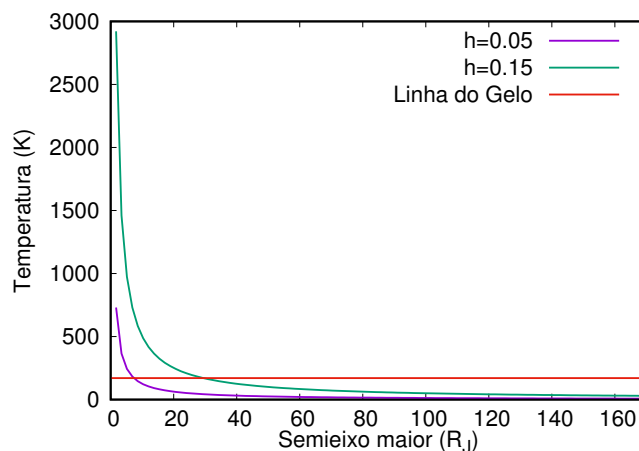
O novo perfil de temperatura é mostrado na figura 27.

Nossos próximos modelos serão nomeados como se segue, os modelos `multi-sat-uni-i-h015` terão as mesmas configurações iniciais dos modelo `multi-sat-uni-i`, onde  $i = 1, 2, 3$ , porém utilizando  $h = 0.15$ .

Como visto no modelo `multi-sat-uni-1-h-01`, o aumento no valor de  $h$  faz com que a taxa de migração dos satélites diminua, uma vez que o disco fica mais alto e menos denso. A figura 28 mostra a evolução do semieixo maior dos embriões para os modelos `multi-sat-uni-1-h015`, `multi-sat-uni-2-h015` e `multi-sat-uni-3-h015`. Como esperado, a taxa de migração dos embriões diminui quando comparados com os respectivos modelos com  $h = 0.05$ , para todos os três modelos apresentados aqui os satélites sobreviventes internos estão distribuídos entre  $20 R_J$  e  $60 R_J$ , enquanto que os mais externos se formaram depois da distância de  $80 R_J$ . De maneira similar aos modelos com  $h = 0.05$  a evolução dos embriões é determinada pelas múltiplas colisões



Figura 27: Comparação entre os perfis de temperatura para os discos com  $h = 0.05$  (linha roxa) e  $h = 0.15$  (linha verde). A linha do gelo, onde  $T = 170\text{ K}$ , é mostrada pela linha vermelha.



Fonte: Produção do próprio autor.

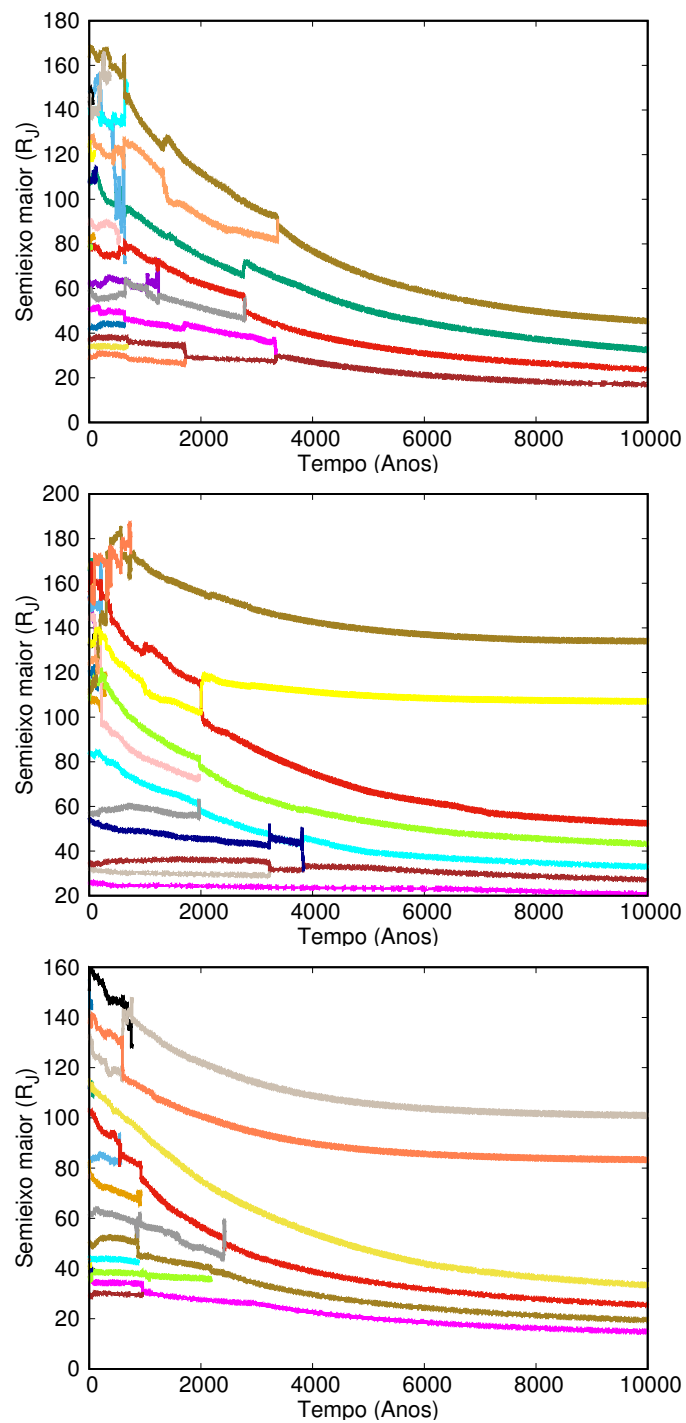
entre os embriões, especialmente no modelo `multi-sat-uni-1h015` onde apenas quatro satélites se formaram, no entanto nenhum tipo de ressonância de primeira ordem foi encontrada para essa família de satélites. Para os outros dois modelos (`multi-sat-uni-2-h015` e `multi-sat-uni-3-h015`), nós constatamos a formação de quatro e cinco satélites no grupo interno e dois satélites no grupo externo, ainda um pequeno número de ressonâncias de primeira ordem foram encontradas para os satélites localizados no grupo interno para ambos os modelos.

A distribuição radial de massa final é mostrada na figura 29. Nós destacamos o aumento nas massas dos satélites formados, nos modelos `multi-sat-uni-1-h015` e `multi-sat-uni-3-h015` os satélites mais massivos são tão massivos quanto Ganímedes enquanto que no modelo `multi-sat-uni-2-h015` o satélite com mais massa é comparável à Io.

O modelo `multi-sat-uni-1-h015` foi capaz de reproduzir as massas dos satélites galileanos com grande precisão, onde Io foi reproduzido pelo primeiro satélite, Ganímedes pelo segundo, Europa pelo terceiro e Calisto pelo quarto (ordenando os satélites do mais interno para o mais externo). O único ponto é a posição trocada entre os satélites análogos à Ganímedes e Europa, e o fato de que a posição dos satélites não é exatamente a posição dos satélites galileanos.

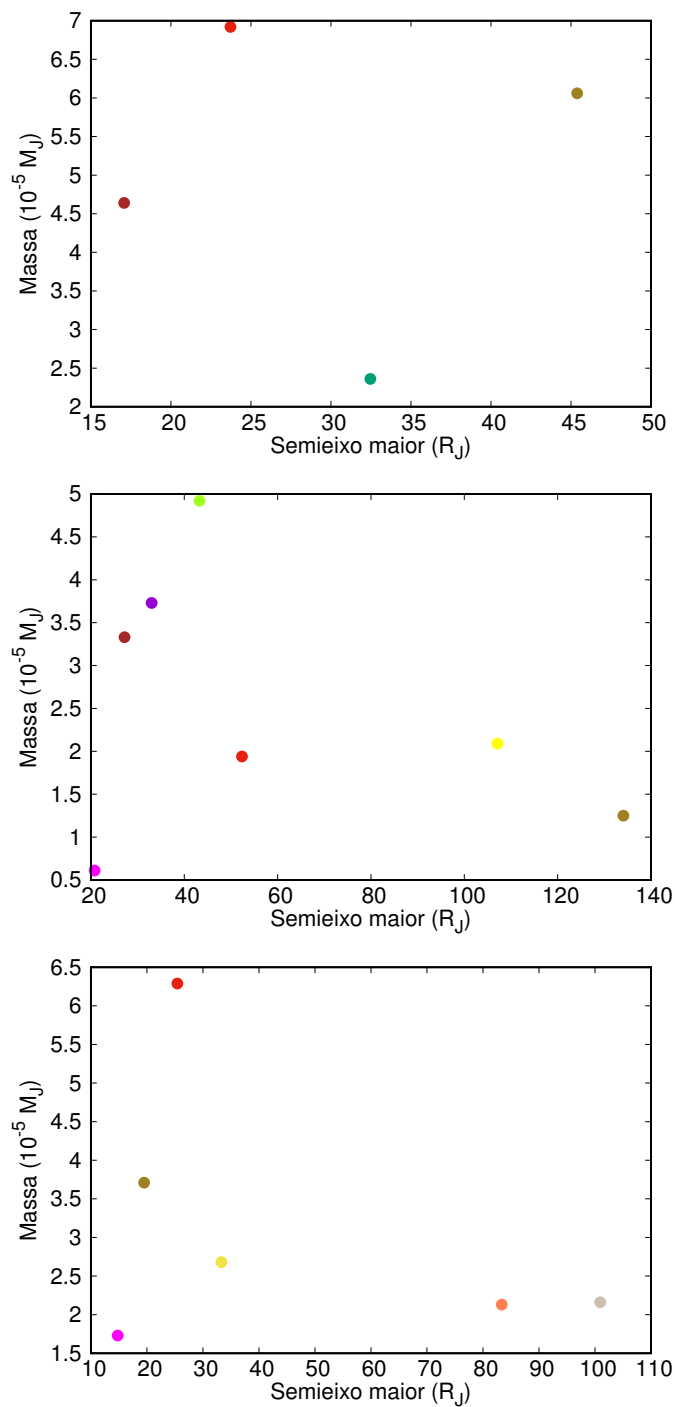
Apesar da posição dos satélites formados não reproduzir com precisão a posição dos satélites galileanos, o aumento no valor da razão de aspecto do disco foi crucial para a melhora dos resultados envolvendo a massa dos satélites, aqui nós conseguimos reproduzir a massa dos satélites galileanos e mostrar que nossa abordagem utilizando simulações de N-corpos é capaz de produzir satélites massivos quando a posição da linha do gelo foi movida para aproximadamente  $30 R_J$ . Dessa forma, concluímos que modelos com uma

Figura 28: Evolução do semieixo maior dos embriões para os modelos multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015 e multi-sat-uni-3-h015 após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 29: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados nos modelos multi-sat-uni-1-h015, multi-sat-uni-2-h015 e multi-sat-uni-3-h015 após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

distribuição uniforme de gás e uma razão de aspecto  $h = 0.15$  são os mais indicados para tratar o problema de formação dos satélites galileanos.

### 6.2.5 Modelos Variando a Razão entre as Massa de Sólidos e de Gás no Disco (Modelos `multi-sat-uni-4` e `multi-sat-uni-4-h015`)

Nas simulações anteriores nós variamos a massa e o número de embriões e satelites sempre de forma a manter a razão de massa de gás e sólidos em 100. No entanto, diferentes razões de massa podem ser testados respeitando as prescrições do modelo MMSN. Aqui nós decidimos testar modelos com uma maior concentração de sólidos, dessa forma, nós trabalharemos com um disco cuja razão de massa entre gás e sólidos será 10.

Nós simularemos dois modelos diferentes, o primeiro utilizando  $h = 0.05$  (modelo `multi-sat-uni-4`) e o segundo utilizando  $h = 0.15$  (modelo `multi-sat-uni-4-h015`), para isso tomaremos os modelos `multi-sat-uni-1` e `multi-sat-uni-1-h015` como base para as condições iniciais, respectivamente. De maneira a aumentar a concentração de sólidos, nós preservaremos a quantidade original de sólidos e removeremos uma certa quantidade de gás do disco até que a razão de massa entre gás e sólidos se torne 10. Fazendo isso ainda estaremos considerando um modelo de massa mínima para o disco de sólidos. Diferentemente de Mosqueira; Estrada (2003b) e Estrada et al. (2009), nós optamos por reduzir a densidade do gás em todas as partes do disco de maneira igual, sem dar preferência à uma parte específica do disco.

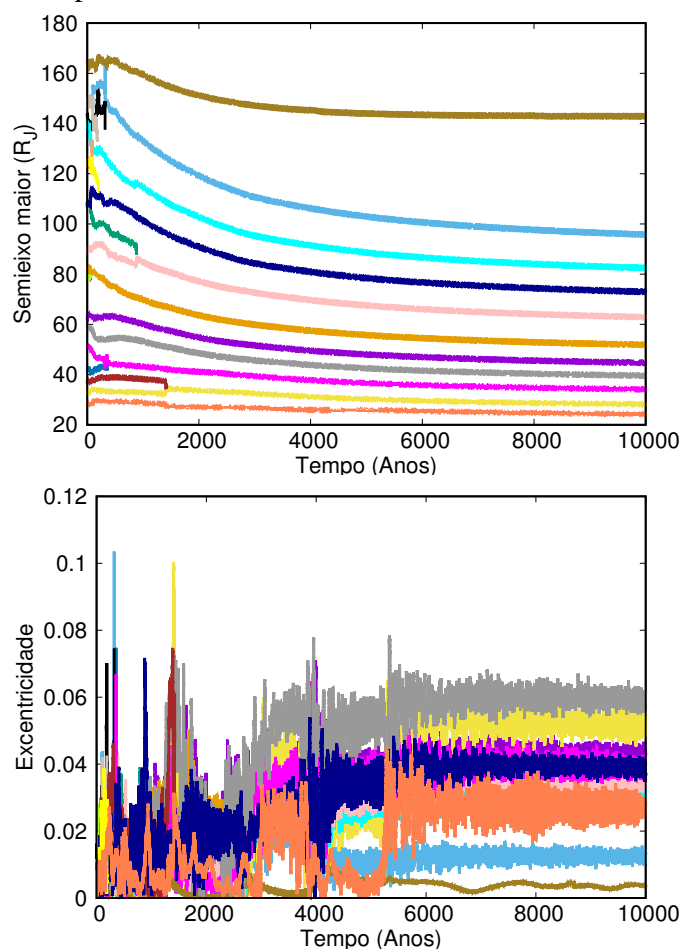
Na figura 30 nós mostramos a evolução do semieixo maior e da excentricidade para o modelo `multi-sat-uni-4`. Com a redução da densidade do gás, a taxa de migração dos embriões é reduzida, de forma que o número de satélites é maior quando comparado com o modelo `multi-sat-uni-1`, ainda, os satélites foram formados nas partes mais externas do disco. A presença de múltiplos satélites permitiu a formação de diversas correntes de ressonância, exceção feita ao satélite mais afastado todos os outros estão presos em alguma forma de ressonância. As ressonâncias mais comuns encontradas são de primeira (2:1, 3:2, 4:3, 5:4 e 6:5), segunda (3:1 e 5:3) e terceira (5:2) ordens.

Um comportamento semelhante foi encontrado para o modelo `multi-sat-uni-4-h015` (figura 31), uma vez que o número de satélites formados é maior do que encontrado para o modelo `multi-sat-uni-1-h015`. As diferenças em comparação ao que ocorreu no modelo `multi-sat-uni-4` diz respeito as ressonâncias encontradas, enquanto que no modelo anterior diversas ressonâncias de primeira ordem foram encontradas, aqui apenas uma ressonância de primeira ordem (3:2) entre o quarto e o quinto últimos satélites.

Na figura 32 mostramos a comparação entre a distribuição final de satélites entre os modelos `multi-sat-uni-4` e `multi-sat-uni-1` (painel superior) e entre os modelos `multi-sat-uni-4-h015` e `multi-sat-uni-1-h015` (painel inferior).

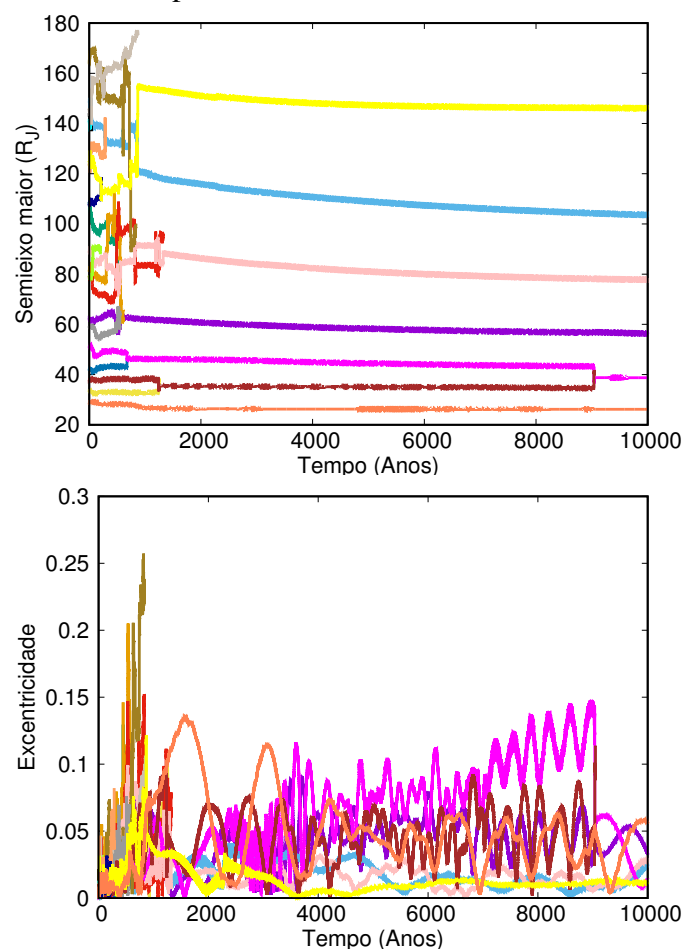
Do painel superior vemos que as massas dos satélites para os dois modelos é compa-

Figura 30: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo multi-sat-uni-4 por 10000 anos.



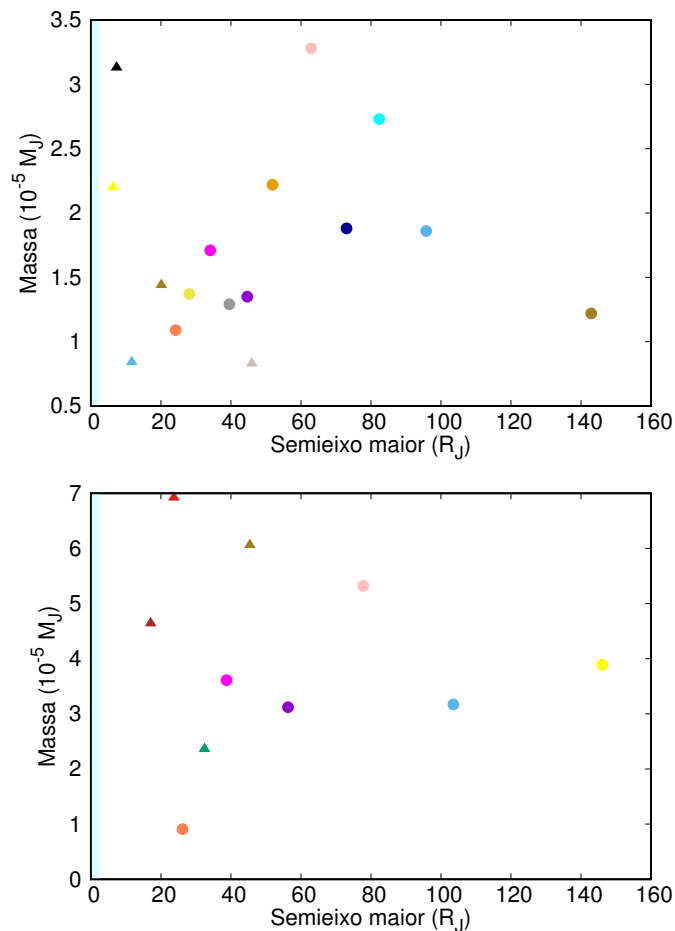
Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 31: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo multi-sat-uni-4-h015 por 10000 anos.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Figura 32: Comparação da distribuição de massa por semieixo maior dos satélites entre os modelos `multi-sat-uni-4` (círculos) e `multi-sat-uni-1` (triângulos) (painel superior) e entre os modelos `multi-sat-uni-4-h015` (círculos) e `multi-sat-uni-1-h015` (triângulos) (painel inferior), após 10000 anos.



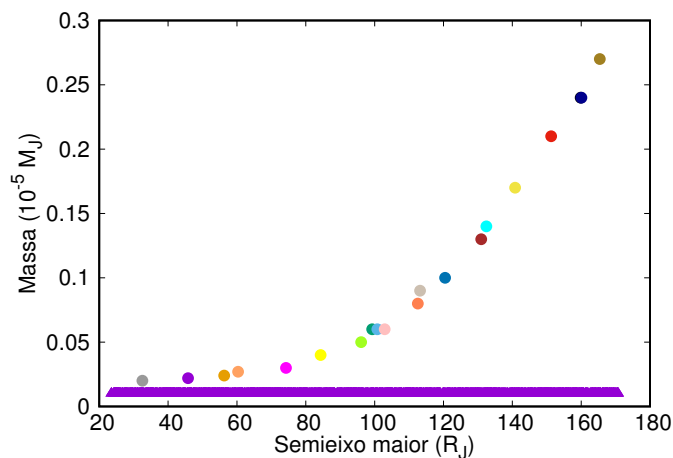
Fonte: Produção do próprio autor.

rável, em ambos os casos os satélites são menos massivos que Europa. Da comparação entre os modelos com  $h = 0.15$  temos que, apesar da formação de satélites massivos, os satélites formados no disco com uma maior concentração de sólidos são um pouco menos massivos, possivelmente por causa da formação de um satélite a mais. Ainda, os satélites formados no modelo `multi-sat-uni-4-h015` são melhor comparados com os satélites formados no modelo `multi-sat-uni-2-h015`, onde cinco satélites são formados.

### 6.2.6 Modelos Variando o Perfil de Distribuição dos Embriões (Modelos `multi-sat-uni-5` e `multi-sat-uni-5-h015`)

Até agora nós tratamos a distribuição de embriões de forma que suas massas escalam com  $r^{3/4}\Delta^{3/2}$ , no entanto essa distribuição depende do perfil da distribuição da densidade do gás. Dessa forma, para distribuições uniformes a distribuição de embriões deveria

Figura 33: Distribuição inicial de massa dos sólidos para os modelos `multi-sat-uni-5` e `multi-sat-uni-5-h015`. Pontos verdes representam os embriões enquanto que os pontos em roxo representam os 2000 satélitesimais.



Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

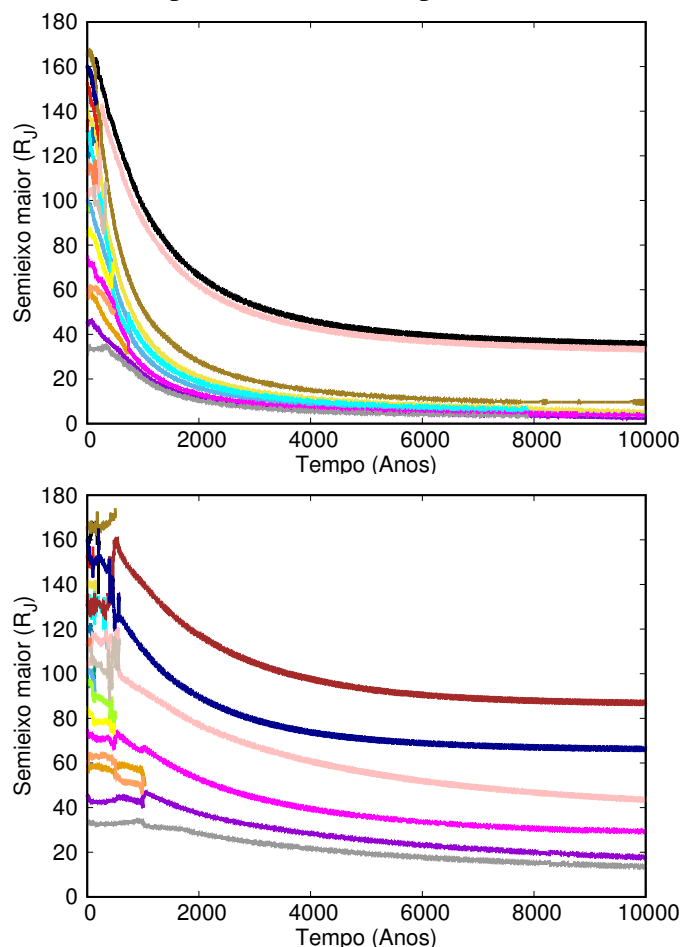
ser diferente. De fora a cobrir esse tópico, nessa seção simularemos dois modelos: o primeiro utilizando o modelo `multi-sat-uni-1` como referência (modelo `multi-sat-uni-5`); e o segundo utilizando o modelo `multi-sat-uni-1-h015` como referência (modelo `multi-sat-uni-5-h015`), a única diferença é que a distribuição de embriões será proporcional a  $r^3$  (KOKUBO; IDA, 2002; RAYMOND; QUINN; LUNINE, 2005; IZIDORO; MORBIDELLI; RAYMOND, 2014). A distribuição inicial de embriões (e satélitesimais) é mostrada na figura 33, como a distribuição é mais íngreme do que as anteriores a diferença de massa entre os embriões mais massivo e menos massivo é maior do que a mostrada nas distribuições anteriores.

Em ambos os modelos tratados aqui a migração dos embriões segue o mesmo padrão dos modelos com densidade superficial uniforme. No modelo `multi-sat-uni-5` dois grupos de satélites foram formados, o primeiro dentro de  $10 R_J$  e o segundo entre  $30$  e  $35 R_J$  (painel superior da figura 34). O satélite mais interno está localizado na borda da cavidade interna e, provavelmente, foi esse satélite o responsável por bloquear a migração dos outros membros do grupo interno de satélites através da formação de correntes de ressonâncias. De acordo com nossos resultados as comensurabilidades de períodos mais comuns são 2:1 e 3:2. O grupo de satélites mais afastado é formado por dois satélites menos massivos que não conseguiram acompanhar a velocidade de migração dos satélites internos.

Quando utilizamos uma razão de aspecto maior,  $h = 0.15$ , apenas seis satélites sobreviveram entre  $13.5 R_J$  e  $87 R_J$  (painel inferior da figura 34) e apenas duas correntes de ressonâncias foram encontradas (ambas 3:2). Como dito anteriormente, a distribuição inicial dos embriões influencia fortemente no número de satélites formados ao final da simulação, no entanto a localização de tais satélites é um resultado do perfil uniforme de



Figura 34: Evolução do semieixo maior para os modelos `multi-sat-uni-5` e `multi-sat-uni-5-h015` por 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



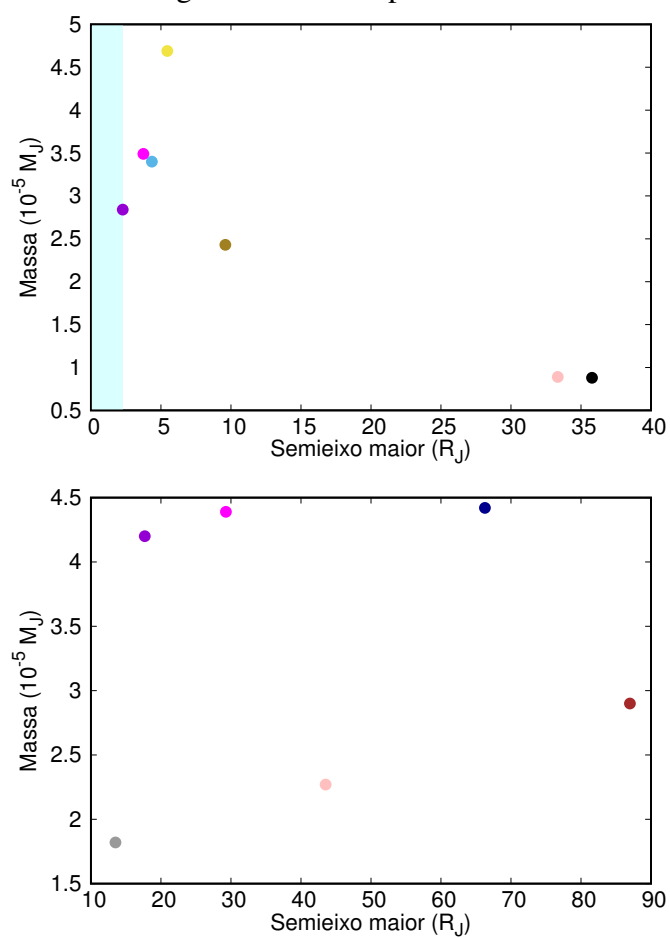
Fonte: Produção do próprio autor.

densidade do gás e da altura do disco.

Na figura 35 mostramos a distribuição final dos satélites. Seguindo o padrão dos modelos com densidade superficial uniforme, os satélites são mais massivos do que aqueles das simulações com  $\beta = 3/2$ . Para o modelo `multi-sat-uni-5` (painel superior da figura 35) os satélites são mais massivos do que os satélites formados no modelo `multi-sat-uni-1`, nesse caso o aumento na massa inicial dos satélites é um fator importante, contudo os satélites formados não são mais massivos que Io.

No modelo `multi-sat-uni-5-h015` as massas dos satélites são maiores do que as massas dos satélites formados em disco com  $h = 0.05$  (painel inferior da figura 35). É difícil comparar a massa dos satélites formados pelos modelos `multi-sat-uni-5-h015` e `multi-sat-uni-1-h015`, uma vez que um número diferente de satélites foi formado, de maneira análoga ao modelo `multi-sat-uni-5` os satélites formados quando o disco tem razão de aspecto  $h = 0.15$ , tem massas comparáveis apenas com Io, mostrando a dificuldade de se formar satélites tão massivos quanto Ganímedes.

Figura 35: Distribuição de massa por semieixo maior dos satélites formados nos modelos multi-sat-uni-5 e multi-sat-uni-5-h015, após 10000 anos, respectivamente de cima para baixo. A região em ciano representa a cavidade interna no disco.



Fonte: Produção do próprio autor.

### 6.2.7 Sistemas de super Terras próximos vs Sistemas de múltiplos satélites

A comparação entre a formação dos sistemas galileanos com a formação dos planetas do nosso sistema solar, não é algo novo, porém a melhor comparação pode ser encontrada entre planetas extrassolares. As super Terras próximas são planetas com massas de  $\sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}$  orbitando próximas da estrela hospedeira, com períodos orbitais menores que 100 dias (MAYOR et al., 2011; HOWARD et al., 2012; PETIGURA; HOWARD; MARCY, 2013). Acredita-se que as super Terras próximas foram formadas em um disco protoplanetário e acretaram apenas materiais sólidos análogo aos satélites galileanos, ainda as super Terras tem a mesma razão de massa dos satélites jovianos (SA-SAKI; STEWART; IDA, 2010).

Recentemente, estudos sobre super Terras próximas foram impulsionadas pela confirmação de sete planetas com tamanhos comparáveis ao da Terra com períodos orbitais bem pequenos no sistema de TRAPPIST-1 (GILLON et al., 2016, 2017), alguns deles em ressonância (LUGER et al., 2017). Estudos, como os de Ormel; Liu; Schoonenberg (2017) e Izidoro et al. (2017), foram realizados a fim de encontrar um melhor entendimento para a formação e evolução de super Terras de maneira geral, utilizando correntes de ressonâncias como uma condição para o problema.

O modelo proposto por Izidoro et al. (2017) mostra a possibilidade de formação de múltiplos planetas próximos da estrela central em ressonância e como essa ressonância pode ser quebrada devido à instabilidades advindas da dissipação da nébula gasosa. Comparando esses resultados com os nossos, em particular os resultados do modelo `multi-sat-3`, nós vemos que a formação das correntes de ressonâncias em um sistema com múltiplas super Terras também é encontrada em sistemas com vários satélites próximos um do outro. Izidoro et al. (2017) apontou que a dissipação da nébula gasosa induz instabilidades no disco fortes ao ponto de quebrar as correntes de ressonância, causando diversas colisões entre os planetas. Esse tipo de comportamento não foi encontrado para satélites, uma vez que a evolução do sistema foi finalizada com os satélites ainda em ressonância. A configuração ressonante final dos satélites pode ser uma consequência da pequena massa desses corpos. Ainda, a alta excentricidade apresentada pelas super Terras em ressonância foi similar ao que foi encontrado para satélites.

Apesar das similaridades nos modelos e resultados, é importante enfatizar que para sistemas com super Terras a turbulência no disco pode desempenhar um papel importante, enquanto que para satélites essa turbulência é muito pequena. Nessa seção nós estamos comparando a evolução dinâmica de satélites e super Terras, nós não estamos propondo que todo o processo de formação seja o mesmo. É sabido que a composição dos satélites e das super Terras podem ser muito diferentes, o que quer dizer que os discos nos quais eles se formaram eram muito diferentes, no entanto, a migração em direção ao corpo central, a formação próxima do corpo central e as correntes de ressonâncias indicam que satélites e super Terras podem ter experimentado processos de evolução similares. Se isso for verdade, os resultados para formação de satélites em discos circumplanetários poderiam

ser utilizados para estudar a formação de super Terras em um disco protoplanetário em uma escala diferente e vice-versa.

### **6.2.8 Sumário dos Resultados**

Na tabela 3 nós apresentamos um rápido sumário dos nossos resultados com o número de satélites formados, o intervalo final de semieixo maior, massa e excentricidade dos satélites e o número de ressonâncias de primeira ordem encontradas. Os modelos apresentados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) aparecem com os nomes sublinhados

Tabela 3: Sumário dos nossos resultados. Onde  $a$ ,  $M$  e  $e$  são os intervalos de valores para o semieixo maior, massa e excentricidade dos satélites e na última coluna o número de satélites em ressonâncias de primeira ordem (2:1, 3:2, 4:3, 5:4, 6:5 e 7:6). Os modelos apresentados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) aparecem com os nomes sublinhados e na primeira linha são apresentados os dados atuais dos satélites galileanos

Models	Satélites	$a$ $R_J$	$M$ $10^{-5}M_J$	$e$	1° ordem MMR
Galileanos	4	5.90 - 26.4	2.5 - 7.8	0.0015 - 0.010	3
<u>4-sat-1</u>	4	4.31 - 23.3	2.5 - 7.8	0.0001 - 0.0005	3
<u>4-sat-2</u>	4	4.31 - 23.3	2.5 - 7.8	0.0001 - 0.0005	3
<u>multi-sat-1</u>	4	65.2 - 138.4	1.1 - 3.0	0.0075 - 0.02	3
<u>multi-sat-2</u>	5	46.9 - 74.6	1.1 - 2.4	0.011 - 0.029	4
<u>multi-sat-3</u>	13	2.99 - 29.6	0.67 - 2.5	0.004 - 0.11	12
multi-sat-1-b05	14	6.16 - 76.9	0.85 - 2.52	0.01 - 0.048	11
multi-sat-1-b1	15	2.35 - 102.3	0.58 - 1.75	0.0015 - 0.044	12
<u>multi-sat-uni-1</u>	5	6.35 - 46.0	0.83 - 3.1	0.0002 - 0.026	2
multi-sat-uni-2	7	2.12 - 14.0	0.76 - 5.3	0.0005 - 0.043	6
multi-sat-uni-3	8	1.91 - 13.7	0.82 - 3.2	0.0013 - 0.07	6
multi-sat-uni-4	11	24.3 - 143.0	1.09 - 3.3	0.004 - 0.06	10
multi-sat-uni-5	7	2.25 - 35.5	0.88 - 4.7	0.0004 - 0.028	2
<u>multi-sat-uni-1-h010</u>	10	14.5 - 160.7	0.92 - 3.5	0.015 - 0.103	8
<u>multi-sat-uni-1-h015</u>	4	17.0 - 45.4	2.36 - 6.97	0.01 - 0.095	0
<u>multi-sat-uni-2-h015</u>	7	20.8 - 134.0	0.61 - 4.92	0.022 - 0.15	4
<u>multi-sat-uni-3-h015</u>	6	14.8 - 101.0	1.76 - 6.29	0.115 - 0.036	3
<u>multi-sat-uni-4-h015</u>	6	26.2 - 146.1	0.91 - 5.3	0.011 - 0.056	1
<u>multi-sat-uni-5-h015</u>	6	13.5 - 87.0	1.82 - 4.42	0.012 - 0.12	2

Fonte: Adaptado de Moraes; Kley; Vieira Neto (2018).

Tabela 4: Parâmetros das simulações. Cada coluna indica: o nome do modelo, a composição do disco, o raio mínimo do disco ( $r_{min}$ ), o raio máximo do disco ( $r_{max}$ ), o número de corpos no disco e se os efeitos do Sol são considerados ou não.

Modelos	Disco	$r_{min}$ $R_J$	$r_{max}$ $R_J$	Corpos	Sol
nbody-disc-wstar-1	Satelitesimais	2.25	170	2000	SIM
nbody-disc-wostar-1	Satelitesimais	2.25	170	2000	NÃO
nbody-disc-wstar-2	Satélites	2.25	150	4	SIM

Fonte: Produção do próprio do autor.

### 6.3 EFEITOS DO SOL EM UM DISCO DE PARTÍCULAS EM UM DISCO JOVIANO MASSIVO

Em nossos modelos anteriores nós não consideramos os efeitos do Sol sobre o sistema. Espera-se que esses efeitos não sejam tão relevantes para a formação de um sistema de satélites próximo de Júpiter, por causa da separação entre o Sol e Júpiter e porque esses satélites estão sendo formados bem no interior da esfera de Hill do planeta. De toda maneira é importante tentar medir esses efeitos de modo a estar certo sobre negligenciá-los.

#### 6.3.1 Modelagem do Problema

Para esse experimento, nós consideraremos dois casos. No primeiro nós simularemos um disco composto apenas de satelitesimais para verificar a resposta desses pequenos corpos à influência do Sol. No segundo caso nós simularemos satélites com a massa dos satélites para checar se a influência do Sol é relevante para a evolução de satélites uma vez que eles já são massivos. Um resumo dos parâmetros de nossas simulações é mostrado na tabela 4. Para os modelos nbody-disc-wstar-1 e nbody-disc-wostar-1 os satelitesimais tem todos a mesma massa,  $M_{sat} = 0.01 \times 10^{-5} M_J$ , estão em órbitas circulares e coplanares, suas longitudes foram aleatoriamente escolhidas entre  $0^\circ$  and  $360^\circ$  e os outros elementos orbitais foram todos tomados como zero. As condições iniciais do modelo nbody-disc-wstar-2 são as mesmas do modelo 4-sat-2 com a adição dos efeitos da estrela.

#### 6.3.2 Efeitos do Sol em um Disco de Satelitesimais em torno de Júpiter (Modelos nbody-disc-wstar-1 e nbody-disc-wostar-1)

Em nossos dois modelos, nbody-disc-wstar-1 e nbody-disc-wostar-1, as mesmas condições iniciais foram estabelecidas, de forma que as diferenças entre um sistema e outro se deve unicamente aos efeitos do Sol. Assim como em nossas simulações anteriores, nós utilizamos o pacote numérico Mercury, adicionando o arrasto aerodinâmico.

mico devido a nébula gasosa. Foram distribuídos 2000 satelitesimais de mesma massa em um disco de  $20 R_J$  até  $170 R_J$  (tabela 4).

Nas figuras 36 e 37 são mostradas a evolução dos satelitesimais por 0, 5000 e 10000 anos para os modelos `nbody-disc-wostar-1` e `nbody-disc-wstar-1`, respectivamente. Comparando os dois modelos vemos que não há grande diferença entre os resultados encontrados, pois tanto as bordas interna e externa do disco são preservadas, o que indica que a migração dos satelitesimais foi mínima e os efeitos do Sol pouco contribuíram e podem ser negligenciados. De forma que nossas conclusões não sejam enviesadas pela massa e tamanho dos satelitesimais, no próximo tópico vamos simular corpos maiores pra atestar se os efeitos do Sol podem ou não ser negligenciados.

### 6.3.3 Efeitos do Sol em um Satélites Massivos em torno de Júpiter (Modelos `nbody-disc-wstar-2`)

Nesta seção nós testaremos o modelo `4-sat-2` com os efeitos do Sol, nós tomamos esse modelo porque envolve satélite massivos em órbitas excêntricas e não coplanares. Nós lembramos ao leitor que no modelo `4-sat-2` foi mostrado que altas excentricidades e inclinações são amortecidas devido as prescrições apresentadas nas equações 46 e 47, tal que a migração dos satélites não é afetada por essa configuração inicial (seção 6.2).

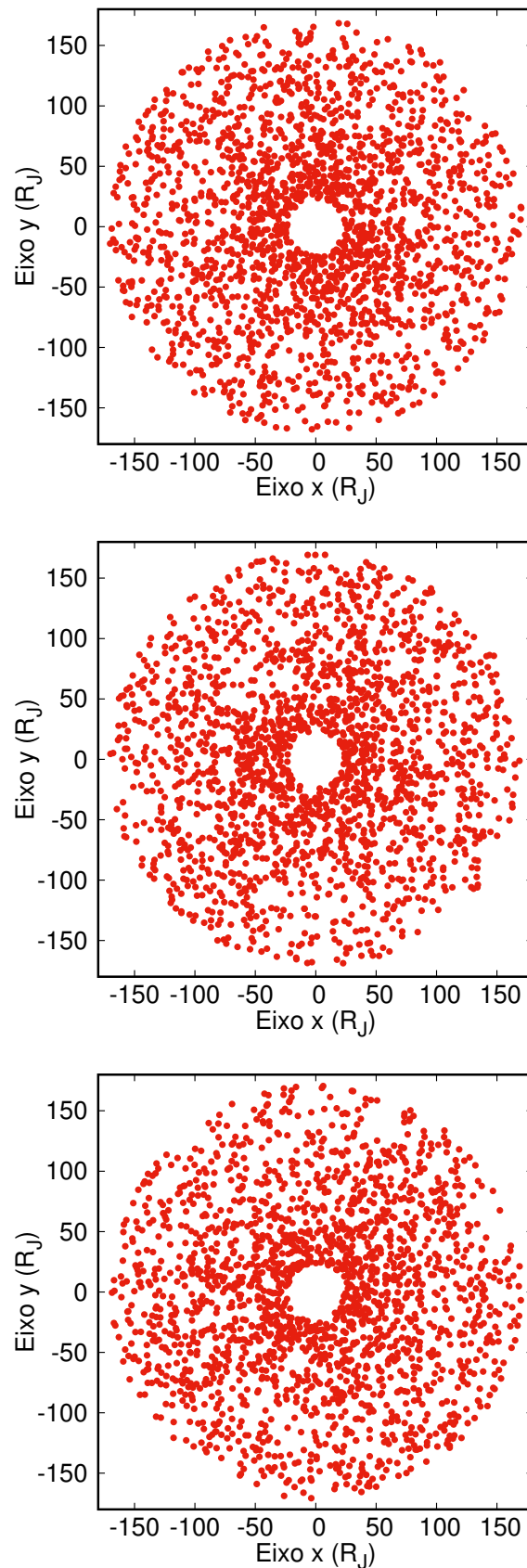
Na figura 38 é mostrada a comparação para o semieixo maior, excentricidade e inclinação entre os modelos `4-sat-2` e `nbody-disc-wstar-2`. Assim como no caso do disco de satelitesimais, comparando os modelos com e sem os efeitos do Sol, mostramos que tais efeitos são mínimos. As prescrições para o amortecimento da excentricidade e da inclinação não são afetados e os satélites reproduzem o comportamento apresentado no modelo `4-sat-2`.

De maneira geral, nossos resultados mostram que os efeitos do Sol sobre satelitesimais e satélites massivos não são relevantes para a evolução desses corpos. Dessa maneira, os resultados apresentados neste capítulo não perdem validade pelo fato de negligenciarmos os efeitos da estrela. Nós enfatizamos que os testes feitos nesse capítulo levam em conta apenas os efeitos da estrela sobre o disco de sólidos, esses efeitos podem ser diferentes quando aplicados sobre o disco de gás. No capítulo a seguir vamos utilizar modelos hidrodinâmicos para cobrir esse ponto.

## 6.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Em nossos modelos de N-corpos nós estudamos a formação dos satélites galileanos desde sua fase embrionária. Para isso, além dos embriões, foram adicionados satelitesimais distribuídos em um disco de sólidos que englobava os embriões. Nós mostramos, a partir dos modelos `multi-sat-1`, `multi-sat-2` e `multi-sat-3`, que a distribuição inicial dos embriões e sua massa contribui diretamente para o número de satélites formados ao final da simulação. Ainda, encontramos que a distribuição de densidade

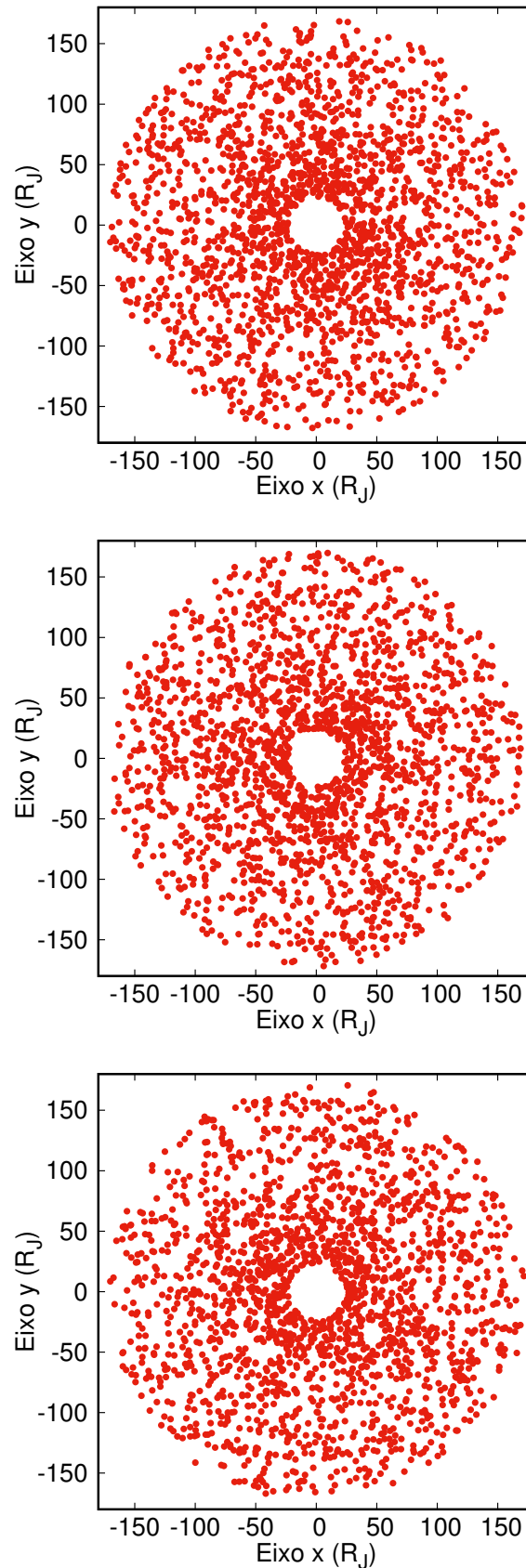
Figura 36: Evolução do disco de satelitesimais para o modelo `nbody-disc-wostar-1` após 0, 5000 e 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

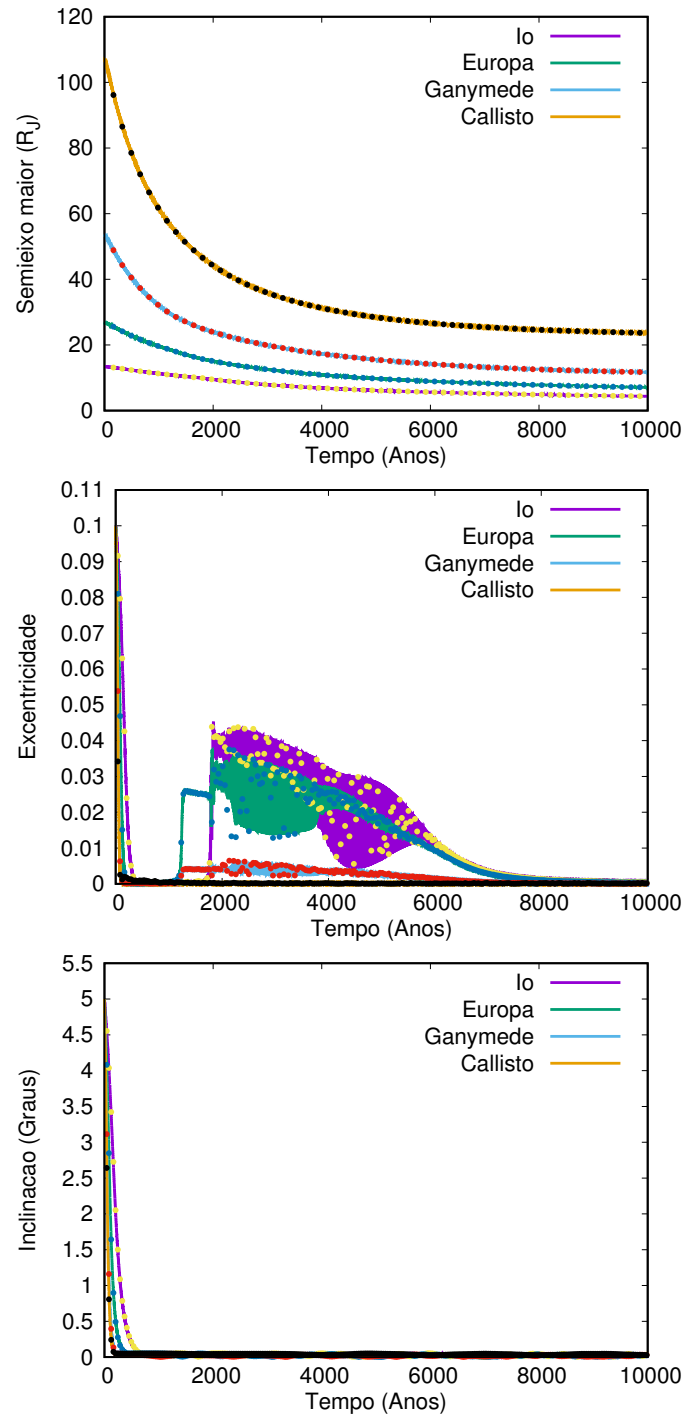


Figura 37: Evolução do disco de satelitesimais para o modelo `nbody-disc-wstar-1` após 0, 5000 e 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 38: Evolução do semieixo maior, excentricidade e inclinação dos satélites para os modelos 4-sat-2 (linhas) e nbody-disc-wstar-2 (pontos) ao longo de 10000 anos, respectivamente de cima para baixo.



Fonte: Produção do próprio autor.

superficial do gás quando tem uma dependência radial do tipo  $\Sigma \propto r^{-3/2}$ , favorece a colisão dos embriões mais próximos do centro do sistema com o planeta, fazendo com que apenas os embriões localizados mais distantes do corpo central se tornem satélites. No caso da simulação `multi-sat-3` vale um destaque para a formação de vários satélites pouco massivos em ressonância, a maioria de primeira ordem, próximos a cavidade interna do disco, tal comportamento nos fez lembrar dos estudos envolvendo super Terras, dessa forma buscamos traçar alguns paralelos entre os dois sistemas, satélites e planetas, de forma que as similaridades entre um e outro pudessem ser um sinal de que em ambos os casos os sistemas passaram por processos similares de evolução. Essas similaridades entre a formação de satélites e super Terras podem ser estudadas no futuro, partindo agora do ponto de vista das super Terras.

Uma vez que os modelos como uma grande dependência radial na densidade superficial de gás produzia muitas colisões com o corpo central, nós decidimos diminuir essa dependência simulando modelos com  $\beta = 1, 1/2$  e  $0$ . Nossos resultados indicaram que quanto menor a dependência radial na densidade superficial do disco gasoso melhor foi a reprodução da migração de candidatos a satélites galileanos, de forma que quando foi utilizada um perfil de densidade uniforme para esse disco os embriões localizados na parte externa do disco foram capazes de migrar internamente no disco, tal que esses corpos passaram a ser bons candidatos a satélites. Junto com a migração, a massa dos satélites sobreviventes também foi beneficiada com essas mudanças no perfil de densidade, especialmente quando foi utilizado um perfil de densidade uniforme, no modelo `multi-sat-uni-2`, por exemplo, satélites tão massivos quanto Io e Calisto foram formados. No modelo `multi-sat-uni-1` foram formados exatamente quatro satélites, porém esses satélites eram pouco massivos, mas nesse modelo foi mostrado que um satélites tão massivo quanto Ganímedes foi formado, no entanto esse corpo acabou colidindo com o corpo central antes do final da simulação.

Uma vez que os resultados utilizando um perfil de densidade superficial uniforme para o gás foram positivos, decidimos por tomar essa distribuição como padrão para as nossas simulações. Um dos problemas nos nossos primeiros modelos era a questão da temperatura no disco, que até então era muito baixa. Para encontrar um perfil de temperatura compatível com um disco circumplanetário em torno de Júpiter, nós decidimos mudar a altura do disco por meio de sua razão de aspecto,  $h$ . A partir das equações 36 e 37 é fácil ver que ao se alterar a razão de aspecto o disco se tornará mais quente ou mais frio dependendo do valor escolhido. O valor que nos rendeu os melhores resultados foi  $h = 0.15$ , esse valor foi escolhido baseado nos trabalhos de Lunine; Stevenson (1982) e Miguel; Ida (2016) que argumentaram que a linha do gelo em um disco joviano deveria estar inicialmente localizado à cerca de  $30 R_J$  do planeta. Nos modelos `multi-sat-uni-1-h015`, `multi-sat-uni-2-h015` e `multi-sat-uni-3-h015`, obtivemos a formação de sistemas de satélites com massas comparáveis aos satélites galileanos, com destaque para o modelo `multi-sat-uni-1-h015`, o qual apresentou os melhores re-

sultados reproduzindo com extrema precisão a formação de quatro satélites com massa muito similar aos satélites jovianos. Apesar da posição dos satélites não ser a mesma dos satélites galileanos é inegável que ao aumentar a altura do disco nosso modelo ficou melhor.

Em grande parte das simulações apresentadas nós seguimos a razão da massa de gás e sólidos proposta pelo modelo MMSN, tal que  $M_{gas}/M_{solid} = 100$ , porém outras razões de de massa podem ser testadas, assim, nos modelos `multi-sat-uni-4` e `multi-sat-uni-4-h015`, foi utilizada uma razão de massa igual à 10, a expectativa era que com o aumento da proporção de sólidos no disco os satélites se tornariam mais massivos, porém o que se viu foi a formação de vários corpos pouco massivos em um disco com  $h = 0.05$ , quando foi utilizado um disco com razão aspecto  $h = 0.15$  houve um aumento na massa dos satélites, mas nada que deva ser creditado ao aumento da razão de massa. Os corpos formados nesses modelos estão mais afastados do corpo central devido a quantidade menor de gás no disco. Nossos resultados não apontam nenhuma vantagem para a utilização de um disco com maior concentração de sólidos em detrimento da quantidade de gás, quando isso é feito a probabilidade de satélites se formarem em regiões mais externas do disco aumenta, o que não é desejado.

Nossos resultados indicam que um disco favorável para a formação de satélites similares aos satélites galileanos deve ter uma distribuição uniforme para a densidade superficial de gás, uma distribuição de temperatura tal que a linha do gelo esteja localizada por volta de  $30 R_J$  do corpo central, uma razão de massa entre gás e sólidos por volta de 100 e uma distribuição de massa para os embriões que aumenta proporcionalmente a sua distância do planeta. Ainda, as prescrições para a migração do tipo I e os amortecimentos da excentricidade e inclinação dadas por Cresswell; Nelson (2008) se mostraram suficientes para modelar os efeitos da nébula gasosa sobre os corpos, de forma que, quando utilizada uma distribuição uniforme de gás, os satélites mais externos conseguiram migrar o suficiente para interagir com os satélites mais internos. Nossos resultados ainda apontam que os processos de formação de sistemas de satélites e de super Terras podem estar, de alguma maneira, conectados, tal que o estudo da formação de satélites em um disco circumplanetário seria um caso particular da formação de super Terras em um disco protoplanetário em uma escala menor.

Ainda utilizando simulações de N-corpos nós tentamos medir os efeitos do Sol sobre um disco de satelitesimais e sobre alguns satélites massivos já formados. Nesses casos, Júpiter continuou como sendo o corpo central na simulação, enquanto que o Sol foi integrado como um corpo qualquer muito massivo em órbita circular ao redor do planeta gigante. Em ambas as simulações os corpos pouco ou nada foram afetados pela presença do Sol, de forma que a estrutura do disco de satelitesimais foi mantida intacta e os satélites massivos continuaram migrando sem nenhum tipo de influência da estrela. Assim, concluímos que para as simulações de N-corpos os efeitos do Sol podem ser negligenciados sem nenhuma perda de confiabilidade nos resultados. Esse resultado não pode ser genera-

lizado de maneira pouco cuidadosa para o caso hidrodinâmico, uma vez que são sistemas completamente diferentes, até por isso esse tipo de simulação também foi realizada neste trabalho.

## 7 MODELOS HIDRODINÂMICOS PARA FORMAÇÃO DE SATÉLITES

Neste capítulo abordaremos o problema da formação e evolução dos satélites galileanos a partir da abordagem hidrodinâmica. Diferentemente do que ocorre nas simulações de N-corpos, em um cenário hidrodinâmico não são necessárias prescrições analíticas para o amortecimento da excentricidade e semieixo maior dos satélites, dessa forma a migração dos satélites seria reproduzida de maneira precisa. Ainda, é possível obter a resposta do disco gasoso à presença desses corpos.

Como limitantes para o uso de integrações hidrodinâmicas temos que, o tempo computacional gasto em simulações hidrodinâmicas é, em geral, muito maior do que o tempo gasto em simulações de N-corpos. Para contornar esse problema é preciso fazer um balanço entre resolução e tempo computacional, o FARGO trabalha com uma malha bidimensional que pode ser refinada de forma a aumentar a resolução (precisão) dos resultados. Porém, quanto mais fina a malha for, maior o tempo computacional gasto, dessa forma, em nossas simulações, procuramos encontrar determinadas configurações de malha que fizessem a simulação ser viável computacionalmente e nos desse resultados confiáveis.

Em nossas simulações hidrodinâmicas não abordaremos o caso de acreção por parte dos satélites, primeiramente porque os satélites não acretam gás e sim material sólido o que é difícil de se simular hidrodinamicamente, outro problema é o tempo de acreção dos satélites, como visto no capítulo 6 os satélites podem levar de 2000 à 4000 anos para acretar sua massa final e simulações hidrodinâmicas por todo esse período de tempo são inviáveis. Assim, decidimos nos concentrar no estudo da interação do disco de gás com satélites já massivos.

### 7.1 SISTEMA E DISCO CIRCUMPLANETÁRIO

Nessa seção descreveremos o sistema com o qual vamos trabalhar e as principais características de um disco circumplanetário composto apenas de gás ao redor de Júpiter, embora diversos parâmetros tenham sido variados nos modelos apresentados nas próximas seções, aqui iremos descrever o que será o nosso disco circumplanetário padrão.

Nós trabalharemos em um sistema planetocêntrico onde um corpo com as características de Júpiter é colocado no centro do sistema. O disco circumplanetário em torno do planeta se estenderá desde  $2.25 R_J$  até  $150 R_J$  e será composto apenas por gás. O satélites massivos e embriões serão imersos nesse disco gasoso e estarão sujeitos à influencia gra-

vitacional do planeta, as interações mutuas, ao arrasto gasoso e, na maioria dos casos, aos efeitos provenientes do Sol. Uma vez que o sistema é centrado em Júpiter, o Sol apareceria como um corpo extremamente massivo girando ao redor de Júpiter à uma distância de 5.2 UA, porém integrar um corpo tão distante da região que se deseja estudar pode ser muito custoso computacionalmente, pensando nisso nós não integraremos a órbita do Sol ao redor de Júpiter, mas sim adicionaremos seus efeitos ao potencial gravitacional.

Para descrever as equações de movimento do nosso sistema, nós utilizaremos coordenadas cilíndricas  $(R, \theta, z)$  com a origem do sistema sendo o planeta central. Como estamos trabalhando com um disco bidimensional, a velocidade no disco será dada por  $\vec{v} = (v_R, v_\theta, 0)$ , onde  $v_R$  e  $v_\theta$  denotam a velocidade radial e a velocidade tangencial, respectivamente. A velocidade angular do material no disco será  $\Omega = v_\theta/r$ , onde assume-se que o eixo de rotação coincide com o eixo vertical de rotação do sistema de coordenadas, assim as equações de movimento verticalmente integradas são (NELSON et al., 2000)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\Sigma \vec{v}) &= 0 \quad (54) \\ \frac{\partial (\Sigma v_R)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\Sigma v_R \vec{v}) &= \frac{\Sigma v_\theta^2}{R} - \frac{\partial P}{\partial R} - \Sigma \frac{\partial \Phi}{\partial R} + f_R \\ \frac{\partial (\Sigma v_\theta)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\Sigma v_\theta \vec{v}) &= \frac{\Sigma v_R v_\theta}{R} - \frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{\Sigma}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + f_\theta, \end{aligned}$$

onde  $\Sigma$  é a densidade superficial do gás dada por  $\Sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz$ , com  $\rho$  sendo a densidade volumétrica,  $P$  é a pressão verticalmente integrada,  $f_R$  e  $f_\theta$  são as forças viscosas por unidade de área na direção radial e tangencial respectivamente e  $\Phi$  é o potencial gravitacional. A primeira equação dada por 54 é a equação da continuidade verticalmente integrada enquanto que as outras duas equações são as componentes radial e tangencial do momento, apesar de não ser apresentado aqui a demonstração das três equações acima são relativamente simples e podem ser encontradas em diversos livros como por exemplo, Maciel (2005) e Milne-Thomson (2013). O potencial gravitacional  $\Phi$  utilizado sentido por um satélite de massa  $M_s$  e posição  $\vec{r}_s$  será dado por,

$$\begin{aligned} \Phi &= -\frac{GM_p}{r} - \frac{GM_s}{(|\vec{r} - \vec{r}_s|^2 + r_{sm}^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{GM_s}{r_s^3} \vec{r} \cdot \vec{r}_s + \\ &+ G \int_S \frac{dM(\vec{r}')}{r'^3} \vec{r} \cdot \vec{r}' - \frac{GM_*}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_*|} + \frac{GM_*}{r_*^3} \vec{r} \cdot \vec{r}_*, \end{aligned} \quad (55)$$

onde  $M_p$ , e  $M_*$  são as massas do planeta central, e do Sol, respectivamente,  $dM(\vec{r}')$  é um elemento de massa do gás,  $r_*$  é a distância do Sol ao centro do sistema,  $r_{sm}$  é uma distância chamada raio de suavização, utilizado para evitar divergências no cálculo do potencial para quando o satélite colidir com o corpo central, em nosso trabalho  $r_{sm} = 0.6H$ , onde  $H$  é a altura do disco (esse parâmetro será discutido mais a frente). Na equação 55 o primeiro termo corresponde a atração gravitacional devido ao corpo central, o segundo

termo é devido aos satélites, o terceiro termo corresponde aos termos indiretos devido aos satélites, o quarto termo leva em consideração a força gravitacional devido ao disco, onde a integral é avaliada na superfície do disco, por fim o quinto e sexto termo carregam os efeitos do Sol. Em simulações onde os efeitos do Sol são negligenciados ou o próprio Sol é integrado como um corpo no sistema os último dois elementos são suprimidos.

Em nossos modelos os corpos imersos no disco circumplanetário evoluem sob os efeitos da atração gravitacional do corpo central, da atração mutua entre os satélites, da presença do Sol (em alguns casos) e do arrasto gasoso causado pela interação com o disco circumplanetário, de forma que a equação de movimento de um corpo  $k$  pode ser escrito como,

$$\frac{d^2\vec{r}_k}{dt^2} = -G \left( M_p \frac{\vec{r}_k}{|\vec{r}_k|^3} + \sum_{i \neq k} M_i \frac{\vec{r}_k - \vec{r}_i}{|\vec{r}_k - \vec{r}_i|^3} + \sum_i M_i \frac{\vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} \right) + \quad (56)$$

$$-G \left( M_* \frac{\vec{r}_k - \vec{r}_*}{|\vec{r}_k - \vec{r}_*|^3} + M_* \frac{\vec{r}_*}{|\vec{r}_*|^3} \right) - \vec{\nabla} \Phi_d$$

onde  $\Phi_d$  é o potencial gravitacional do disco, dado por,

$$\Phi_d = -G \int_S \frac{\Sigma(\vec{r}')}{|\vec{r}' - \vec{r}_k|} d\vec{r}' + G \int_S \frac{dM(\vec{r}')}{r'^3} \vec{r}' \cdot \vec{r}'. \quad (57)$$

Novamente, quando os efeitos do Sol forem negligenciados ou o Sol for de fato integrado no sistema o quarto e quinto termos da equação 56 serão suprimidos. Comparando as equações 56 e 38 (equação do movimento para o modelo de N-corpos) vemos que a grande diferença, quando os efeitos do Sol são negligenciados, está no potencial gravitacional devido ao disco, no modelo de N-corpos foram utilizadas prescrições para simular esse termo e levar em consideração os amortecimentos no semieixo maior e na excentricidade dos corpos, aqui poderemos medir esses efeitos de maneira precisa avaliando as integrais de superfície descritas na equação 57.

Uma vez que descrevemos o sistema e as equações responsáveis pela evolução do movimento do gás e dos corpos imersos no disco vamos voltar nossas atenções para as características do disco circumplanetário. Sendo assim, começaremos pela densidade superficial do disco, seguindo os modelos para formação do sistema solar, utilizaremos a seguinte lei de potência para a distribuição do disco,

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left( \frac{r}{R_0} \right)^{-\beta} \quad (58)$$

onde  $\Sigma_0$  é a densidade inicial em  $R_0$ ,  $R_0 = 150 R_J$  é o tamanho efetivo do disco circumplanetário e  $\beta$  é o perfil de densidade local. A equação 58 é análoga à equação 32 que descrevia a densidade superficial do disco gasoso utilizado nas simulações de N-corpos. Em nossos modelos variaremos o valor da densidade superficial inicial, de modo a variar



a massa total do disco, uma vez que,

$$M_{tot} = 2\pi \int_{r_{min}}^{r_{max}} \Sigma(r) dr, \quad (59)$$

Outro parâmetro a ser variado é o índice que determina o perfil da distribuição de densidade superficial,  $\beta$ . A partir de nossos modelos de N-corpos foi possível ver que a formação de satélites massivos próximos da região dos satélites galileanos é favorecida quando a distribuição de densidade é uniforme, assim como feito para os modelos de N-corpos, assumiremos  $\beta = 3/2$  como o valor padrão para nossas simulações a menos que seja dito o contrário.

Para modelar a viscosidade do disco utilizaremos o prescrição  $\alpha$  de Shakura; Sunyaev (1973), tomaremos esse valor como sendo constante em todas as nossas simulações. Tomaremos  $\alpha = 4 \times 10^{-5}$  em acordo com o valor encontrado por Stoll; Kley (2014); Stoll; Kley; Picogna (2017); Stoll; Picogna; Kley (2017) e com a previsão da ausência de zonas onde MRI é ativo (TURNER; LEE; SANO, 2014; FUJII et al., 2014, 2017), esse mesmo valor foi utilizado em nossos modelos de N-corpos.

De acordo com nossas simulações de N-corpos a razão de aspecto do disco tem papel fundamental na migração dos satélites, e nossos resultados mostraram que  $h = 0.15$  é o valor mais indicado quando se deseja reproduzir sistemas de satélites tão massivos quanto os satélites galileanos, o perfil de temperatura produzido por essa razão de aspecto está de acordo com os resultados de Szulágyi et al. (2016) que mostram que a temperatura próximo de Júpiter dever ser maior que 2000 K (figura 27). Para os modelos hidrodinâmicos começaremos adotando como padrão o valor  $h = 0.05$  e em seguida exploraremos valores mais altos para comparar e verificar se em um cenário hidrodinâmico o padrão encontrado nos modelos de N-corpos se mantém.

Por fim, utilizaremos em nossos modelos as três condições de contorno vistas na seção 3.7 para a borda interna do disco, enquanto que material poderá fluir livremente pela borda externa. Como padrão definiremos a borda interna do disco como padrão e utilizaremos as outras condições de contorno para comparar e ver qual é a mais adequada para o nosso problema.

## 7.2 EFEITOS DO SOL EM UM DISCO DE GÁS AO REDOR DE JÚPITER

Nosso primeiro estudo se concentrará em estudar a reação de um disco circumplanetário massivo ao redor de Júpiter à presença do Sol. Para os modelos apresentados aqui, a presença de satelitesimais e satélites foi negligenciada. Na tabela 5 apresentamos os modelos utilizados nessa seção e um resumo dos parâmetros que foram variados.

Tabela 5: Parâmetros das simulações. Cada coluna indica: o nome do modelo, a grade utilizada, o raio mínimo do disco ( $r_{min}$ ), o raio máximo do disco ( $r_{max}$ ), a condição de contorno interna do disco (CCI) e se os efeitos do Sol são considerados ou não.

Modelos	Grade $N_R \times N_\theta$	$r_{min}$ $R_J$	$r_{max}$ $R_J$	CCI	Sol
hydro-disc-wostar-1	$384 \times 128$	2.25	150	ABERTA	NÃO
hydro-disc-wstar-1	$384 \times 128$	2.25	150	ABERTA	SIM
hydro-disc-wostar-2	$384 \times 128$	2.25	150	RÍGIDA	NÃO
hydro-disc-wstar-2	$384 \times 128$	2.25	150	RÍGIDA	SIM
hydro-disc-wstar-3	$700 \times 700$	2.25	150	ABERTA	SIM

Fonte: Produção do próprio autor.

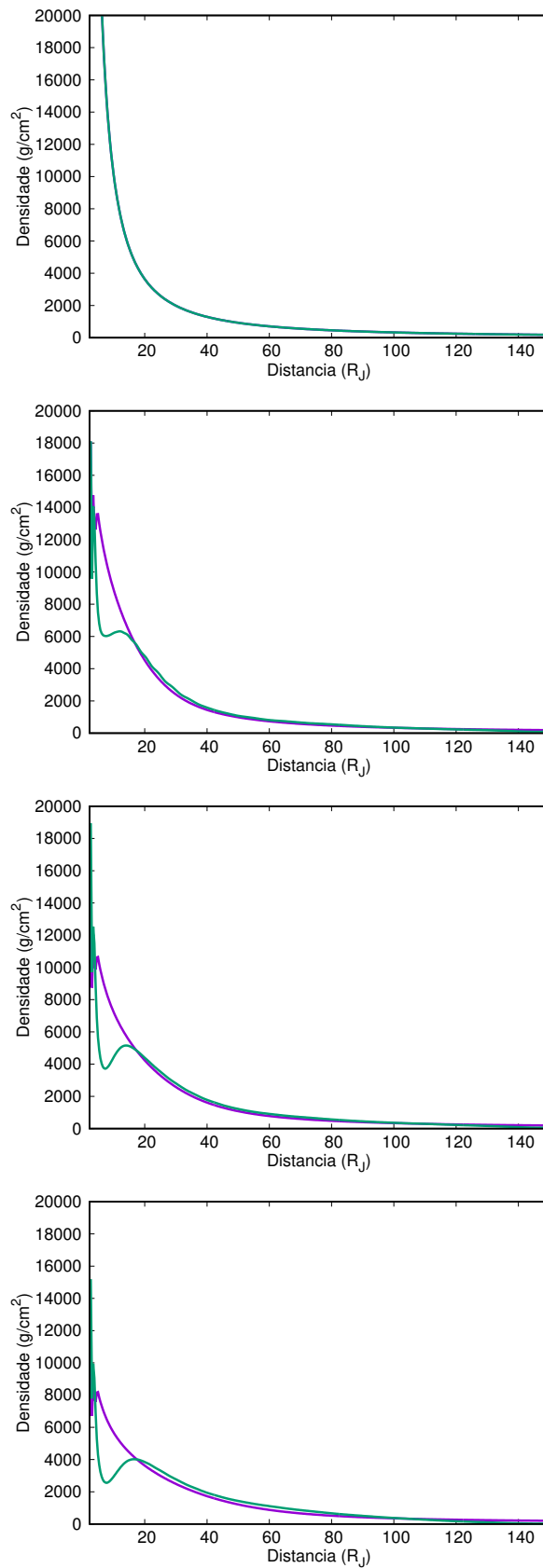
### 7.2.1 Comparação Modelos hydro-disc-wostar-1 e hydro-disc-wstar-1

Começamos nossa análise pelos modelos `hydro-disc-wostar-1` e `hydro-disc-wstar-1`, nesses dois modelos a grade utilizada foi  $(N_R, N_\theta) = (384, 128)$  de modo que a resolução fosse suficiente para a análise dos resultados e compatível com nossos recursos computacionais, também foram utilizadas condições de contorno abertas na borda interna do disco, de modo que o gás poderia fluir normalmente em direção ao planeta. Aqui o Sol é simulado como um corpo de uma massa solar, localizado a 5.2 UA em órbita circular ao redor do planeta.

Na figura 39 mostramos a evolução da distribuição radial da densidade superficial após 0, 50, 100 e 150 anos. Podemos ver que a distribuição de materiais não muda muito para distâncias maiores que  $20 R_J$ . As principais mudanças no perfil de densidade acontecem nas regiões mais internas do disco ( $< 20 R_J$ ) por causa da interação gravitacional com o corpo central. É possível notar uma queda na densidade próximo ao planeta, porém não é possível identificar o tipo de estrutura formada no disco olhando apenas para a distribuição radial de gás. Por esse motivo apresentamos as figuras 40 e 41 com a evolução do densidade do sistema para os modelos `hydro-disc-wostar-1` e `hydro-disc-wstar-1`, respectivamente.

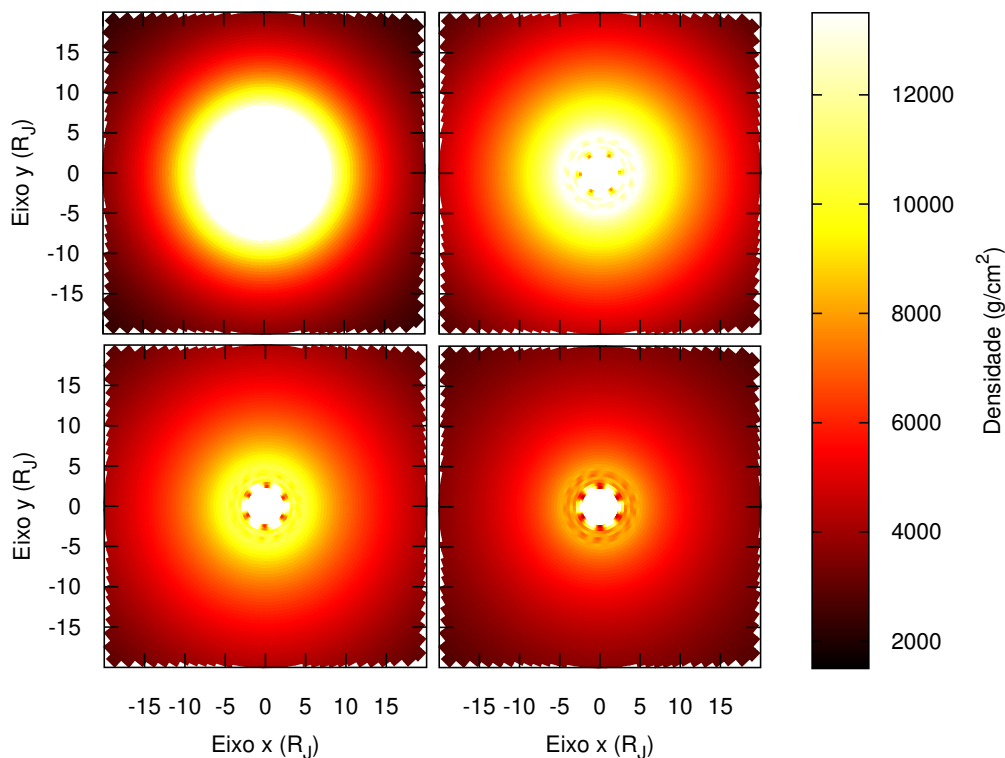
Como esperado, para o modelo sem os efeitos do Sol um disco denso é preservado perto do planeta, sem mudanças relevantes no perfil de densidade do restante do disco. Quando os efeitos da estrela são adicionadas, o disco denso em torno do planeta é contraído e variações na densidade do disco aparecem, por conta da resposta do disco a presença do Sol. Essa contração no disco de material próximo do planeta abre uma pequena falha no disco circumplanetário próximo de  $5 R_J$ , tal que o disco circumplanetário fica dividido em duas regiões, uma mais densa próxima do planeta e o restante do disco com uma densidade de gás bem menor. A primeira vista, parece que essa falha poderia, eventualmente, bloquear o fluxo de material vindo da parte externa do disco. Mais a frente investigaremos se essa falha é real ou apenas um efeito devido à fatores numéricos, no caso de não ser um evento puramente numérico analisaremos suas implicações físicas.

Figura 39: Evolução da distribuição radial da densidade superficial para os modelos hydro-disc-wostar-1 (linha roxa) e hydro-disc-wstar-1 (linha verde) após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 40: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-disc-wostar-1`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente.



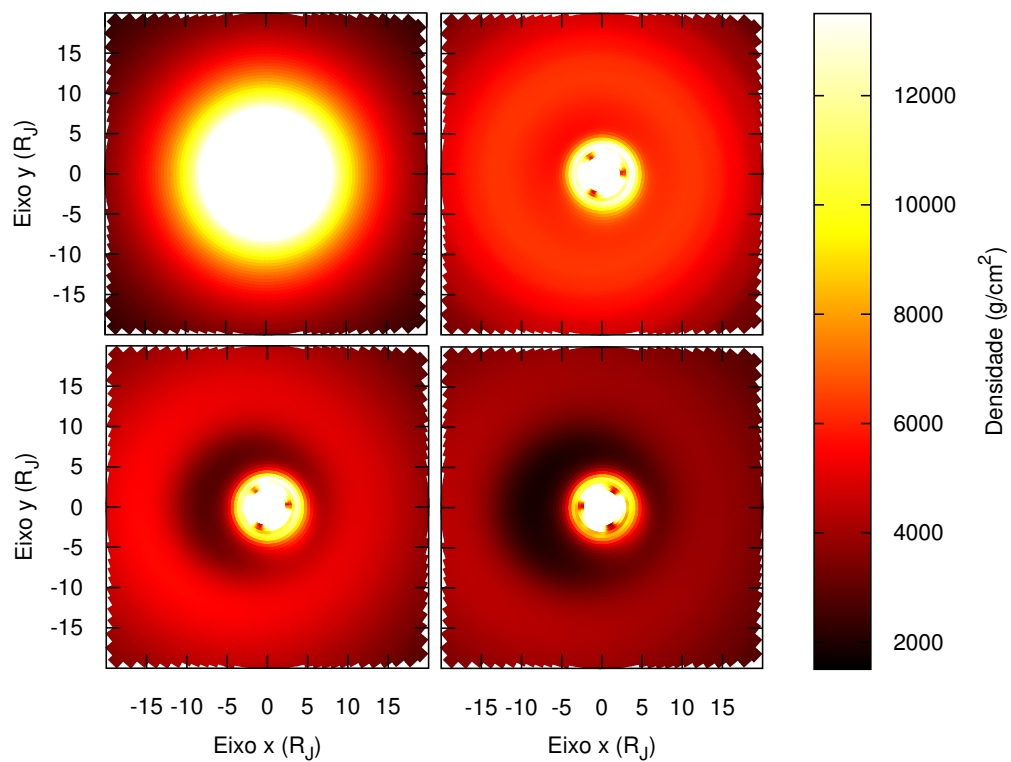
Fonte: Produção do próprio autor.

Nossos resultados indicam que os efeitos do Sol sobre o disco seriam relevantes apenas nas proximidades do planeta, porém mais simulações com outras condições de contorno são necessárias, uma vez que as condições de contorno internas abertas podem ter ajudado a gerar a falha perto do planeta (comunicação privada com Wilhelm Kley), dessa forma para os modelos `hydro-disc-wostar-2` e `hydro-disc-wstar-2` vamos testar condições de contorno rígidas para a borda interna, tal que nenhum fluxo de material para Júpiter seja permitido.

### 7.2.2 Comparação Modelos com Condições de Contorno Abertas e Rígidas

A abertura de uma falha próxima da borda interna do disco nos chamou atenção por, de certa forma, dividir o disco circumplanetário em um disco interno e um disco externo, tal estrutura pode ter sido causada pelas condições de contorno internas. Quando se utiliza condições de contorno abertas, material pode fluir para o planeta, o que pode causar uma baixa densidade na parte interna do disco e, conseqüentemente, criar uma estrutura parecida com uma falha no disco. Uma vez que nós mudamos essas condições de contorno para rígidas, o material que atinge a borda interna do disco fica parado nessa região, de forma que espera-se que a densidade do disco interno para os modelos `hydro-disc-`

Figura 41: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-disc-wstar-1`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

-wostar-2 e hydro-disc-wstar-2 seja maior do que a encontrada nos modelos com condições abertas.

Nas figuras 42 e 43 comparamos a distribuição radial de densidade para os modelos com condições abertas e rígidas para os casos onde os efeitos da estrela são considerados ou não. A única diferença relevante entre os modelos aparece na borda apenas na borda interna, há uma concentração maior de material nessa região nos modelos com bordas fechadas, obviamente esse material fluiu na direção planeta nos modelos com bordas abertas, esse comportamento já era esperado, porém o fato de que o restante da distribuição não foi afetada faz com que a falha encontrada nos modelos hydro-disc-wstar-1 e hydro-disc-wstar-1 seja novamente aberta.

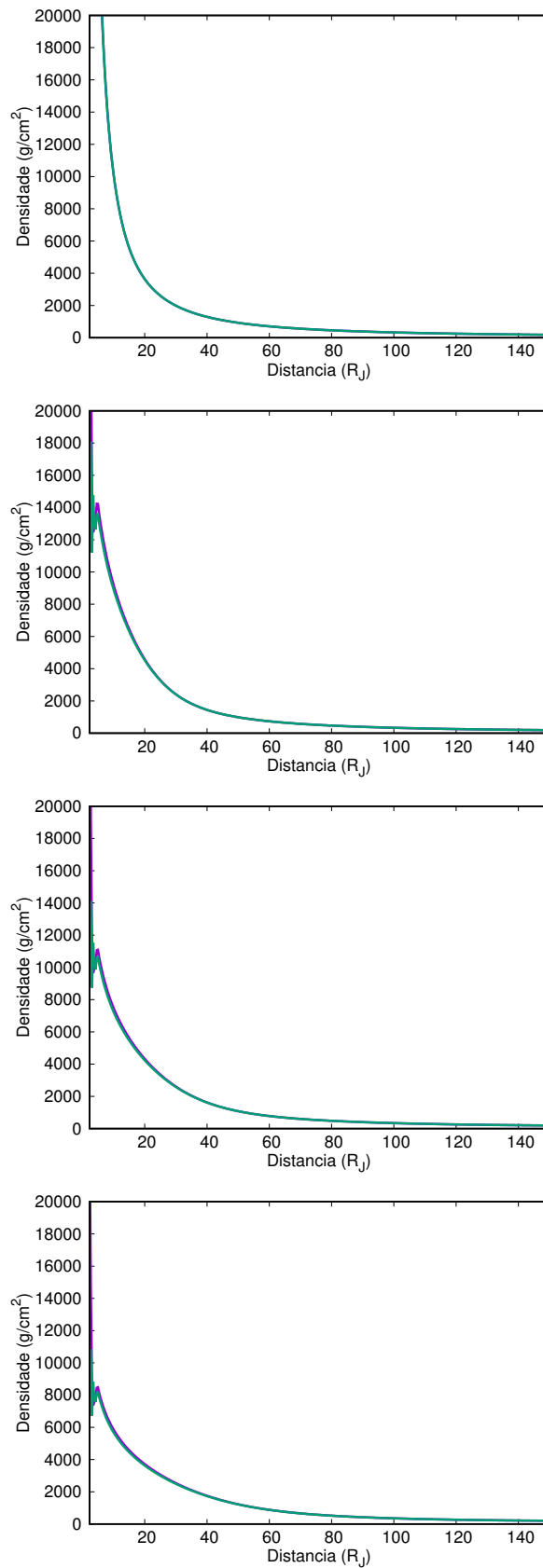
Para verificar como a estrutura do disco todo evoluiu nos modelos hydro-disc-wostar-2 e hydro-disc-wstar-2, nós apresentamos as figuras 44 e 45. Comparando essas figuras com as figuras 40 e 41, vemos que as estruturas dos discos são praticamente as mesmas, quando os efeitos do Sol são acrescentados a falha é aberta no disco e temos assim dois regiões separadas no disco circumplanetário. Se essa falha realmente existir, podemos imaginar que a migração dos satélites galileanos, desde as partes mais externas do disco, tenha sido restringida por essa falha, de modo que o satélite mais interno tenha se estabelecido na borda externa da falha e, conseqüentemente, os outros satélites foram se empilhando em ressonância. Apesar dessa teoria fazer sentido, é preciso ainda confirmar se essa falha realmente existe, uma vez que tal estrutura não era esperada. Para obter mais informações sobre o disco, no modelo a seguir vamos aumentar a resolução das nossas simulações, de forma a verificar a influencia da resolução da grade nos resultados encontrados nos modelos anteriores.

### 7.2.3 Comparação Modelos hydro-disc-wstar-1 e hydro-disc-wstar-3

Um dos grandes desafios quando se trabalha com simulações hidrodinâmicas é encontrar a resolução ótima para que os resultados sejam confiáveis e o tempo computacional gasto seja razoável. Para os modelos hydro-disc-wstar- $i$  e hydro-disc-wostar- $i$ , onde  $i = 1, 2$ , foi utilizada uma grade  $(N_R, N_\theta) = (384, 128)$ , que nós consideramos ser uma grade capaz de reproduzir resultados razoáveis em um tempo computacional acessível. Contudo nessa seção apresentamos o modelo hydro-disc-wstar-3 no qual foi utilizado as mesmas condições iniciais do modelo hydro-disc-wstar-1 com uma grade muito mais fina,  $(N_R, N_\theta) = (700, 700)$ . Nas figuras 46 e 41 apresentamos uma comparação da evolução radial da distribuição de gás entre os modelos hydro-disc-wstar-1 e hydro-disc-wstar-3 e a evolução da densidade do disco de gás nas proximidades do planeta central para o modelo hydro-disc-wstar-3, respectivamente.

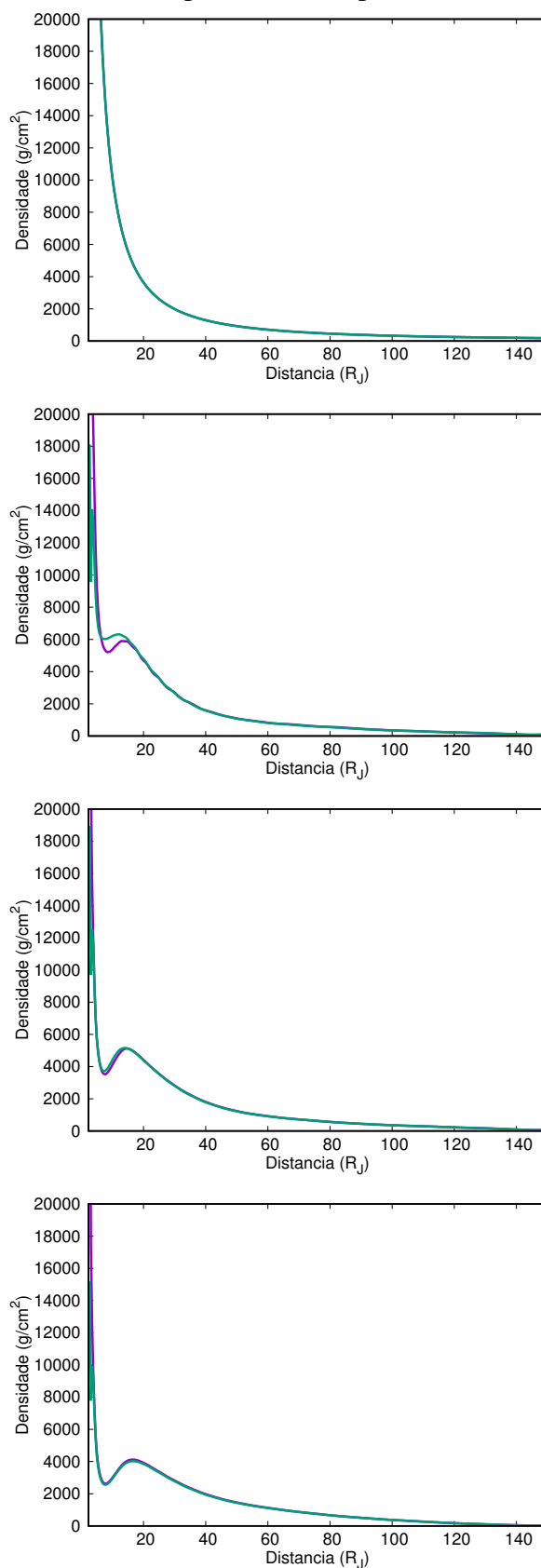
Comparando a distribuição radial dos modelos hydro-disc-wstar-1 e hydro-disc-wstar-3 (figura 46) vemos que o disco do modelo com alta resolução apresenta uma distribuição de densidade que pouco se altera com o tempo, a pequena variação no

Figura 42: Comparação entre a distribuição radial da densidade superficial para os modelos hydro-disc-wostar-2 (linha roxa) e hydro-disc-wostar-1 (linha verde) após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

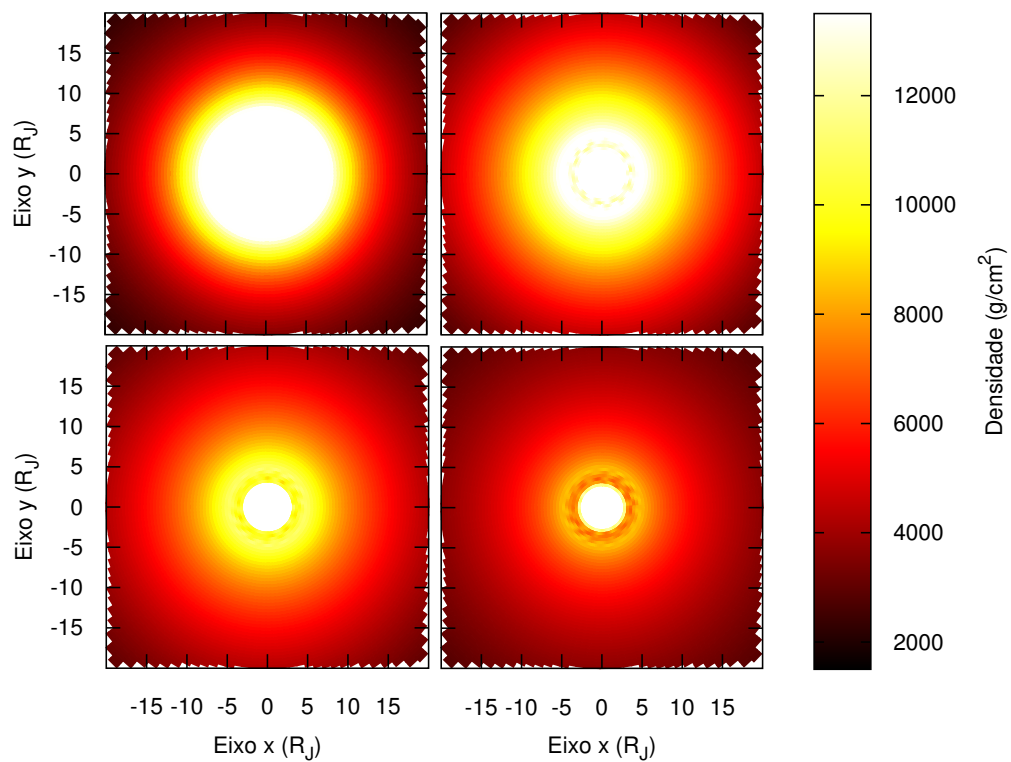
Figura 43: Comparação entre a distribuição radial da densidade superficial para os modelos hydro-disc-wstar-2 (linha roxa) e hydro-disc-wstar-1 (linha verde) após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

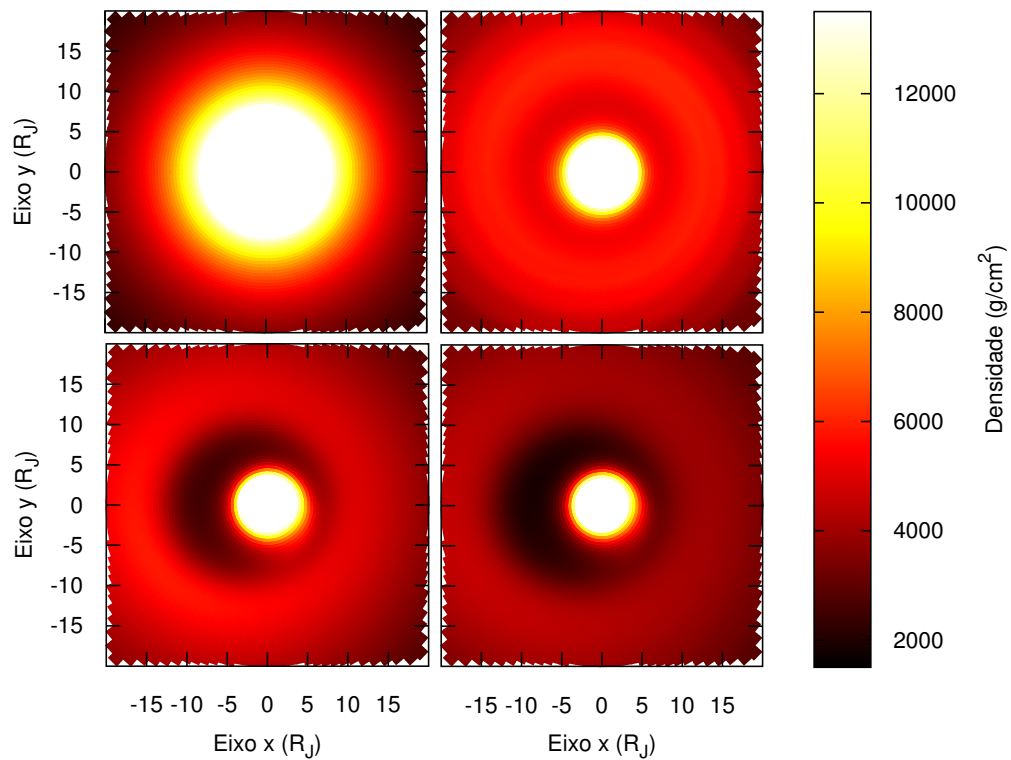


Figura 44: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-disc-wostar-2`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 45: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-disc-wstar-2`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

perfil acontece no início da simulação quando o material mais próximo do centro do sistema flui para o planeta, no mais não se observa nenhuma falha se formando na parte interna do disco, o que indica que além das condições de contorno, a falta de resolução próxima do corpo central pode acarretar em mudanças na estrutura do disco.

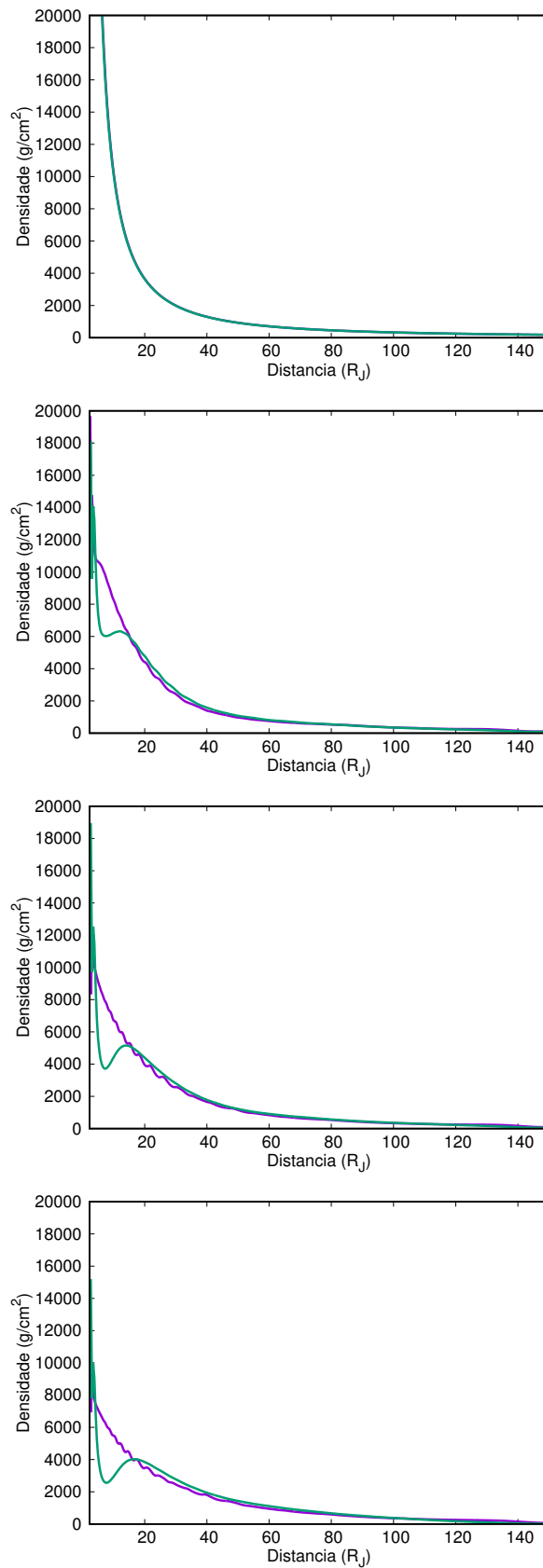
Analisando a figura 41 vemos que nenhuma falha se forma no disco próximo do planeta, diferentemente dos modelos anteriores. Também identificamos algumas ondas se formando por todo disco indicando que ele não é estacionário. De certa forma, quando aumentada a resolução, os resultados para um disco sob a influência do Sol é semelhante aos resultados quando esses efeitos não são levados em consideração, exceto pelo fato de que o disco é estacionário quando os efeitos da estrela são negligenciados.

Por fim, concluímos que os resultados utilizando uma resolução maior divergem um pouco dos resultados produzidos com uma resolução menor, especialmente próximo do corpo central, para a parte externa do disco ( $r > 20 R_J$ ) os resultados são bastante similares, ainda encontramos que a falha aberta no disco quando os efeitos do Sol foram considerados podem não ser apenas um efeito da estrela e das condições de contorno, mas também um efeito numérico, causado pela falta de resolução próximo do centro do sistema. Contudo, utilizar uma grade com  $(N_R, N_\theta) = (700, 700)$ , não é viável para todos os modelos que desejamos estudar, uma vez que o gasto computacional requerido está além de nossas possibilidades, assim em nossos próximos modelos utilizaremos uma grade com resolução intermediária  $(N_R, N_\theta) = (300, 300)$ , a menos que seja especificado uma grade diferente.

### 7.3 EVOLUÇÃO DE 4 SATÉLITES MASSIVOS

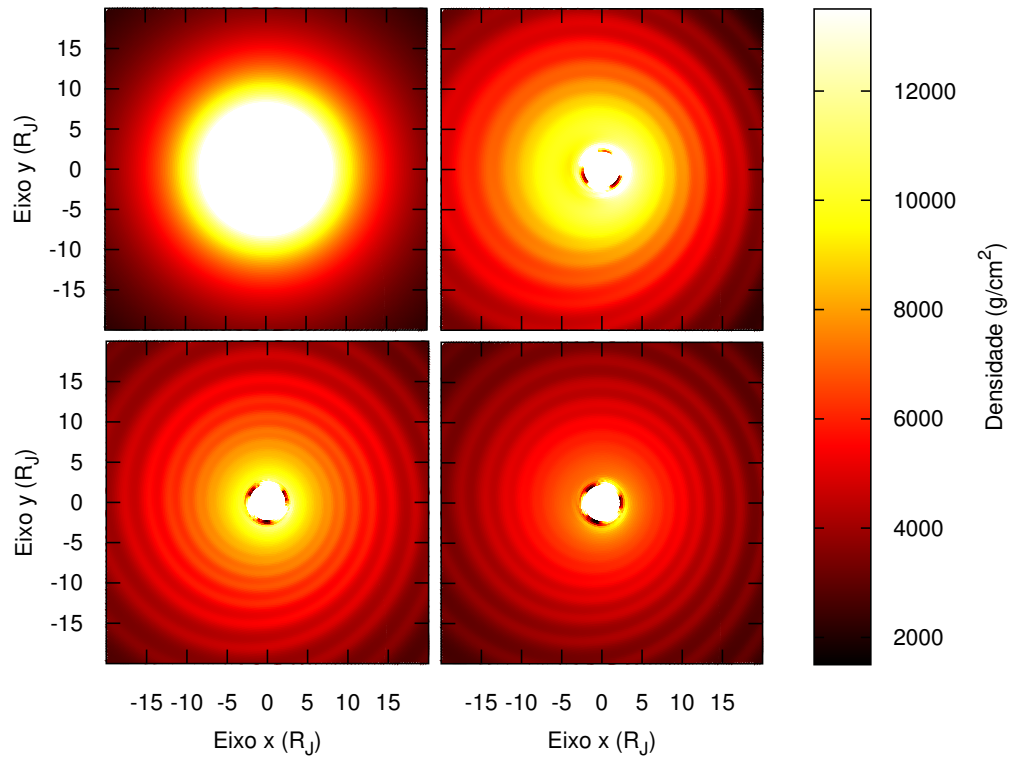
Nessa seção estudaremos os primeiros anos de migração de satélites massivos em um disco circumplanetário composto apenas por gás. Apesar de os satélites já estarem formados tal que uma quantidade de gás possa ter se perdido, utilizaremos a prescrição do modelo MMSN e simularemos um disco com massa igual à  $0.02 M_J$ . Os satélites serão inicialmente distribuídos de  $13.4 R_J$  até  $107.2 R_J$  sendo que cada um dos satélites está separado radialmente por um fator de 2. Utilizaremos dois perfis de densidade diferentes,  $\beta = 3/2$  e  $\beta = 0$ , e dois valores diferentes para a razão de aspecto do disco,  $h = 0.05$  e  $h = 0.15$ , as condições de contorno internas serão abertas ou rígidas dependendo da simulação e, para garantir uma resolução melhor, utilizaremos uma grade  $(N_R, N_\theta) = (300, 300)$ . Os efeitos do Sol foram adicionado em forma de parâmetros no potencial gravitacional. Em todos os modelos o tempo de simulação foi de 150 anos (equivalente a pouco mais de 7500 períodos orbitais de Ganimedes). Uma lista com as simulações e suas características é mostrada na tabela 6.

Figura 46: Evolução da distribuição radial da densidade superficial para os modelos hydro-disc-wstar-3 (linha roxa) e hydro-disc-wstar-1 (linha verde) após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 47: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-disc-wstar-3`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Tabela 6: Parâmetros das simulações. Cada coluna indica: o nome do modelo, a densidade superficial inicial ( $\Sigma_0$ ), o perfil de densidade superficial ( $\beta$ ), a razão de aspecto do disco ( $h$ ), a condição de contorno interna do disco (CCI) e se os efeitos do Sol são considerados ou não.

Modelos	$\Sigma_0$ $\times 10^{-4} M_J / R_J^2$	$\beta$	$h$	CCI	Sol
hydro-4-mass-sat-1	1.48	1.5	0.05	ABERTA	NÃO
hydro-4-mass-sat-2	1.48	1.5	0.05	RÍGIDA	SIM
hydro-4-mass-sat-3	1.48	1.5	0.15	RÍGIDA	SIM
hydro-4-mass-sat-4	0.0028	0	0.05	RÍGIDA	SIM
hydro-4-mass-sat-5	0.0028	0	0.15	RÍGIDA	SIM

Fonte: Produção do próprio autor.

### 7.3.1 Modelo com Condições de Contorno Abertas e sem os Efeitos do Sol

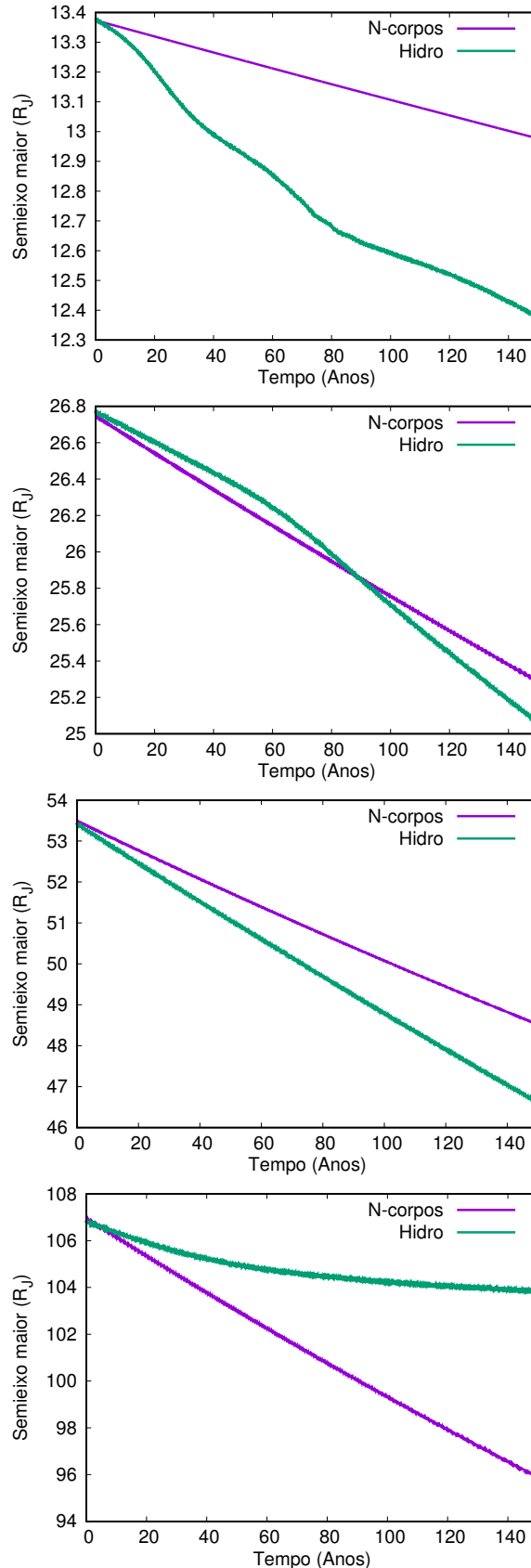
Começaremos com o modelo `hydro-4-mass-sat-1`, esse modelo é o mesmo utilizado no capítulo 6 para mostrar que a abertura de falhas no disco era pouco provável e que os satélites deveriam ter migrado do regime do tipo I. Porém, mais análises podem ser feitas com respeito ao disco e a migração dos satélites, primeiramente compararemos a migração dos satélites utilizando como base os resultados do modelo `hydro-4-mass-sat-1` e do modelo de N-corpos `4-sat-1` (capítulo 6). As condições iniciais para o disco e para os satélites são semelhantes para os dois modelos, sendo que a grande diferença é que para o modelo de N-corpos a quantidade de massa no disco gasoso é de  $0.012 M_J$  o que corresponde a 60 % do valor estipulado pelo modelo MMSN, dessa forma é esperado que haja diferenças entre os dois modelos que vão um pouco mais além do fato de estarmos trabalhando com simulação hidrodinâmica em um modelo e simulação de N-corpos em outro. Na figura 48 nós comparamos a evolução do semieixo maior entre os modelos `hydro-4-mass-sat-1` e `4-sat-1`.

A partir da comparação feita na figura 48 vemos que, nos 150 primeiros anos a evolução dos satélites é praticamente linear para o modelo de N-corpos enquanto que para o modelo hidrodinâmico não é fácil encontrar um ajuste numérico. Os três satélites mais internos apresentaram uma taxa de migração mais alta no modelo hidrodinâmico, muito por causa da quantidade de gás no disco ser maior nesse modelo. Esse não é de fato um problema, uma vez que o satélite mais interno deve fazer o papel de bloquear a migração dos demais evitando que colisões com o corpo central no futuro.

No caso de Calisto, o modelo hidrodinâmico apresenta um resultado bem diferente do modelo de N-corpos. Enquanto que no modelo `4-sat-1` Calisto migra em direção ao corpo central de forma rápida nos primeiros 150 anos, no modelo `hydro-4-mass-sat-1`, Calisto tem uma taxa de migração baixa, tal que a posição final do satélite mais externo após 150 anos difere por uma distância de cerca de  $4 R_J$  de um modelo para outro. Essa migração mais lenta não pode ser atribuída a falta de material na parte externa do disco, uma vez que no modelo de N-corpos o disco gasoso utilizado tinha o mesmo perfil inicial de densidade do disco do modelo hidrodinâmico ( $\Sigma \propto r^{-3/2}$ ), o que ocorre é que no cenário hidrodinâmico a resposta do disco a migração dos satélites é levada em consideração. Como mostrado por Masset; Snellgrove (2001) os torques gerados pelo disco gasoso sobre os corpos imersos nele são capazes de aumentar ou diminuir a taxa de migração dos corpos e até mesmo reverter sua direção (migração tipo III). Em nosso modelo vemos que os torques provenientes da porção interna do disco agem contra a migração interna do satélite, mesmo que não tenhamos simulado uma evolução por maior tempo, fica claro que Calisto dificilmente atingirá o intervalo de semieixo compatível com o dos satélites galileanos a menos que algum outro efeito faça com que ele acelere sua migração, o que é pouco provável.

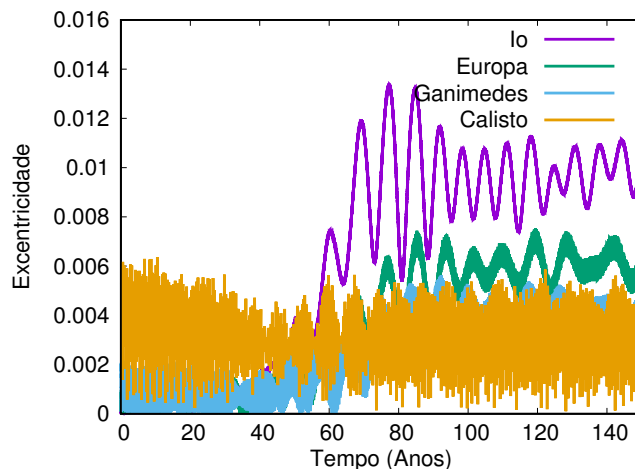
Na figura 49 nós mostramos a evolução da excentricidade dos quatro satélites massivos simulados por 150 anos para o modelo `hydro-4-mass-sat-1`. Apesar do pouco

Figura 48: Comparação entre a evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos 4-sat-1 (linha roxa) e hydro-4-mass-sat-1 (linha verde) ao longo de 150 anos. De cima para baixo temos as evoluções de Io, Europa, Ganímedes e Calisto, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 49: Evolução da excentricidade dos satélites para o modelo `hydro-4-mass-sat-1` ao longo de 150 anos.



Fonte: Produção do próprio autor.

tempo de simulação, podemos ver que os satélites atingem valores bem maiores do que os previstos no modelo de N-corpos em um tempo muito curto (figura 8). Isso ocorre porque em um cenário hidrodinâmico o gás evolui com o sistema e reage à presença dos corpos. Os três satélites mais internos apresentam um aumento quase que simultâneo em suas excentricidade por volta de 60 anos, essa mudança acontece ao mesmo tempo em que Io e Europa apresentam uma troca de concavidade em suas migrações, de modo que a variação na excentricidade deve estar ligada, de alguma maneira, com essa mudança na migração. Após esse aumento abrupto, a excentricidade dos três satélites mais internos parece se estabilizar, sendo que Io, o satélite mais excêntrico ao final da simulação, tem uma excentricidade  $e_I \approx 0.01$ . Espera-se que conforme esses satélites se aproximem, sua excentricidade aumente ainda mais, o que implicaria em satélites um pouco mais excêntricos do que o observado.

Ao contrário dos satélites mais internos, Calisto tem um aumento de excentricidade apenas no começo da simulação e depois esse valor se estabiliza, como esse satélite está mais afastado e migra mais lentamente é improvável que sua excentricidade aumente devido a proximidade com os outros corpos, o único fator que pode levar Calisto a aumentar sua excentricidade seria a dissipação do disco gasoso, mas como estamos estudando apenas os primeiros séculos de evolução isso não pode ser comprovado.

A comparação entre os modelos de N-corpos e hidrodinâmico mostrou que a migração dos satélites pode ficar bem mais difícil de se prever em um cenário com um disco de gás que evolui com o sistema, mesmo que a migração interna tenha sido encontrada em ambos os modelos, a maneira que esses corpos migram é bem distinta, especialmente para o satélite mais afastado do corpo central, Calisto. Vimos que no modelo `hydro-4-mass-sat-1` os satélites internos migram mais rápido do que no modelo `4-sat-1`, especialmente Io e Ganimedes, enquanto que a migração de Europa é, de certa forma



similar em ambos os modelos. No caso da excentricidade, o resultado que mais chama a atenção é o aumento da excentricidade dos corpos mais internos por volta de 60 anos, como o mesmo fenômeno acontece com os três satélites praticamente ao mesmo tempo é de se esperar que esses eventos estejam, de alguma forma, conectados. Como as órbitas dos satélites estão se aproximando devido a migração interna dos satélites, é de se esperar que em algum momento suas excentricidades aumentem devido a interação gravitacional entre eles, o que chama a atenção é que após esse aumento repentino os satélites se mantiveram na mesma configuração, com relação a excentricidade, esse comportamento é esperado para configurações ressonantes, o que não é o caso aqui.

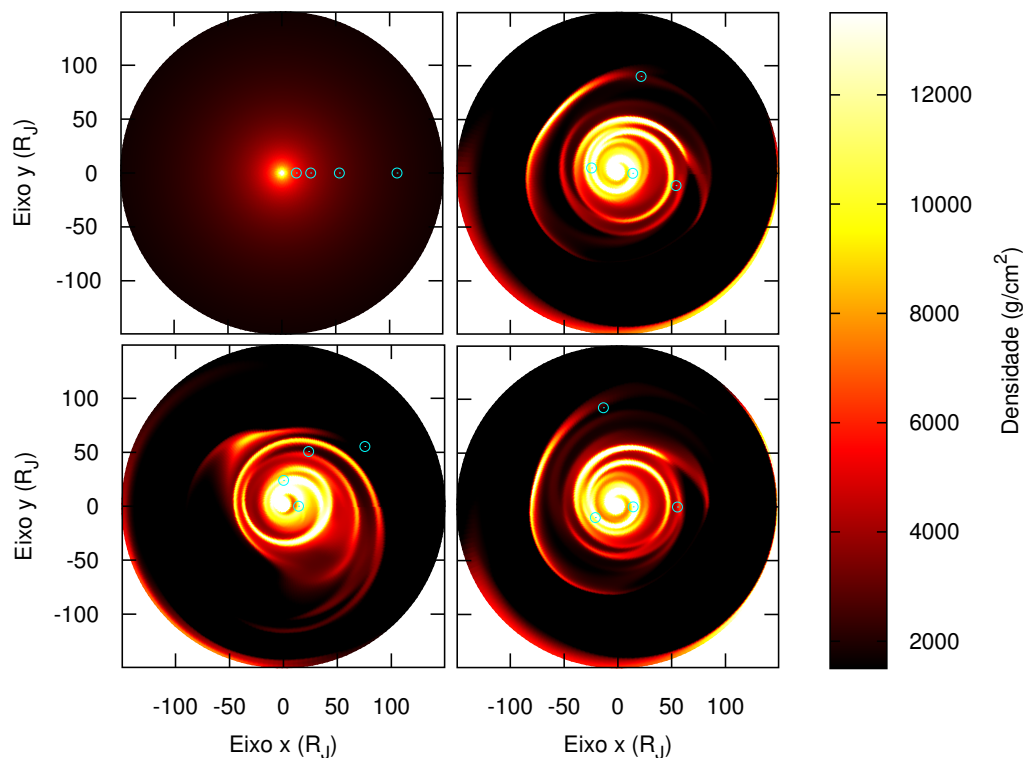
Em nossos modelos hidrodinâmicos foram adotados discos localmente isotermos enquanto que em nossos modelos de N-corpos foram utilizados discos globalmente isotermos, essa diferença na abordagem pode ter colaborado para a diferença entre os dois tipos de simulação.

### 7.3.2 Modelos com Diferentes Condições de Contorno para o Disco

Nos modelos `hydro-4-mass-sat-2` e `hydro-4-mass-sat-3` vamos mudar as condições de contorno internas do disco para rígidas, tal que material do disco não poderá fluir para o planeta. Ainda, no modelo `hydro-4-mass-sat-3` mudamos a altura do disco a partir de sua razão de aspecto, como dito anteriormente a razão de aspecto do disco tem influências no perfil de temperatura e de acordo com os resultados mostrados em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018), uma razão de aspecto  $h = 0.15$  produz uma migração compatível ao esperado para os satélites galileanos em simulações de N-corpos. Dessa forma, adotaremos  $h = 0.15$  para o modelo `hydro-4-mass-sat-3` por falta de informações relacionadas à simulações hidrodinâmicas.

Quando utilizamos condições de contorno rígidas para simulações apenas com os efeitos da estrela poucas mudanças foram observadas no disco circumplanetário, porém quando satélites são simulados a física do problema é diferente. Na figura 50 mostramos as evoluções da densidade superficial do disco e dos satélites para o modelo `hydro-4-mass-sat-2`. Comparando com os resultados apresentados na figura 7 (perfil de densidade superficial correspondente ao `hydro-4-mass-sat-1`) vemos que, quando impostas condições de contorno rígidas na borda externa do disco, todo o material que é empurrado pelos satélites em direção ao planeta fica preso na borda interna, o que faz com que se forme um denso disco de gás de raio  $r \approx 50 R_J$  nos primeiros 50 anos de simulação. De certa forma, já era esperado a formação de um disco denso ao redor do planeta, o que chama atenção é o tamanho desse disco. Diferentemente do modelo `hydro-4-mass-sat-1` a presença dos satélites altera em muito a configuração do disco de gás, como dito anteriormente o disco denso próximo do planeta se forma pelo material que espirala em direção ao corpo central após a interação com os satélites, ainda os satélites mudam a forma do disco devido aos torques aplicados pelo planeta no disco e devido a resposta do disco à esses torques, tal comportamento faz com que estruturas

Figura 50: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-4-mass-sat-2`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente. Os círculos em ciano indicam a posição dos satélites.



Fonte: Produção do próprio autor.

com densidade maior apareçam em certas regiões, ao final da simulação o disco gasoso é basicamente comprimido em um sub-disco extremamente denso que abriga os satélites mais internos, Io e Europa.

Uma vez que a estrutura do disco circumplanetário mudou é esperado que a migração dos satélites seja afetada. Como visto nos modelos de N-corpos, satélites quando em um ambiente com pouco gás tendem a migrar mais lentamente, uma vez que a força de arrasto do gás nessas regiões é menor, por outro lado, em regiões mais abundantes em gás é esperado que a migração dos satélites seja mais rápida. Porém, nos modelos de N-corpos foi utilizada uma prescrição para a migração dos satélites, de forma que esses corpos migrariam apenas em direção ao centro do sistema proporcionalmente à densidade do gás e sua distribuição. Para o modelo `hydro-4-mass-sat-1`, uma vez que o disco circumplanetário sofreu poucas alterações em sua estrutura, a migração exclusivamente interna dos satélites se confirmou, no entanto em um disco com diferentes características isso pode não acontecer.

Na figura 51 apresentamos a comparação entre a migração dos satélites galileanos para os modelos `hydro-4-mass-sat-1` e `hydro-4-mass-sat-2`, cada painel representa a comparação para Io, Europa, Ganímedes e Calisto, de cima para baixo, respec-

tivamente. Como cada satélite se encontra em uma determinada região do disco e migra de maneira diferente, vamos analisar cada caso separadamente.

No primeiro painel da figura 51 apresentamos a comparação entre as migrações de Io. Diferentemente do modelo `hydro-4-mass-sat-1` para o modelo discutido aqui temos que Io migra no sentido oposto ao centro do sistema. Olhando cuidadosamente para os primeiros anos de simulação vemos que Io chega a migrar internamente, mas reverte o sentido de sua migração em menos de cinco anos. Esse comportamento está diretamente relacionado com o acúmulo de material na borda interna do disco. O aumento da densidade do disco interno causa um torque no planeta forte o suficiente para reverter o sentido de sua migração, tal comportamento não foi observado no modelo `hydro-4-mass-sat-1` uma vez que todo o material que chegava a borda interna fluía para o planeta evitando assim o acúmulo de material e, conseqüentemente, torques capazes de reverter a migração do satélite.

Assim como Io, Europa está presente em uma região com alta densidade de gás, porém não se encontra perto o suficiente da borda interna para que os torques lá gerados afetem o sentido de sua migração (segundo painel figura 51). A diferença na densidade de gás na região de Europa entre os modelos `hydro-4-mass-sat-1` e `hydro-4-mass-sat-2` é grande e tal como esperado em uma região mais densa o satélite migra mais rápido, bem como no caso de Io, os primeiros anos de migração de Europa são comparáveis nos dois modelos, mas uma vez que sua vizinhança começa a ficar densa sua taxa de migração aumenta. Apesar de não ser detectada em nossa simulação, como Europa migra em direção ao corpo central rapidamente e Io está migrando no sentido contrário é provável que em algum momento Io bloqueie a migração de Europa e os dois acabem presos em algum tipo de ressonância, em uma configuração muito parecida com o cenário teórico proposto por Yoder (1979) e Yoder; Peale (1981).

Ganímedes sofre um fenômeno parecido com Io, apesar de migrar internamente no começo da simulação, após a formação do sub-disco interno a direção de sua migração é invertida. Do terceiro painel da figura 51 fica claro que imediatamente após a formação do sub-disco mais denso Ganímedes sofre um torque reverso que pára a migração e depois muda sua direção, tudo isso antes dos 20 anos. A taxa de migração com que Ganímedes se desloca em direção à Calisto após a formação do sub-disco é gerada pela mudança abrupta que a estrutura do disco circumplanetário sofre, da figura 50 vemos que a diferença entre o disco em seu estado inicial e após 50 anos é muito grande, como a evolução dos satélites está diretamente ligada à evolução do disco, fenômenos como o que ocorreu com Ganímedes são encontrados. Após essa rápida migração externa, Ganímedes tem sua migração bloqueada ao atingir cerca de  $56 R_J$ , há dois motivos para esse acontecimento: 1) como Ganímedes está migrando em direção às regiões menos densas era natural que sua taxa de migração diminuísse; 2) exterior à órbita de Ganímedes temos Calisto, que como pode ser visto no último painel da figura 50, migrava em direção ao corpo central.

Yoder (1979) e Yoder; Peale (1981) propuseram que as ressonâncias 2:1 nos satélites

galileanos foram atingidas da seguinte maneira, Io teria migrado na direção contrária ao centro do sistema até encontrar Europa, com quem formaria a primeira corrente de ressonância, após isso Ganímedes que migrava de regiões mais distantes encontraria os dois primeiros satélites e com eles entraria em ressonância. Nossos resultados mostram algo similar acontecendo entre Ganímedes e Calisto, enquanto o primeiro migra em direção a parte externa do disco devido aos torques vindos do sub-disco interno, Calisto migra em direção ao corpos central, como esperado, dessa forma os dois corpos acabam por formar uma corrente de ressonância de movimento médio de primeira ordem do tipo 2:1, tal que suas migrações são interrompidas. A configuração ressonante 2:1 entre Ganímedes e Calisto não é algo observável entre os satélites galileanos, mas mostra o que poderia ter acontecido caso Ganímedes tivesse realmente migrado externamente, nesse caso teríamos um sistema formado por quatro satélites em ressonância, tal que Io e Europa formaria um par interno de satélites enquanto que Ganímedes e Calisto formariam um par externo, deixando uma grande falha sem satélites entre os dois pares.

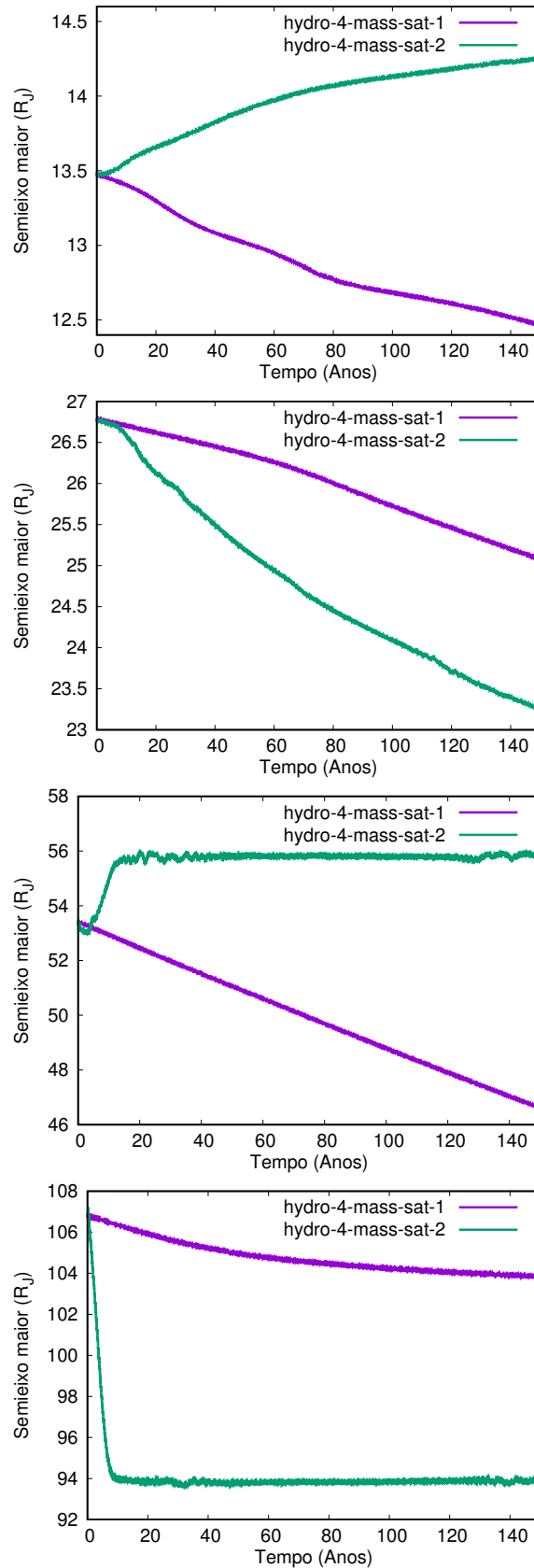
Os efeitos do Sol, que não foram considerados no modelo `hydro-4-mass-sat-1`, não foram muito discutidos aqui, uma vez que as condições de contorno utilizadas foram responsáveis pelas grandes mudanças nos resultados obtidos para o modelo `hydro-4-mass-sat-2`, de modo que é difícil identificar uma colaboração significativa dos efeitos do Sol em relação a evolução dos satélites. A migração de Calisto, que foi mais rápida neste modelo, poderia ser atribuída à interação do satélite com o Sol, porém como Ganímedes migra em direção à Calisto a interação gravitacional entre os dois satélites parece ser uma explicação mais plausível para essa alta taxa de migração.

Diferente do que foi visto na seção 7.2 usar condições de contorno rígidas para a borda interna pode sim ser relevante para a evolução de um sistema com satélites imersos no disco circumplanetário. Os satélites tendem a empurrar material em direção à borda interna do disco, como está borda está fechada, todo material que espiralaria em direção ao planeta fica preso na parte interna do disco criando assim um sub-disco extremamente denso capaz de produzir torques nos satélites que passam a migrar no sentido oposto ao centro do sistema. A seguir vamos estudar a relevância dessas condições de contorno em um disco mais espesso, onde espera-se uma migração mais lenta dos satélites, de acordo com modelos de N-corpos.

### 7.3.3 Modelos com Diferentes Alturas para o Disco

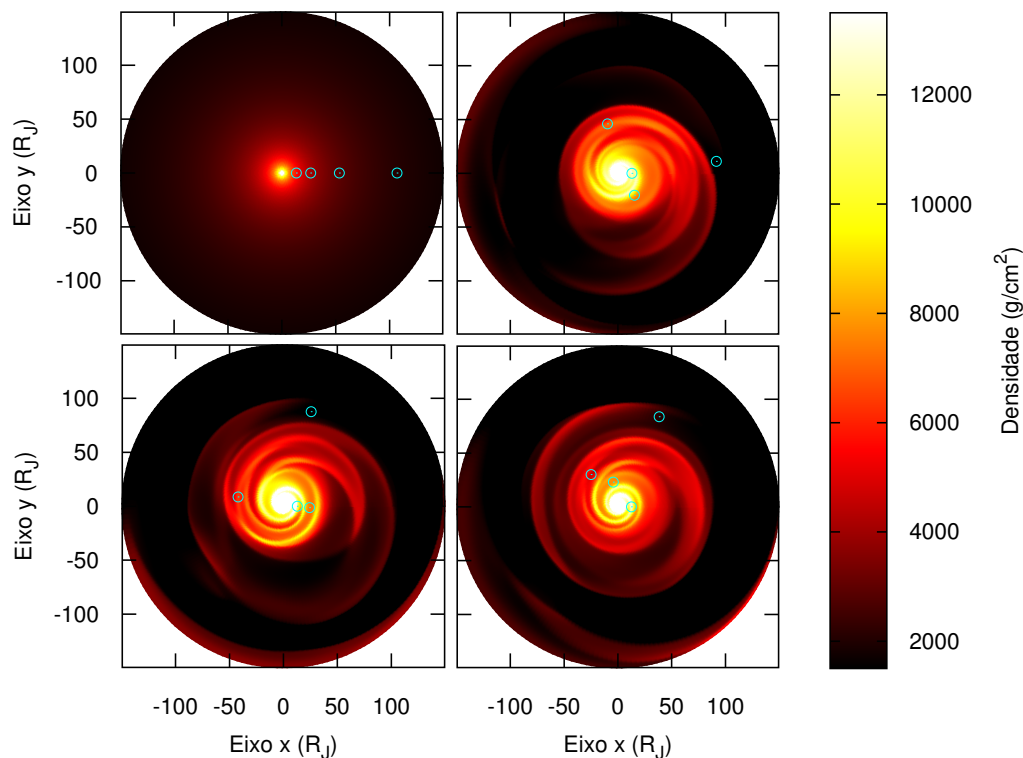
Como discutido no capítulo 6, o valor  $h = 0.05$  para a razão de aspecto do disco pode não ser uma boa especificação para um disco circumplanetário quanto é para um disco protoplanetário. No caso de um disco circumplanetário ao redor de Júpiter, utilizar tal valor implica simular um disco extremamente frio, com a linha do gelo estando localizada próximo de  $4 R_J$ . Como mostrado em Moraes; Kley; Vieira Neto (2018) e no capítulo 6, utilizar  $h = 0.15$  posiciona a linha do gelo em aproximadamente  $30 R_J$  e o perfil de temperatura do disco se torna muito mais compatível com o esperado para o momento

Figura 51: Comparação entre a evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos `hydro-4-mass-sat-1` (linha roxa) e `hydro-4-mass-sat-2` (linha verde) ao longo de 150 anos. De cima para baixo e da esquerda para a direita temos as evoluções de Io, Europa, Ganímedes e Calisto, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 52: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-4-mass-sat-3`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente. Os círculos em ciano indicam a posição dos satélites.



em que os satélites galileanos se formaram. Para o modelo `hydro-4-mass-sat-3` utilizaremos as mesmas condições do modelo `hydro-4-mass-sat-2` mudando apenas o valor da razão de aspecto para  $h = 0.15$ . A evolução da densidade superficial do disco é apresentada na figura 52.

Comparando com o modelo `hydro-4-mass-sat-2`, os resultados apresentados pelo modelo `hydro-4-mass-sat-3` em relação à densidade superficial de gás mostram a formação de um sub-disco menos denso e um pouco mais largo ( $r > 50 R_J$ ). Com o sub-disco sendo mais largo temos que Ganímedes está imerso nessa região, diferentemente do caso anterior. A formação de um sub-disco menos denso está diretamente relacionado com o aumento da altura do disco, visto que ao aumentarmos a espessura do disco sua massa não foi alterada. Tirando os fatores apontados, a evolução dos discos é bem similar, com grande parte do gás presente no disco espiralando para sua borda interna deixando Calisto em uma região bem pobre em material. A seguir verificaremos a evolução do semieixo maior dos satélites para ter uma ideia melhor das diferenças entre os discos apresentados para os modelos `hydro-4-mass-sat-2` e `hydro-4-mass-sat-3` e como a migração dos satélites nesse novo disco se compara com o que foi obtido para o modelo `hydro-4-mass-sat-1`.

A comparação da evolução do semieixo maior para os modelos `hydro-4-mass-`

-sat-1, hydro-4-mass-sat-2 e hydro-4-mass-sat-3 é mostrada na figura 53 . Como consequência da formação de um sub-disco menos denso, os torques provenientes desse disco não são suficientes para reverter a direção de migração dos satélites, para todos os quatro satélites a migração é contínua e em direção ao planeta central, sendo que a única exceção é Calisto que tem sua migração bloqueada em determinado momento, trataremos desse caso mais a frente. Apesar de menos denso, o sub-disco formado faz com que os três satélites internos tenham uma taxa de migração alta, por vezes maiores do que a taxa de migração apresentada no modelo hydro-4-mass-sat-1 (exceto para Io onde as taxas de migração são parecidas). Enquanto Io e Europa migram com uma taxa praticamente linear, Ganímedes apresenta algumas variações na concavidade da curva que descreve sua migração, isso acontece porque Ganímedes se encontra em uma região onde há maiores variações na quantidade de gás, dessa forma sua migração é um pouco menos previsível, apesar de ser sempre em direção ao corpo central. Quando se aumenta a altura do disco, em geral, se espera uma diminuição na taxa de migração dos corpos nele imersos, porém aqui temos que esse aumento na altura do disco evitou a formação de um sub-disco interno denso capaz de reverter a migração dos satélites (hydro-4-mass-sat-2), no entanto, como a borda interna do disco está fechada, a densidade do disco é maior do que a encontrada no modelo hydro-4-mass-sat-1, por essa razão a migração dos satélites é mais rápida do que a encontrada nos modelos anteriores. Assim, o aumento na altura do disco colaborou diretamente para o aumento da taxa de migração dos satélites, lembrando que estamos simulando apenas 150 anos de evolução dos satélites, de forma que esses satélites continuarão a migrar por mais tempo até que o disco se disperse de alguma maneira.

No modelo hydro-4-mass-sat-3, a migração de Calisto é aquela que foge a regra e aparece como assunto para uma discussão mais elaborada. Diferentemente dos outros satélites, Calisto não migra internamente durante toda sua evolução, sendo que, após cerca de 20 anos, seu semieixo maior começa a oscilar na região próxima de  $92 R_J$ , tal comportamento também foi encontrado no modelo hydro-4-mass-sat-2, porém naquele caso Ganímedes migrava em direção de Calisto e os dois satélites ficaram presos em uma ressonância de movimento médio do tipo 2:1. No modelo atual, Ganímedes migra internamente e pouco tem a ver com a evolução orbital de Calisto. Baseado nos resultados para a densidade superficial do disco mostrados na figura 52 , nós argumentamos que a migração de Calisto é bloqueada justamente pela formação do sub-disco interno, que mesmo sendo menos denso do que o encontrado no modelo hydro-4-mass-sat-2, ainda foi capaz de exercer uma força no sentido contrário da migração dos satélites, fazendo com que Calisto fique de fora desse sub-disco, preso em uma região pobre em gás. Dessa forma, a migração futura de Calisto depende do comportamento desse sub-disco, caso seja comprimido Calisto pode vir a migrar internamente de novo, no caso do sub-disco se expandir a migração de Calisto deve ser, a princípio, externa e dependendo de como seja a dispersão desse sub-disco o satélite pode voltar a migrar em direção ao corpo

central novamente.

Nessa seção pudemos estudar as diferenças de se utilizar condições de contorno fechadas para a borda interna de um disco com satélites. Fisicamente usar tais condições significa dizer que nenhum material flui para o planeta, dessa forma, Júpiter já estaria formado e não acreteria mais material durante a migração dos satélites. Sob essas condições, vimos que um sub-disco denso é formado próximo do planeta, se estendendo até cerca de  $50 R_J$ , tal que os satélites imersos no disco circumplanetário tem sua migração ditada pela evolução desse sub-disco, quando ele é mais denso os satélites podem chegar a migrar no sentido oposto ao centro do sistema, quando sua densidade não é tal alta os satélites imersos nesse sub-disco migram mais rápido ao passo que os satélites fora do sub-disco tem sua migração bloqueada. A formação desse sub-disco e suas consequências para a evolução dos satélites pode indicar que durante a migração dos satélites galileanos, Júpiter não estava totalmente formado e ainda estaria acretando gás. Vale ressaltar que esses resultados foram obtidos utilizando apenas um tipo de distribuição para a densidade superficial gás, a seguir utilizaremos uma distribuição uniforme de material para estudar melhor as influências das condições de contorno internas.

### 7.3.4 Modelo com Distribuição Uniforme da Densidade do Gás

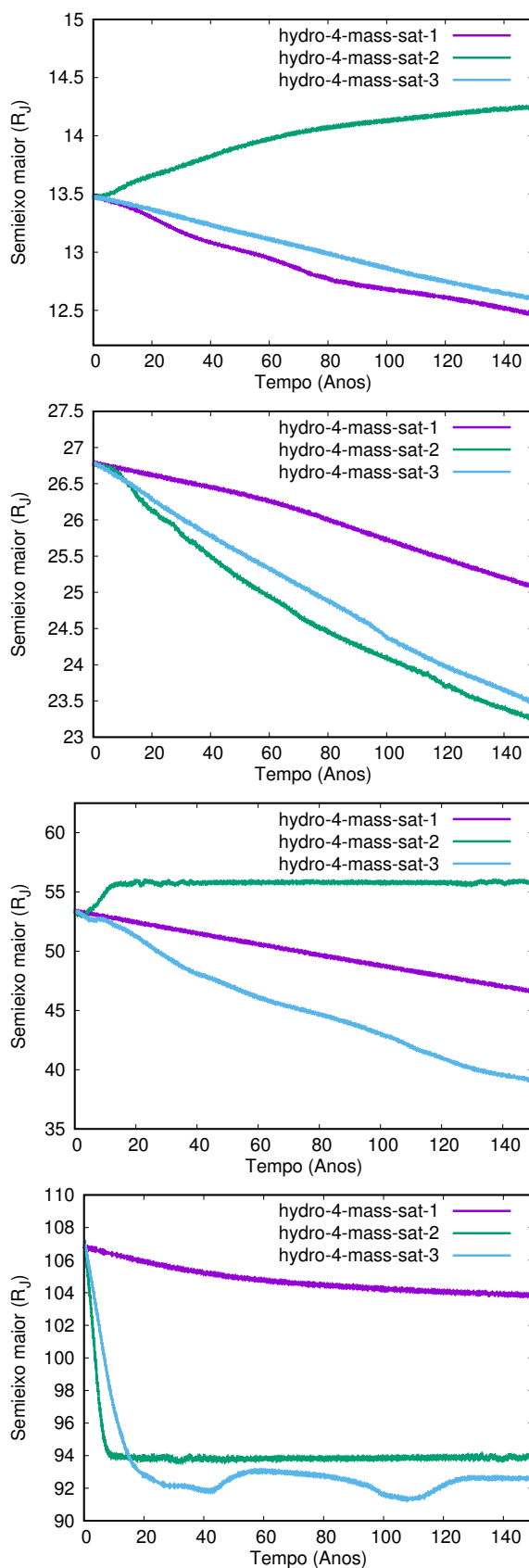
Até o momento, em nossos modelos hidrodinâmicos, a distribuição da densidade superficial de gás sempre teve uma dependência radial. Nessa seção, assim como foi feito no caso dos modelos de N-corpos, testaremos distribuições uniformes para a densidade do gás, exploraremos dois modelos cuja a única diferença entre eles é a espessura do disco,  $h = 0.05$  (modelo `hydro-4-mass-sat-4`) e  $h = 0.15$  (modelo `hydro-4-mass-sat-5`). As distribuições de densidade para os modelos `hydro-4-mass-sat-4` e `hydro-4-mass-sat-5` são mostradas nas figuras 54 e 55 enquanto que na figura 56 mostramos a comparação do perfil radial de densidade para os mesmos modelos.

Analisando a evolução da densidade para ambos os modelos trabalhados aqui temos que o sub-disco interno, resultante da imposição de condições de contorno internas fechadas, se forma novamente. Como identificado a partir do modelo `hydro-4-mass-sat-3`, a densidade desse sub-disco diminui ao passo que seu comprimento aumenta quando utilizamos um disco circumplanetário mais alto. Como o disco simulado nessa seção é mais denso, pois tem uma distribuição de material diferente, o tamanho do sub-disco formado é maior do que o encontrado para os modelos com perfil de densidade que decaí com a distância, dessa forma para ambos os modelos descritos aqui os satélites estão imersos no sub-disco, tal que sua evolução tende a ser diferente.

Para certificar uma comparação justa, nas figuras 57 e 58 apresentamos a comparação da evolução do semieixo maior dos satélites entre os modelos `hydro-4-mass-sat-2` e `hydro-4-mass-sat-4`, e `hydro-4-mass-sat-3` e `hydro-4-mass-sat-5`, respectivamente. Em ambas as comparações vemos que os três satélites internos migram exclusivamente em direção ao corpo central, a velocidade de migração desses corpos é

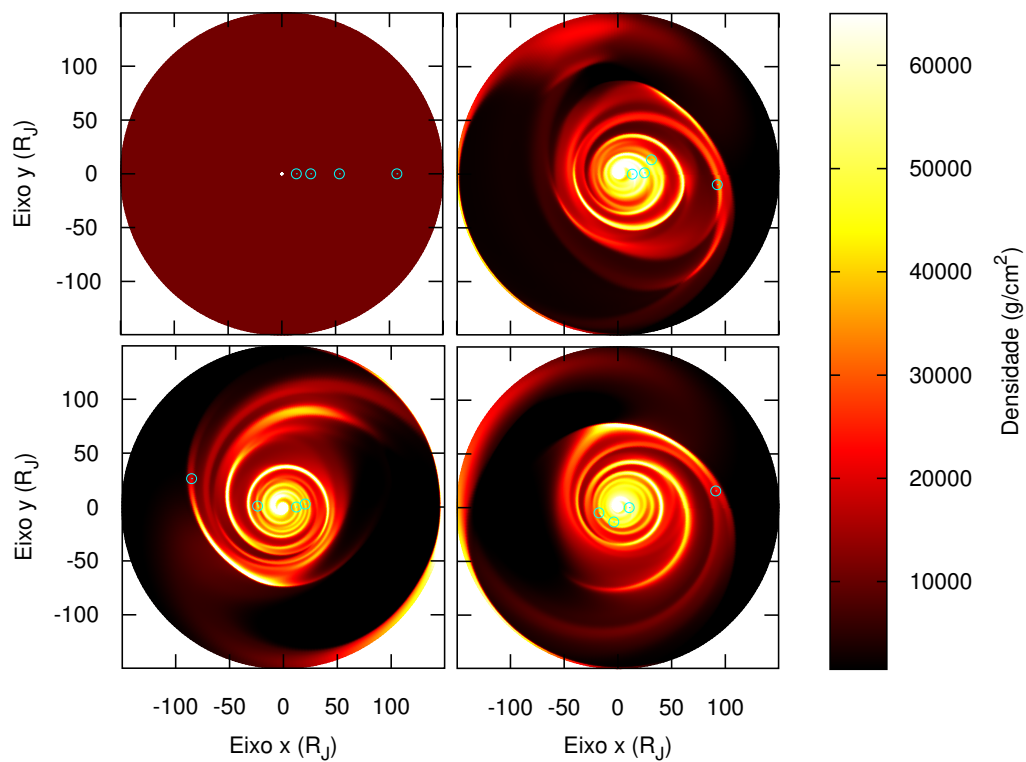


Figura 53: Comparação entre a evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos hydro-4-mass-sat-1 (linha roxa), hydro-4-mass-sat-2 (linha verde) e hydro-4-mass-sat-3 (linha azul) ao longo de 150 anos. De cima para baixo e da esquerda para a direita temos as evoluções de Io, Europa, Ganímedes e Calisto, respectivamente.



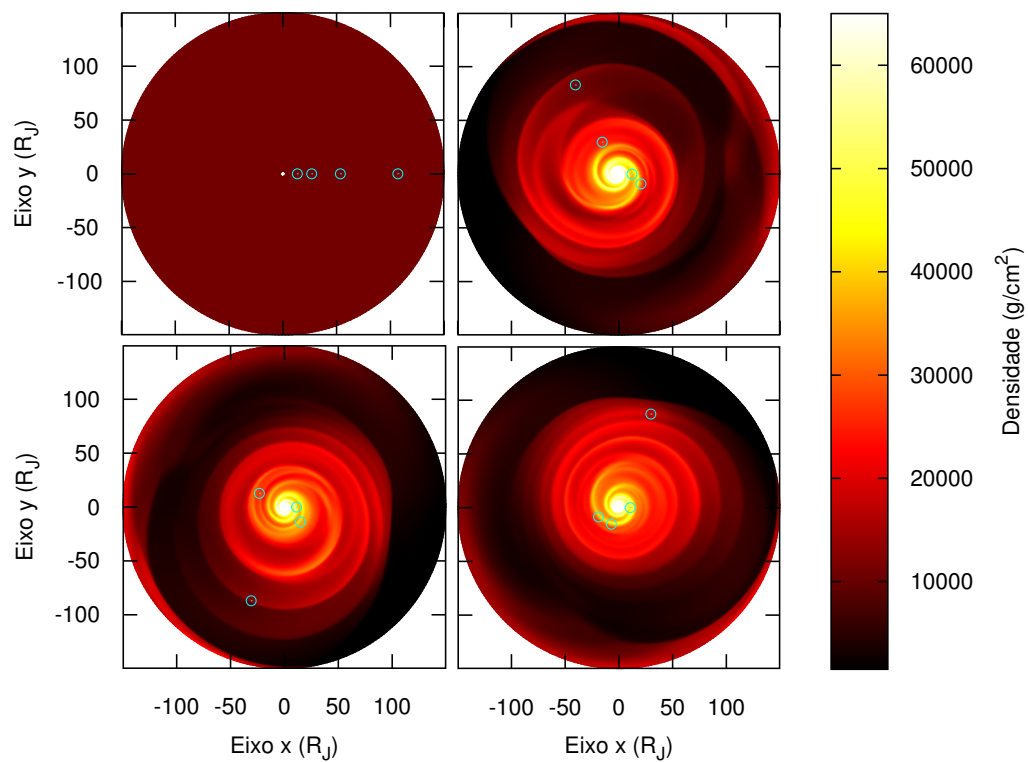
Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 54: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-4-mass-sat-4`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente. Os círculos em ciano indicam a posição dos satélites.



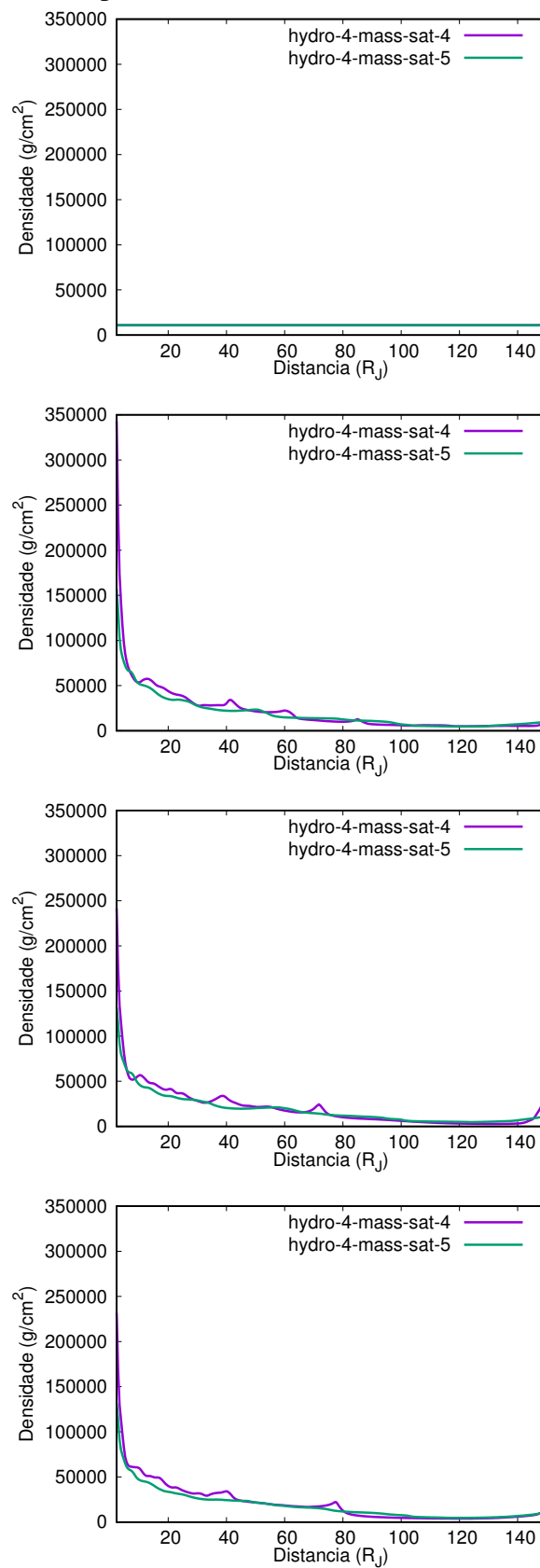
Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 55: Densidade superficial do disco ao redor de Júpiter para o modelo `hydro-4-mass-sat-5`, após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo e da esquerda para a direita, respectivamente. Os círculos em ciano indicam a posição dos satélites.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 56: Evolução da distribuição radial da densidade superficial para os modelos hydro-4-sat-4 (linha verde) e hydro-4-sat-5 (linha roxa) após 0, 50, 100 e 150 anos de cima para baixo, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

maior do que o encontrado para os modelos com densidade superficial de gás não uniforme. Essa taxa de migração mais alta já era esperada, visto os modelos de N-corpos. A única exceção foi Calisto, que nos dois modelos estudados aqui teve sua migração bloqueada assim como aconteceu anteriormente. Por estar bem mais distante do centro do sistema do que os outros satélites, Calisto provavelmente está sofrendo um torque interno, vindo do disco, que está anulando a migração do satélite. Como mostrado em Izidoro et al. (2017) em um disco protoplanetário (ou circumplanetário em nosso caso) é possível encontrar regiões de migração interna, externa e sem migração, provavelmente a região onde Calisto se encontra é uma região que não permite migração, nesse caso seria necessário uma simulação com mais tempo para entender como o disco evolui e se essa região desaparece.

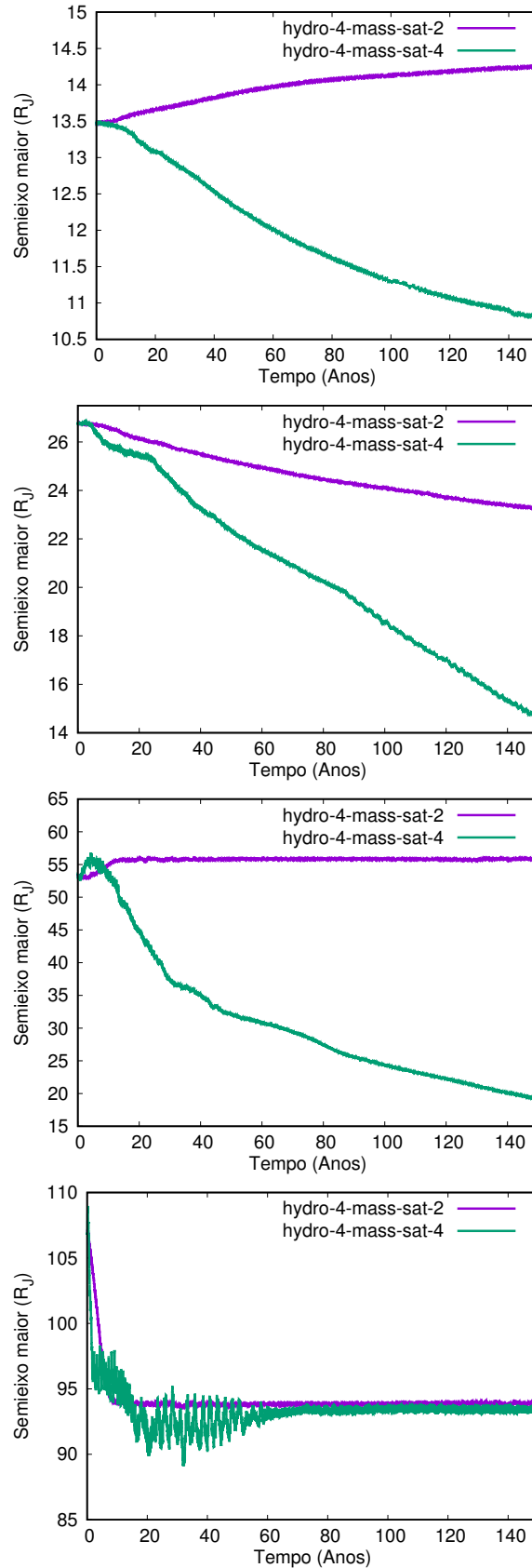
Nossos modelos hidrodinâmicos utilizando uma distribuição uniforme de gás corroboraram os resultados apresentados pelas simulações de N-corpos, essas condições permitem que todos os satélites migrem com uma taxa parecida, pelo menos no início da simulação, ainda tais condições privilegiam os satélites localizados nas partes mais externas do disco que, dessa forma, são capazes de migrar internamente mais rápido. As regiões que bloqueiam a migração dos satélites dependem das características do disco e do tempo de simulação, acreditamos que em simulações mais longas essas regiões devem evoluir, permitindo que os satélites voltem a migrar.

#### 7.4 EVOLUÇÃO DE SATÉLITES MASSIVOS ENTRE OS SATÉLITES GALILEANOS

Em Mosqueira; Estrada (2003b) os autores levantam a questão sobre a falta de satélites entre as órbitas de Ganímedes e Calisto e entre Calisto e os satélites irregulares. O primeiro argumento a ser utilizado nesses casos é o de que essas regiões seriam instáveis, de forma que outros satélites não sobreviveriam nesses locais, nessa linha os autores utilizaram os critérios de estabilidade propostos em Lissauer (1995) para estudar em que regiões as órbitas de partículas testes seriam estáveis no sistema de satélites galileanos. No primeiro painel da figura 1.b mostrada em Mosqueira; Estrada (2003b), temos que, segundo os critérios de estabilidade utilizados, existem regiões estáveis entre as órbitas de todos os satélites galileanos, especialmente entre as órbitas de Ganímedes e Calisto e entre Calisto e os satélites irregulares, dessa forma, olhando apenas pelo ponto de vista da estabilidade, mais satélites poderiam ter se formado nessas regiões.

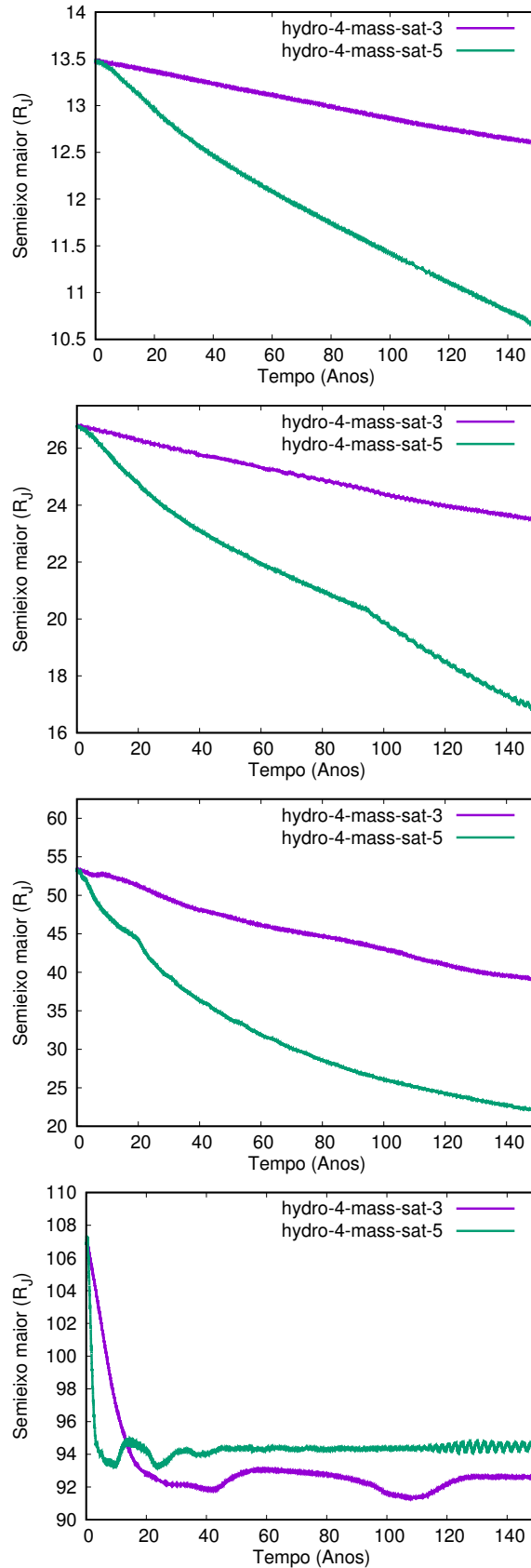
Nessa seção assumiremos que satélites com massas comparáveis as massas dos satélites galileanos se formaram entre os satélites de Júpiter e estudaremos por quanto tempo um sistema desses pode sobreviver. Para isso utilizaremos um disco com menos gás do que o esperado para quando esses satélites se formaram, assim como no modelo MMSN é previsto uma massa igual à  $0.02 M_J$ , aqui trabalharemos com um disco com apenas 20 % dessa quantidade. Assumiremos que todos os satélites se formaram e migraram a partir da parte externa do disco até uma região próxima de onde os satélites galileanos se

Figura 57: Comparação entre a evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos `hydro-4-mass-sat-2` (linha roxa) e `hydro-4-mass-sat-4` (linha verde) ao longo de 150 anos. De cima para baixo e da esquerda para a direita temos as evoluções de Io, Europa, Ganímedes e Calisto, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 58: Comparação entre a evolução do semieixo maior dos satélites para os modelos `hydro-4-mass-sat-3` (linha roxa) e `hydro-4-mass-sat-5` (linha verde) ao longo de 150 anos. De cima para baixo e da esquerda para a direita temos as evoluções de Io, Europa, Ganímedes e Calisto, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor.

Tabela 7: Parâmetros das simulações. Cada coluna indica: o nome do modelo, a quantidade de satélites galileanos (Galileanos), a quantidade de satélites extras (Extras), a massa dos satélites extras ( $m_{extras}$ ), o tempo de simulação programado ( $t_{sim}$ ) e o tempo em que o sistema sobreviveu ( $t_{sob}$ ).

Modelos	Galileanos	Extras	$m_{extras}$ $\times 10^{-5} M_J$	$t_{sim}$ Anos	$t_{sob}$ Anos
hydro-multi-mass-sat-1	4	9	1.0	150	$\sim 4.5$
hydro-multi-mass-sat-2	4	6	1.0	150	$\sim 70$
hydro-multi-mass-sat-3	4	5	1.0	150	$\sim 14$
hydro-multi-mass-sat-4	2	6	1.0	150	$\sim 40$
hydro-multi-mass-sat-5	1	6	1.0	$\sim 200$	$\sim 200$
hydro-multi-mass-sat-6	1	6	0.1	150	150

Fonte: Produção do próprio autor.

encontram atualmente. A densidade superficial de gás terá uma distribuição proporcional à  $r^{-3/2}$ , a razão de aspecto do disco será  $h = 0.15$ , o disco se estenderá de  $3 R_J$  até  $50 R_J$ , esse disco de tamanho reduzido foi escolhido porque, uma vez que os satélites já migraram para a parte interna do disco, não há necessidade de se trabalhar com um disco maior, a borda externa foi escolhida de forma que as condições de contorno externas não influenciassem substancialmente a evolução do satélite mais externo. A grade escolhida será a mesma da seção anterior,  $(N_R, N_\theta) = (300, 300)$  e os efeitos do Sol foram introduzidos da mesma forma que na seção anterior

Nosso objetivo de estudo será a estabilidade de satélites próximos das órbitas de Ganímedes e Calisto, aqui negligenciaremos a possível formação de satélites massivos nas regiões mais externas à órbita de Calisto,  $r > 50 R_J$ , pois como essas regiões são bem estáveis (MOSQUEIRA; ESTRADA, 2003B) e sofreriam poucas perturbações advindas dos satélites galileanos. Na tabela 7 apresentamos as características dos modelos discutidos nesta seção.

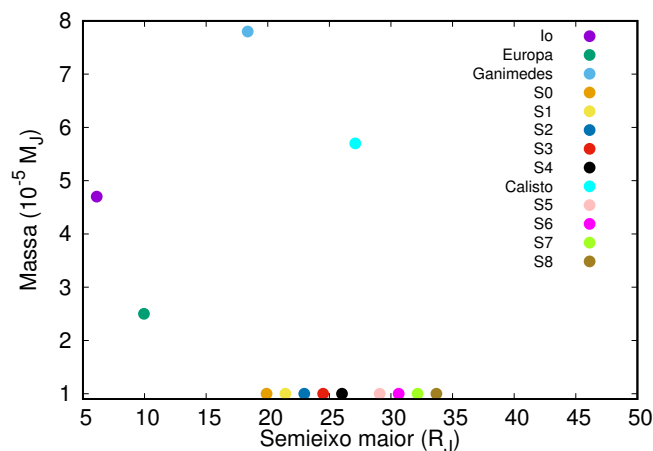
#### 7.4.1 Modelos com todos os Satélites Galileanos

Primeiramente simularemos modelos onde todos os satélites galileanos já massivos serão considerados, nesses sistemas espalharemos um certo número de satélites extras entre as órbitas de Ganímedes e Calisto e na “falha” entre Calisto e os satélites irregulares. Para o modelo `hydro-multi-mass-sat-1` utilizaremos nove satélites extras de mesma massa,  $M_s = 1.0 \times 10^{-5} M_J$ , de forma que cinco desses corpos serão inicializados entre Ganímedes e Calisto enquanto os outros quatro serão colocados depois da órbita de Calisto. Os satélites extras serão nomeados,  $S_i$ , onde  $i = 0, \dots, 8$ , como mostrado na figura 59. O esquema de cores para os satélites apresentados na figura 59 será o mesmo utilizados em todas as outras figuras envolvendo este modelo.

De acordo com os resultados de Mosqueira; Estrada (2003b), as regiões mais estáveis



Figura 59: Distribuição inicial de massa dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-1`. Na própria figura se encontra o esquema de cores utilizado para identificar os satélites.



Fonte: Produção do próprio autor.

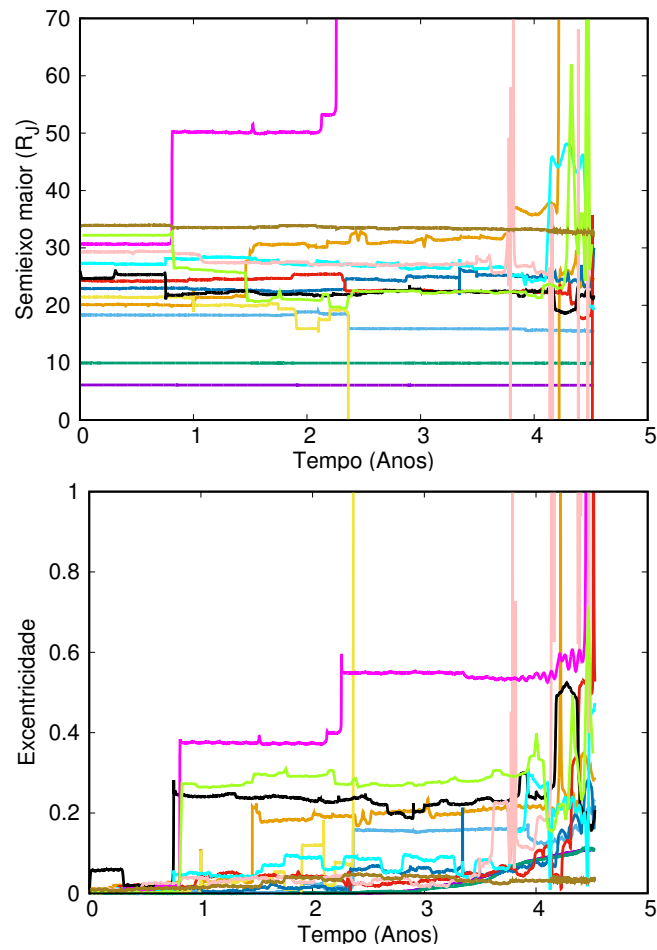
para satélites são entre 20 e 25 raios de Júpiter e após 30 raios de Júpiter, dessa forma é esperado que os satélites inicialmente nessa região sobrevivam por mais tempo. Na figura 60 mostramos a evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites.

O sistema descrito pelo modelo `hydro-multi-mass-sat-1` se torna instável rapidamente e é destruído em cerca de 4.5 anos. Como pode ser visto na figura 60, os satélites S6 e S7 experimentam um encontro próximo em menos de um ano, como resultado o satélite S6 é lançado, primeiramente, para além de  $50 R_J$ , depois lançado novamente, agora para além de  $70 R_J$  até ser finalmente ejetado ao final da simulação, enquanto isso o satélite S7 migra internamente tendo vários encontros próximos com os satélites mais internos e causando instabilidade no sistema. Logo após 2 anos o satélite S1 é ejetado como fruto de um encontro próximo com o corpo S7 e após 3.5 anos o sistema começa a colapsar devido ao grande número de encontros próximos entre os satélites extras e Calisto, até o sistema ser destruído pouco tempo depois. A evolução da excentricidade mostra que a maioria dos satélites extras se tornaram excêntricos ( $e_s \approx 0.2$ ) assim que os encontros próximos começaram e se manteve alta até o final da simulação.

No modelo `hydro-multi-mass-sat-1` a quantidade de satélites extras e a proximidade entre eles pode ter sido um fator determinante para que o sistema não sobrevivesse sequer uma década. Uma vez que esses corpos tem massa comparável à massa dos satélites galileanos a proximidade entre eles faz com que as interações sejam muito mais energéticas de forma que quando dois corpos se encontram o resultado são mudanças abruptas nas órbitas desses corpos. Nos modelos a seguir vamos diminuir o número de satélites extras de forma a tentar diminuir esses encontros próximos catastróficos.

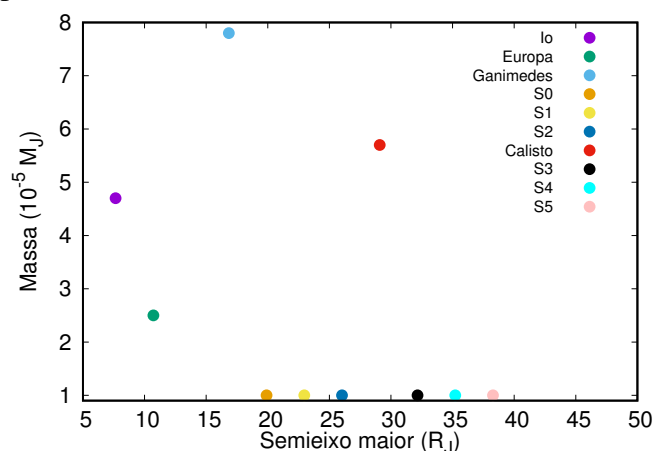
Com o intuito de que o sistema de satélites seja estável por mais tempo, em nosso novo modelo `hydro-multi-mass-sat-2` vamos agora reduzir o número de satélites

Figura 60: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo hydro-multi-mass-sat-1. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 59.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 61: Distribuição inicial de massa dos satélites para o modelo `dist-hydro-multi-mass-sat-2`. Na própria figura se encontra o esquema de cores utilizado para identificar os satélites.



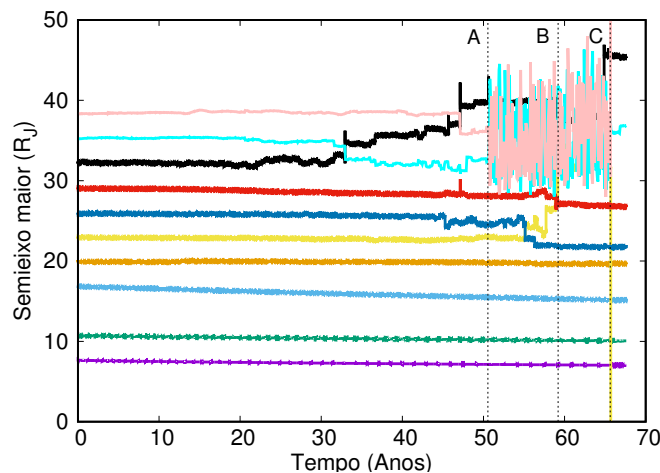
Fonte: Produção do próprio autor.

extras de nove para apenas seis, mantendo a mesma massa individual adotada no modelo anterior. A distribuição radial inicial de massa é mostrada na figura 61. Comparando as distribuições dos modelos `hydro-multi-mass-sat-1` e `hydro-multi-mass-sat-2` é fácil ver que há uma separação muito maior entre os satélites extras para o segundo modelo, o que a princípio deve deixar o sistema mais estável.

Na figura 60 mostramos a evolução do semieixo maior dos satélites. O primeiro resultado que chama atenção é que o sistema sobreviveu por mais tempo, cerca de 70 anos, porém novamente instabilidades geradas pelos satélites exteriores à Calisto acabam destruindo o sistema. Destacamos nessa evolução três eventos que merecem atenção e definem o destino do sistema de satélites. No evento A, os satélites S4 e S5 tem um encontro próximo e começam a trocar energia de maneira que o semieixo maior desses corpos passa a variar em um intervalo de  $10 R_J$ , aparentemente esses satélites se tornaram coorbitais. Enquanto o evento A ocorre, o satélite S1, interior à órbita de Calisto, sofre encontros próximos com S2 e Calisto, após o encontro com Calisto, S1 é lançado para órbitas externas à órbita de Calisto, onde começa a interagir com S4 e S5 (evento B). Uma vez que os satélites S4, S5 e S1 começam a interagir fortemente o sistema não demora muito a ser destruído. O evento C marca o momento em que S5 e S1 são ejetados do sistema, curiosamente o satélite S4 sobrevive ao evento C, assim como o satélite S3 que também se encontrava na mesma região.

Bem como aconteceu no modelo `hydro-multi-mass-sat-1` a excentricidade dos satélites no modelo `hydro-multi-mass-sat-2` é excitado pelos encontros próximos entre os satélites. Dessa forma, antes do evento A a excentricidade dos corpos permaneceu da ordem de  $10^{-2}$ , após esse evento os corpos que começaram a interagir exibem um aumento característico na excentricidade até que S5 e S1 são ejetados do sis-

Figura 62: Evolução do semieixo maior dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-2`. As linhas verticais tracejadas, A, B e C, representam eventos importantes que serão discutidos no texto. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 61.



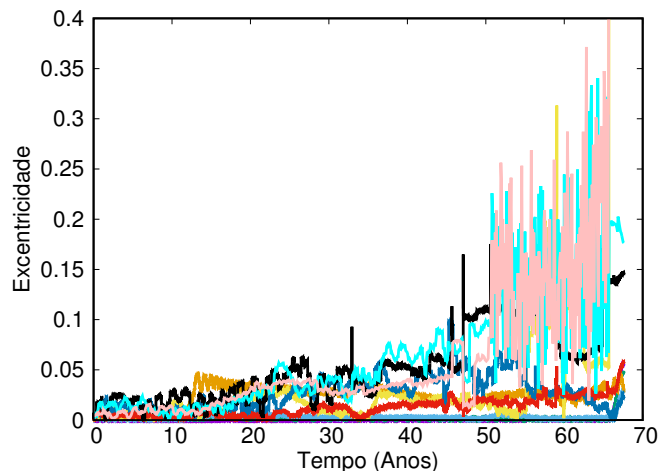
Fonte: Produção do próprio autor.

tema. Os satélites galileanos mais internos praticamente não são afetados pelos encontros próximos dos satélites extras, assim, tanto o semieixo maior quanto a excentricidade desses corpos varia muito pouco.

Como esperado a diminuição no número de satélites extras prolongou a vida do sistema, porém isso não impediu que os satélites se tornassem instáveis em algum momento. Baseado nessa linha de pensamento, no modelo a seguir vamos diminuir ainda mais o número de satélites extras de forma que entre Ganímedes e Calistos tenhamos apenas dois satélites enquanto que além da órbita de Calisto manteremos três satélites porém eles serão dispostos mais próximos de Calisto, praticamente na borda da região onde suas órbitas deveriam ser estáveis segundo Mosqueira; Estrada (2003b). A distribuição inicial de massa dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-3` é mostrado na figura 64.

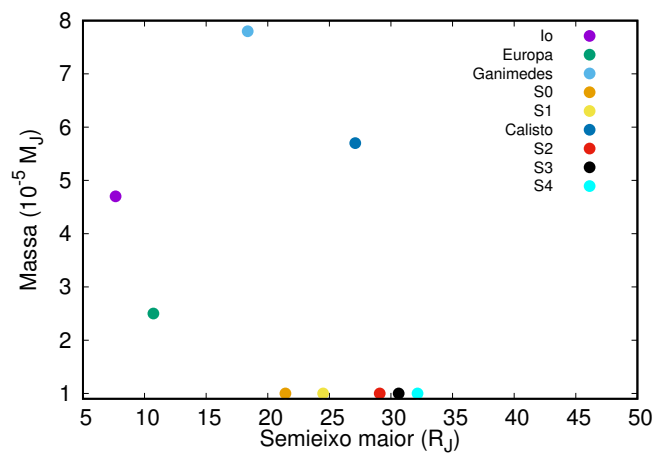
Com um número menor de satélites entre Ganímedes e Calisto, espera-se que as instabilidades no sistema sejam causadas, principalmente, pelos corpos exteriores à órbita de Calisto. Na figura 65 apresentamos a evolução do semieixo maior (painel superior) e da excentricidade (painel inferior) dos satélites até o momento em que a simulação é interrompida. A partir da evolução do semieixo maior vemos que os três satélites exteriores a órbita de Calisto sofrem diversos encontros próximos entre si, chegando ao ponto de trocarem de posições em certos momentos. Esses encontros próximos chegam a perturbar Calisto que, por sua vez, perturba os satélites extras mais internos. Tais perturbações fazem com que o satélite extra S1 seja enviado para a parte externa após um encontro próximo com Calisto. Com um quarto satélite extra exterior à órbita de Calisto, as instabilidades aumentam até que após várias interações o satélite S4 ganha energia e salta

Figura 63: Evolução da excentricidade dos satélites para o modelo hydro-multi-mass-sat-2. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 61.



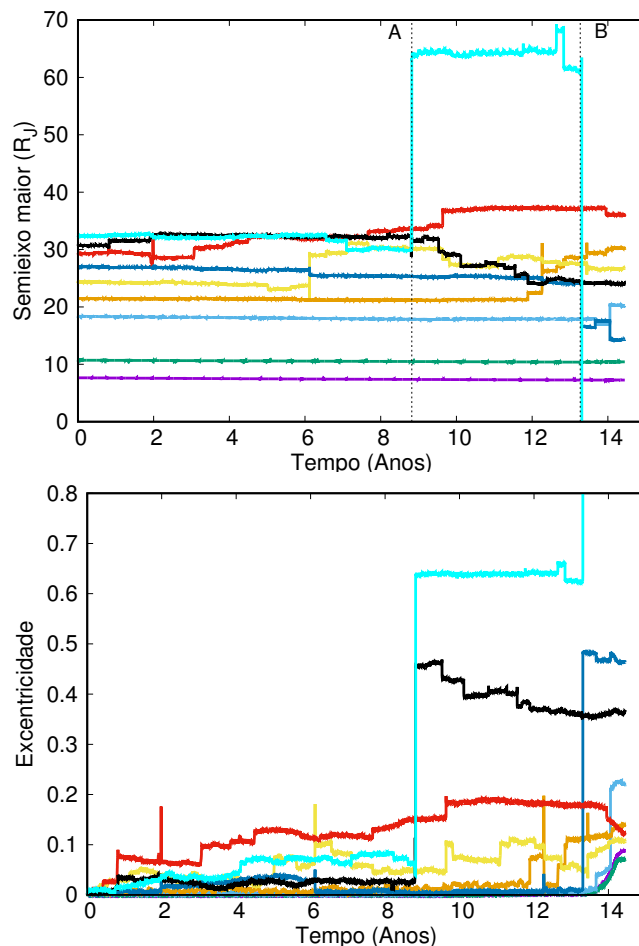
Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 64: Distribuição inicial de massa dos satélites para o modelo dist-hydro-multi-mass-sat-3. Na própria figura se encontra o esquema de cores utilizado para identificar os satélites.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 65: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-3`. As linhas verticais tracejadas, A e B, no painel superior representam eventos importantes que serão discutidos no texto. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 64.

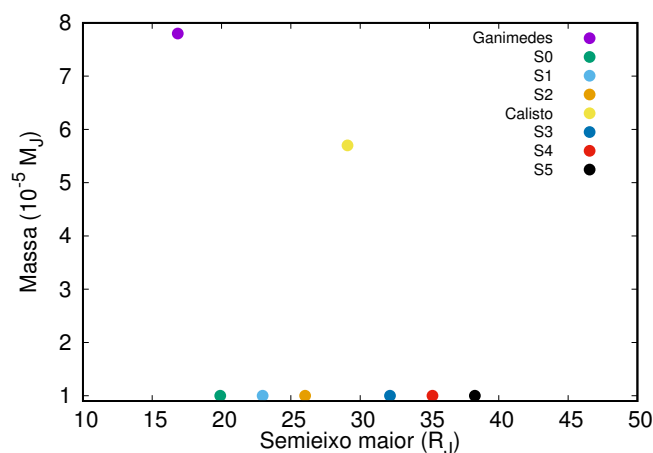


Fonte: Produção do próprio autor.

de  $\sim 30 R_J$  para  $\sim 65 R_J$  (evento A), sua órbita se torna excêntrica nesse momento (superior à 0.6), bem como como a órbita dos outros satélites próximos (painel inferior figura 65). Uma vez que sua órbita é excêntrica o satélite S4 ainda interage com os outros corpos mesmo estando mais distante, por causa disso, S4 tem um encontro próximo com Calisto pouco antes de 14 anos (evento B), como resultado desse encontro S4 é ejetado do sistema em uma órbita hiperbólica ( $e > 1.0$  e  $a < 0$ ) enquanto que Calisto salta para um região próxima da órbita de Ganímedes em uma órbita excêntrica, a forte interação entre os dois maiores satélites galileanos faz com que todo o sistema de satélites seja destruído pouco depois de 14 anos.

Até o modelo `hydro-multi-mass-sat-3`, os três satélites galileanos mais internos não haviam contribuído para a instabilidade em um sistema com mais satélites, muito porque os satélites extras estão sendo inicializados em regiões mais distantes, apenas no presente modelo Ganímedes teve alguma participação, porém essa participação só ocor-

Figura 66: Distribuição inicial de massa dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-4`. Na própria figura se encontra o esquema de cores utilizado para identificar os satélites.



Fonte: Produção do próprio autor.

reu porque Calisto se tornou excêntrico e passou a ter um semieixo maior comparável ao de Ganímedes.

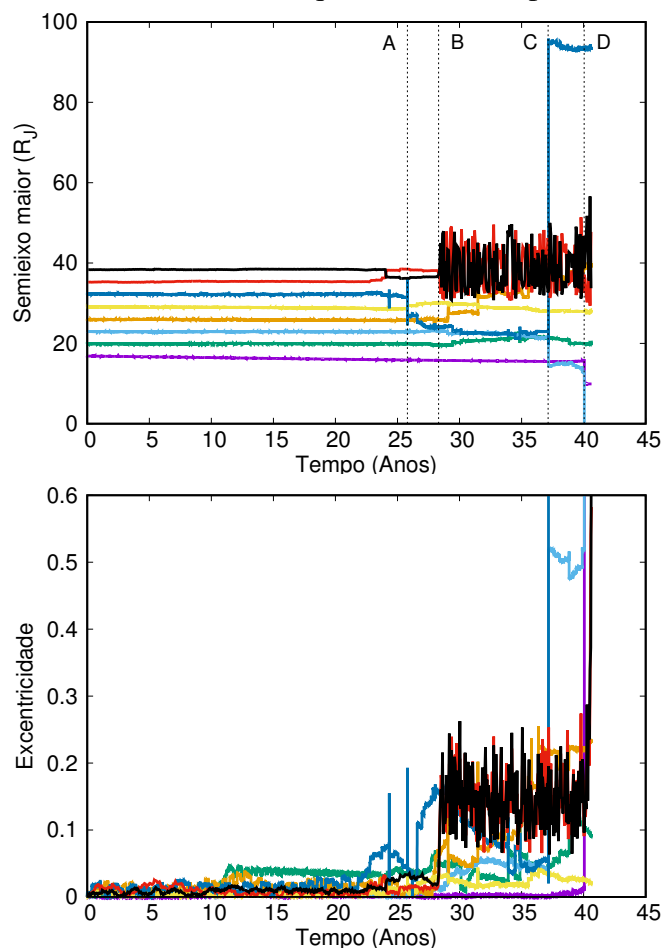
Novamente o sistema de satélites teve uma vida curta, vimos que apesar do número de satélites extras ser relevante, sua separação também tem papel fundamental para a sua evolução. Quando dispostos muito próximos uns dos outros e/ou em regiões no limite da zona de estabilidade, os satélites extras tendem a interagir fortemente entre si, levando a ejeções ou mudanças orbitais bruscas, o que desestabiliza todo o sistema. Uma vez que Io e Europa pouco influenciam no comportamento dos satélites extras, nos modelos a seguir negligenciaremos a presença desses dois satélites e simularemos os satélites extras apenas com Ganímedes e Calisto no sistema.

#### 7.4.2 Modelos Apenas com Ganímedes e/ou Calisto

Nos primeiros modelos apresentados nessa seção, a presença de Io e Europa não era relevante para a evolução dos satélites extras, uma vez que além de estarem relativamente longe, os satélites extras são inicializados na vizinhança de Ganímedes e Calisto, tal que esses dois satélites galileanos mais massivos são os principais responsáveis pelos efeitos gravitacionais sentidos pelos corpos extras. Começaremos então pelo modelo `hydro-multi-mass-sat-4`, onde consideramos Ganímedes, Calisto e seis satélites extras, três entre Ganímedes e Calisto e três entre Calisto e os satélites irregulares, como mostrado na figura 66.

Como mostrada na figura 67 a evolução dos satélites nos primeiros 25 anos é bem definida sem nenhuma interação abrupta entre os satélites. A partir dos 25 anos temos que o satélite S3 passa a interagir com Calisto, essa interação faz com que o satélite S4 migre externamente e se aproxime do satélite S5, devido a essa aproximação, S4 e S5 tem

Figura 67: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-4`. As linhas verticais tracejadas, A, B, C e D no painel superior representam eventos importantes que serão discutidos no texto. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 66.



Fonte: Produção do próprio autor.

um encontro próximo e trocam de posição orbital, o que não causa um aumento imediato em suas respectivas excentricidades. As instabilidades no sistema começam quando a interação gravitacional entre Calisto e S3 faz com que Calisto migre um pouco para fora e S3 seja lançado em uma migração em direção ao corpo central (evento A). Por causa da troca de posições orbitais entre Calisto e S3, o satélite galileano afeta S4 e S5 de modo que os dois satélites extras se tornam coorbitais (evento B). Enquanto os satélites externos já estão em órbitas excêntricas e são instáveis, os satélites internos à órbita de Calisto passam a ser afetados pela migração interna de S3, tal comportamento faz com que todos os satélites extras se tornem excêntricos. A migração interna de S3 só é interrompida quando este, ao ter um encontro próximo com S1, é expulso da região onde os satélites se encontram (evento C). A simulação é interrompida logo após o satélite S1 ser lançado em uma órbita hiperbólica após um encontro próximo com Ganímedes (evento D).

O sistema de satélites representado no modelo `hydro-multi-mass-sat-4` é es-



tável por cerca de 25 anos, mas as instabilidades que surgem dos diversos encontros próximos entre os satélites extras e os satélites galileanos fazem com que o sistema seja destruído em cerca de 40 anos. Nossos resultados mostram a dificuldade de se ter satélites massivos próximos uns dos outros, o que indica que a formação de um sistema com diversos satélites com massa comprável à massa dos satélites galileanos é improvável, mesmo em regiões que deveriam ser estáveis.

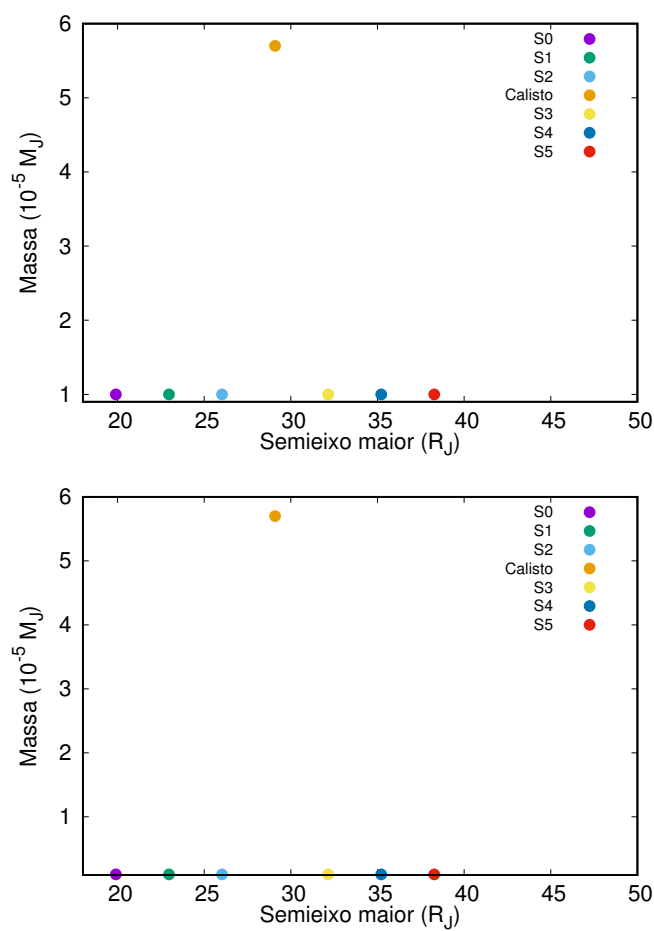
Nos próximos dois modelos testaremos modelos com apenas Calisto como representante dos satélites galileanos, o objetivo é verificar a possibilidade de se encontrar sistemas de satélites estáveis próximos de um satélite mais massivo. Para o modelo `hydro-multi-mass-sat-5` serão simulados seis satélites extras, três interiores e três exteriores à órbita de Calisto, com massa  $M_s = 1.0 \times 10^{-5} M_J$  enquanto que para o modelo `hydro-multi-mass-sat-6` a mesma distribuição de satélites será usada, mas com a massa dos satélites extras sendo  $M_s = 0.1 \times 10^{-5} M_J$ . Na figura 68 são mostradas as distribuições iniciais dos satélites para cada um dos modelos mencionados.

A ideia inicial nessa seção era investigar se satélites massivos poderiam sobreviver entre os satélites galileanos, porém, como foi visto nos modelos anteriores, a probabilidade de que isso acontece é muito pequena, uma vez que os satélites extras tendem a se tornar instáveis após interagirem com outros satélites extras ou com algum dos satélites galileanos. No modelo `hydro-multi-mass-sat-5` consideraremos apenas Calisto como representante dos satélites galileanos, espera-se que ao retirar os demais satélites jovianos da simulação, especialmente Ganímedes, o sistema possa atingir um tempo maior de estabilidade.

Assim como nos modelos anteriores os satélites mais externos começam a interagir desde o início da simulação e constantemente trocam de posições orbitais (figura 69), após cerca de 25 anos esses mesmos satélites apresentam um comportamento semelhante ao detectado no modelo `hydro-multi-mass-sat-4` e passam a trocar suas posições orbitais de maneira semelhante aos casos de satélites coorbitais (evento A), os outros satélites apresentam uma migração estável em órbitas quase circulares. Como o comportamento errático dos dois satélites exteriores se manteve até o final dos 150 anos pré-determinados, resolvemos simular mais alguns períodos orbitais a fim de verificar se alguma ejeção seria obtida. Ao final de quase 200 anos de simulação nenhuma ejeção foi detectada e todos os satélites iniciais sobreviveram, porém isso não exclui a possibilidade de que algum dos dois satélites externos destrua o sistema em algum momento, visto que suas excentricidades são altas. Com a ausência de Ganímedes, a evolução dos satélites externos não sofre grandes perturbações e os satélites sobrevivem sem grandes variações em suas órbitas.

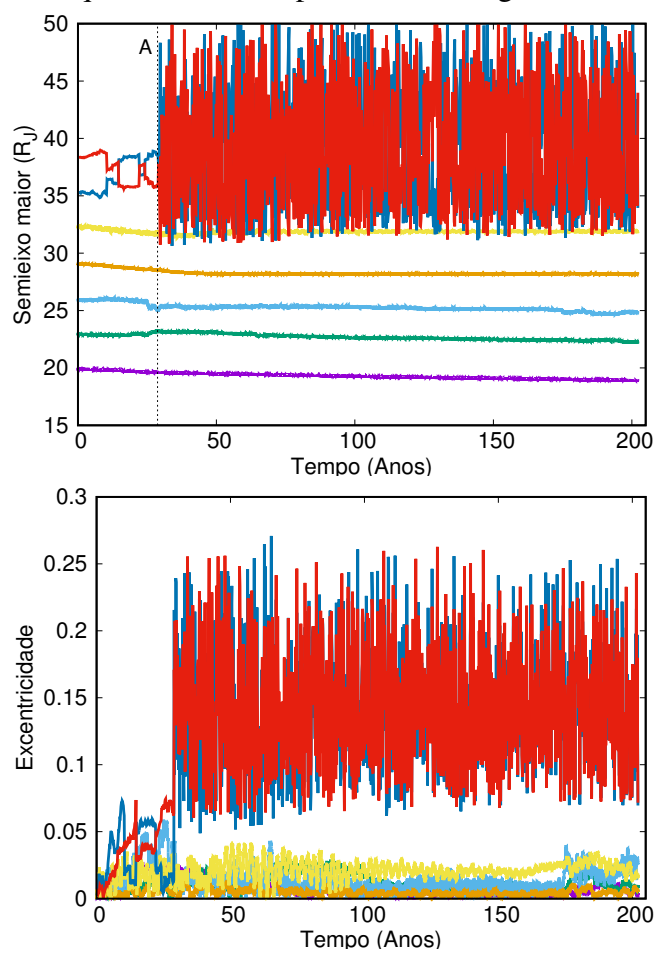
Para o modelo `hydro-multi-mass-sat-6` utilizamos as mesmas condições do modelo anterior, porém os satélites extras são menos massivos, como mostrado no painel inferior da figura 68. A diminuição na massa dos satélites faz com que a interação gravitacional entre eles seja mais fraca, o que favoreceria a evolução dos satélites em órbitas estáveis. Como pode ser observado na figura 70 a evolução dos satélites internos à órbita

Figura 68: Distribuição inicial de massa dos satélites para os modelos `dist-hydro-multi-mass-sat-5` (painel superior) e `hydro-multi-mass-sat-6` (painel inferior). Na própria figura se encontra o esquema de cores utilizado para identificar os satélites.



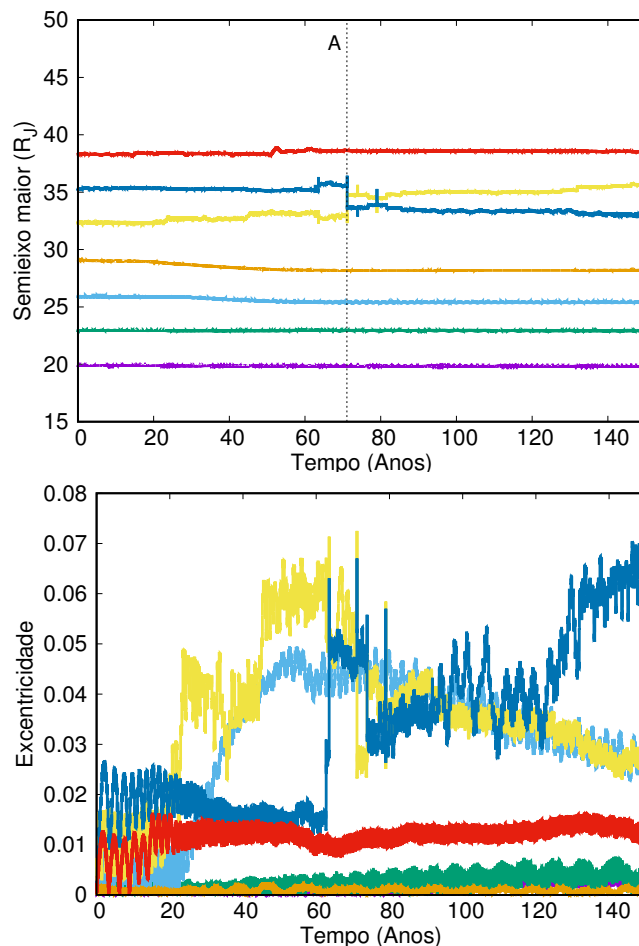
Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 69: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-5`. A linha vertical tracejada, A no painel superior representa um evento importante que será discutido no texto. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 68.



Fonte: Produção do próprio autor.

Figura 70: Evolução do semieixo maior e da excentricidade dos satélites para o modelo `hydro-multi-mass-sat-6`. A linha vertical tracejada, A no painel superior representa um evento importante que será discutido no texto. A identificação dos satélites pode ser feita utilizando o esquema de cores apresentado na figura 68.



Fonte: Produção do próprio autor.

de Calisto é suave e a sua migração é ditada pela evolução orbital do próprio satélite galileano, enquanto isso os satélites exteriores à órbita de Calisto tem uma evolução mais atípica. Por estar próximo de Calisto o satélite S3 é afetado diretamente por sua migração, quando o satélite galileano migra internamente ele exerce torques no disco que fazem com que S3 migre no sentido contrário, em direção aos outros satélites extras. Após cerca de 70 anos, S3 tem um encontro próximo com S4, como resultados os dois satélites trocam de posições orbitais (evento A). Apesar do comportamento de S3, por ser pouco massivo, sua interação com os outros satélites extras não desestabiliza o restante do sistema e após 150 anos os satélites parecem evoluir de maneira estável, especialmente aqueles em órbitas interiores à órbita de Calisto.

Nos modelos apresentados nessa seção mostramos que mesmo que outros satélites massivos tivessem se formado entre as órbitas de Ganímedes e Calisto, sua estabilidade estaria comprometida. A presença de corpos extras massivos faz com que os encontros

próximos entre os satélites sejam muito energéticos de modo que os satélites se tornam excêntricos, causando assim ejeções e destruindo o sistema eventualmente.

Sistemas com apenas um satélite galileano (Calisto) rodeado por satélites extras mostrou-se um cenário mais propício para a formação de vários satélites massivos. Ainda, sistemas com satélites com massa  $M_s \propto 10^{-6} M_J$  se mostraram mais estáveis, uma vez que apenas Calisto foi considerado. Esse último resultado também foi encontrado em nossos modelos de N-corpos, quando sistemas com múltiplos satélites pouco massivos foram formados.

## 7.5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Começamos nossa análise verificando a influência do Sol no disco circumplanetário ao redor de Júpiter, nesse ponto, como o interesse está nos efeitos do Sol sobre o disco, nós decidimos por integrar a estrela como um corpo em órbita circular distante do planeta ao invés de adicionar apenas os seus efeitos. Também foram testados diferentes tipos de condições de contorno internas para a borda do disco e diferentes resoluções para a grade utilizada. Nossos resultados mostraram que os efeitos do Sol influenciaram muito pouco na evolução da nébula gasosa, as principais diferenças foram notadas nas regiões próximas ao planeta, onde uma falha foi aberta próxima do corpo central dividindo o disco em um sub-disco interno e um sub-disco externo. A princípio nós pensamos que essa falha fosse um resultado das condições de contorno abertas na borda interna, porém simulações utilizando bordas fechadas retornaram resultados semelhantes aos obtidos anteriormente, o que reforçaria a ideia de que a falha interno no disco fosse um efeito do Sol. No entanto, quando aumentamos a resolução da grade vemos que as regiões mais próximas do planeta sofrem sim uma influência do Sol, mas não a ponto de mudar a estrutura do disco significativamente, esse resultado indica que a falha encontrada anteriormente era um efeito computacional gerado pela resolução utilizada, que não era suficiente. Por fim, concluímos que os efeitos do Sol são bem sutis em um disco composto apenas por gás, esse resultado combinado com os resultados dos modelos de N-corpos nos dizem que o disco circumplanetário joviano tem sua evolução dominada pela força gravitacional de Júpiter e nem mesmo os efeitos do Sol são capazes de provocar mudanças abruptas nesse sistema. Ainda assim, de maneira a poupar tempo computacional nós decidimos utilizar alguns termos no potencial gravitacional do FARGO de forma que os efeitos da estrela fossem considerados sem ter que integrar um corpo extra em toda simulação. Tal abordagem não gera nenhum aumento no tempo das simulações visto que os termos incluídos são simples de se computar e não há a necessidade de se integrar a órbita de nenhum corpo.

Após o estudo do comportamento do disco circumplanetário voltamos nossa atenção para a migração de um grupo de quatro satélites com a mesma massa dos satélites galileanos testando as condições de contorno internas, a distribuição da densidade superficial do gás e a altura do disco. Primeiramente nós simulamos um modelo muito semelhante ao modelo de N-corpos `4-sat-1` para verificar se as prescrições analíticas utilizadas para a migração na simulação de N-corpos era uma boa estimativa. Foram simulados

apenas os 150 primeiros anos de evolução orbital dos satélites no modelo hidrodinâmico `hydro-4-mass-sat-1`, no entanto mesmo com pouco tempo de simulação foi possível observar uma disparidade significativa entre os dois modelos. Encontramos que para os três satélites mais internos a prescrição de migração subestima a migração dos satélites sendo que para Ganímedes a diferença para o semieixo maior entre os modelos chega a ser de cerca de  $2 R_J$ . No caso de Calisto, o modelo hidrodinâmico mostra uma taxa de migração bem mais lenta do que o previsto pelas aproximações utilizadas no modelo de N-corpos, isso se deve ao fato de que as prescrições adotadas para a migração preveem apenas uma migração interna do tipo I para os satélites sem levar em consideração a evolução do disco gasoso e os efeitos que podem aparecer. Vale lembrar que mesmo sendo aproximações feitas a partir de modelos hidrodinâmicos, as escalas de tempo apresentadas por Cresswell; Nelson (2008) foram obtidas baseadas em sistemas planetários e adaptados para sistemas de satélites em nosso trabalho, ou seja, é esperado que haja diferenças quando comparamos as simulações de N-corpos com as simulações hidrodinâmicas. Apesar de serem as melhores prescrições para migração existentes na literatura, as aproximações analíticas de Cresswell; Nelson (2008) precisam ser refinadas no futuro, adicionando ainda mais efeitos que não foram considerados anteriormente.

Quando alteramos as condições de contorno para a borda interna em um disco que sofria apenas os efeitos do Sol pouquíssimas diferenças puderam ser notadas, no entanto, quando adicionamos satélites massivos ao problema o cenário muda completamente. Fisicamente, utilizar condições de contorno internas abertas permite que gás flua do disco para o planeta sem maiores restrições, ou ainda, significa dizer que o planeta ainda está acretando gás, ou seja, não está completamente formado. Já quando condições de contorno rígidas são utilizadas, nenhum material do disco chega ao planeta, em outras palavras o planeta já está formado e não necessita acretar mais material. Nossos resultados mostram que, quando utilizamos condições de contorno rígidas um sub-disco denso é formado na vizinha do planeta podendo chegar a ter um raio de cerca de  $50 R_J$ , esse sub-disco influencia a migração dos satélites massivos significativamente, diminuindo sua taxa de migração e até revertendo o seu sentido de migração em alguns casos. O que foi constatado no modelo `hydro-4-mass-sat-2`, devido à esse sub-disco, foi que Io teve o sentido de sua migração revertido, migrando agora em direção à Europa, o mesmo aconteceu com Ganímedes, que passou a migrar em direção à Calisto. No caso de Io e Europa, o tempo de simulação não foi suficiente para que os dois corpos pudessem interagir, por outro lado, no caso de Ganímedes e Calisto os dois satélites não apenas interagem fortemente um com o outro, ao final da simulação os dois satélites apresentam uma configuração ressonante de primeira ordem do tipo 2:1. Acreditamos que Io e Europa teriam um futuro semelhante. Apesar de haverem alguns modelos teóricos que tentam explicar a formação da ressonância laplaciana nos satélites galileanos a partir de uma migração externa de Io (YODER, 1979; YODER; PEALE, 1981), tal cenário é pouco provável e não envolve uma migração externa de Ganímedes. Quando a altura do disco foi aumen-

tada, assim como foi feito nas simulações de N-corpos, migrações na direção contrário ao centro do sistema não foram observadas, isso porque ao aumentar a altura do disco sua densidade foi proporcionalmente diminuída, tal que o sub-disco encontrado no modelo `hydro-4-mass-sat-3` é maior e menos denso do que o encontrado no modelo `hydro-4-mass-sat-2`. Mesmo assim a formação desse sub-disco, não parece algo natural, de forma que a utilização de condições de contorno internas rígidas não parecem ser uma boa indicação para o disco circumplanetário joviano, ou fisicamente, podemos afirmar que a hipótese de Júpiter estar totalmente formado no momento em que os satélites galileanos se formavam e migravam não é verdadeira, o que aponta na direção de uma formação simultânea dos satélites e do planeta, possivelmente, os satélites se formariam no momento em que Júpiter ainda acretava gás, contudo essa taxa de acreção deveria ser baixa a ponto de sobrar uma quantidade significativa de material para interagir com os satélites. Ao se utilizar um perfil uniforme para a densidade do gás, o panorama geral das simulações não se modificou muito, o sub-disco interno, resultado das condições de contorno rígidas, foi encontrado novamente. No entanto, por se tratar de um sistema com densidade uniforme, os satélites migraram mais rápido do que antes, o que corrobora os resultados encontrados nas simulações de N-corpos. Por fim, o comportamento de Calisto em todos os modelos envolvendo apenas os quatro satélites galileanos já formados chama a atenção, em todos os casos o satélite mais externo parece ter uma migração que tende a uma determinada região do disco. Em alguns modelos é possível justificar de maneira simples esse comportamento, como por exemplo no modelo `hydro-4-mass-sat-2`, onde a migração de Calisto é bloqueado por Ganímedes que migra em sua direção, ou no modelo `hydro-4-mass-sat-3`, onde Calisto se encontra na borda do sub-disco que se formou e tem sua migração diretamente ligada à evolução desse sub-disco, no entanto é necessário uma melhor análise desse comportamento, possivelmente mapeamento as direções de migração do disco circumplanetário, como foi feito em Izidoro et al. (2017), por exemplo.

Outro objetivo do nosso trabalho foi testar a hipótese levantada em Mosqueira; Estrada (2003b) de que haveriam regiões estáveis entre as órbitas de Ganímedes e Calisto e entre Calisto e os satélites irregulares, nossa proposta consistia em simular os satélites galileanos já formados e inserir satélites de massa comparável à massa dos satélites jovianos nas regiões indicadas por Mosqueira; Estrada (2003b). Optamos por usar satélites extras massivos porque, como mostrado em nossas simulações de N-corpos, é possível formar um sistema com mais de quatro satélites no disco circumplanetário de Júpiter, desde que esses satélites não sejam todos muito massivos, dessa forma escolhemos trabalhar com um cenário diferente aqui. Em nossas simulações exploramos vários tipos de configurações diferentes com mais ou menos satélites extras, todos os satélites galileanos e, em alguns casos, apenas os satélites mais externos. Nossos resultados mostram que apesar de serem regiões estáveis para partículas testes, a probabilidade de que corpos massivos haveriam se formado entre os satélites galileanos é muito baixa, a interação dos satélites

extras com Ganimedes e Calisto causou, na grande maioria das vezes ejeções e levou a destruição do sistema. Os poucos sistemas capazes de sobreviver à todo esse processo continham apenas Calisto como representante dos satélites galileanos. Mesmo assim o sistema mais estável foi aquele em que os satélites extras eram pelo menos uma ordem de grandeza menos massivo que os satélites galileanos. A partir dos nossos resultados podemos concluir que dificilmente mais satélites massivos poderiam ter se formado entre os satélites galileanos, devido as instabilidades que a presença desses novos corpos geraria no sistema, a formação de satélites menos massivos, nesse ponto, é mais provável, porém acredita-se que satélites menos massivos chegaram a se formar no disco circumplanetário, no entanto esses satélites foram acretados pelos satélites galileanos, o que tornou possível a formação de uma família de satélites tão massiva quanto à observada hoje em dia.



## 8 TRABALHOS FUTUROS

Em nosso trabalho chamamos a atenção do leitor para o fato de que a formação dos satélites em um disco circumplanetário pode ser um caso específico da formação de planetas terrestres em um disco protoplanetário em uma escala diferente. O próximo passo seria fazer um estudo com super Terras e verificar se essa comparação realmente faz sentido.

Alguns autores já vem desenvolvendo modelos para a formação de possíveis satélites em sistemas extrassolares (NAMOUNI, 2010; HELLER; PUDRITZ, 2015A,B). Nosso objetivo é adaptar nosso modelo para planetas mais massivos que Júpiter e testar hipóteses de formação de satélites em discos circumplanetários ao redor desses corpos. Também, pode-se testar a possibilidade de captura de satélites irregulares em sistemas extrassolares, uma vez que, como mostrado em Namouni (2010), por causa da intensa migração que planetas como os *hot*-Júpiters sofreram, a possibilidade de que esses corpos tenham satélites regulares é baixa, nesse caso um sistema de satélites encontrado teria que ser composto por satélites irregulares.

Futuramente também esperamos poder desenvolver algum esquema de acreção de sólidos em simulações hidrodinâmicas que possa retornar resultados próximos do que se encontra em simulações de N-corpos, ao longo do nosso estudo tentamos criar um esquema de acreção de sólidos para tratar o problema de acreção de corpos nas simulações hidrodinâmicas, mas nada do que foi testado retornou resultados confiáveis de modo que optamos por não apresentar esses resultados. Uma opção interessante é o pacote FARGO THORIN (CHRENKO; BROŽ; LAMBRECHTS, 2017), que simula um disco de gás e um disco de *pebbles* de maneira simultânea, mas deixamos essa análise para trabalhos futuros

## REFERÊNCIAS

ADACHI, I.; HAYASHI, C.; NAKAZAWA, K. The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula. **Progress of Theoretical Physics**, v. 56, dez. 1976. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1976PThPh..56.1756A>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ANDERSON, J. D. et al. Shape, mean radius, gravity field, and interior structure of callisto. **Icarus**, v. 153, set. 2001. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001Icar..153..157A>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ANDERSON, J. D. et al. Europa's differentiated internal structure: Inferences from two galileo encounters. **Science**, v. 276, mai. 1997. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Sci...276.1236A>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ANDERSON, J. D. et al. Europa's differentiated internal structure: Inferences from four galileo encounters. **Science**, v. 281, set. 1998. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1998Sci...281.2019A>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ARMITAGE, P. E. **Astrophysics of Planet Formation**. ed. Cambridge University Press, 2010.

BARR, A. C. Formation of exomoons: a solar system perspective. **The Astronomical Review**, v. 12, out. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016AstRv.12...24B>>. Acesso em: 05 mar 2018.

BARUTEAU, C.; MASSET, F. On the corotation torque in a radiatively inefficient disk. **The Astrophysical Journal**, v. 672, jan. 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJ...672.1054B>>. Acesso em: 05 mar 2018.

BENÍTEZ-LLAMBAY, P. et al. Planet heating prevents inward migration of planetary cores. **Nature**, v. 520, abr. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015Natur.520...63B>>. Acesso em: 05 mar 2018.

BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic Dynamics: Second Edition**. ed. Princeton University Press, 2008.

BOSS, A. P. Giant planet formation by gravitational instability. **Science**, v. 276, jun. 1997. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Sci...276.1836B>>. Acesso em: 05 mar 2018.

BRASSER, R.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. Embedded star clusters and the formation of the oort cloud. ii. the effect of the primordial solar nebula. **Icarus**, v. 191, nov. 2007. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007Icar..191..413B>>. Acesso em:

05 mar 2018.

BRYDEN, G. et al. Tidally induced gap formation in protostellar disks: Gap clearing and suppression of protoplanetary growth. **The Astrophysical Journal**, v. 514, mar. 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...514..344B>>. Acesso em: 05 mar 2018.

BULIRSCH, R.; STOER, J. Numerical treatment of ordinary differential equations by extrapolation methods. **Numerische Mathematik**, v. 8, mar. 1966. Disponível em: <<https://link.springer.com/content/pdf/10.1007/BF02165234.pdf>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M. Simulations of a late lunar-forming impact. **Icarus**, v. 168, abr. 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004Icar..168..433C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M. A giant impact origin of pluto-charon. **Science**, v. 307, jan. 2005. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2005Sci...307..546C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M. Forming a moon with an earth-like composition via a giant impact. **Science**, v. 338, nov. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012Sci...338.1052C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M.; ASPHAUG, E. Origin of the moon in a giant impact near the end of the earth's formation. **Nature**, v. 412, ago. 2001. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001Natur.412..708C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M.; WARD, W. R. Formation of the galilean satellites: Conditions of accretion. **The Astronomical Journal**, v. 124, dez. 2002. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002AJ....124.3404C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M.; WARD, W. R. A common mass scaling for satellite systems of gaseous planets. **Nature**, v. 441, jun. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006Natur.441..834C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CANUP, R. M.; WARD, W. R. **Origin of Europa and the Galilean Satellites**, pages 59–83. University of Arizona Press, Tucson, USA. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009euro.book...59C>>. Acesso em: 05 mar 2018. 2009.

CHAMBERS, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, abr. 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.304..793C>>. Acesso

em: 05 mar 2018.

CHRENKO, O.; BROŽ, M.; LAMBRECHTS, M. Eccentricity excitation and merging of planetary embryos heated by pebble accretion. **Astronomy and Astrophysics**, v. 606, out. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...606A.114C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CRESSWELL, P.; NELSON, R. P. Three-dimensional simulations of multiple proto-planets embedded in a protostellar disc. **Astronomy and Astrophysics**, v. 482, mai. 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A...482..677C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CRIDA, A.; CHARNOZ, S. Formation of regular satellites from ancient massive rings in the solar system. **Science**, v. 338, nov. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012Sci...338.1196C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

CRIDA, A.; MORBIDELLI, A.; MASSET, F. On the width and shape of gaps in protoplanetary disks. **Icarus**, v. 181, abr. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006Icar..181..587C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ČUK, M.; BURNS, J. A. Gas-drag-assisted capture of himalia's family. **Icarus**, v. 167, fev. 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004Icar..167..369C>>. Acesso em: 05 mar 2018.

D'ANGELO, G.; PODOLAK, M. Capture and evolution of planetesimals in circum-jovian disks. **The Astrophysical Journal**, v. 806, jun. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...806..203D>>. Acesso em: 05 mar 2018.

DOMINGOS, R. C.; WINTER, O. C.; YOKOYAMA, T. Stable satellites around extra-solar giant planets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 373, dez. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.373.1227D>>. Acesso em: 05 mar 2018.

DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F.; LEE, M. H. A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters. **The Astronomical Journal**, v. 116, out. 1998. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1998AJ...116.2067D>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ESTRADA, P. R. et al. **Formation of Jupiter and Conditions for Accretion of the Galilean Satellites**, pages 27–58. University of Arizona Press, Tucson, USA. 2009.

EVERHART, E. An efficient integrator that uses gauss-radau spacings. In: CARUSI, A.; VALSECCHI, G. B., editors, **Dynamics of Comets: Their Ori-**

gin and Evolution, Proceedings of IAU Colloq. 83, 83, 1985 . Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1985dcto.proc..185E>>. Acesso em: 05 mar 2018.

FUJII, Y. I. et al. Orbital evolution of moons in weakly accreting circumplanetary disks. **The Astronomical Journal**, v. 153, abr. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ....153..194F>>. Acesso em: 05 mar 2018.

FUJII, Y. I. et al. On the viability of the magnetorotational instability in circumplanetary disks. **The Astrophysical Journal**, v. 785, abr. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...785..101F>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GASPAR, H. S.; WINTER, O. C.; VIEIRA NETO, E. Irregular satellites of jupiter: capture configurations of binary-asteroids. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 415, ago. 2011. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011MNRAS.415.1999G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GASPAR, H. S.; WINTER, O. C.; VIEIRA NETO, E. Irregular satellites of jupiter: three-dimensional study of binary-asteroid captures. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 433, jul. 2013. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.433...36G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GILLON, M. et al. Temperate earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. **Nature**, v. 533, mai. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016Natur.533..221G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GILLON, M. et al. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star trappist-1. **Nature**, v. 542, fev. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017Natur.542..456G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. The excitation of density waves at the lindblad and corotation resonances by an external potential. **The Astrophysical Journal**, v. 233, nov. 1979. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...233..857G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. Disk-satellite interactions. **The Astrophysical Journal**, v. 241, out. 1980. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1980ApJ...241..425G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

GREENBERG, R. Orbit-orbit resonances in the solar system - varieties and similarities. **Vistas in Astronomy**, v. 21, jan. 1977. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1977VA.....21..209G>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HAISCH, JR., K. E.; LADA, E. A.; LADA, C. J. Disk frequencies and lifetimes in

young clusters. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 553, jun. 2001. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...553L.153H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HAYASHI, C. Structure of the solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 70, jan. 1981. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1981PThPS..70...35H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HAYASHI, C.; NAKAZAWA, K.; NAKAGAWA, Y. Formation of the solar system. In: BLACK, D. C.; MATTHEWS, M. S., editors, *Protostars and Planets II*, 1985. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1985prpl.conf.1100H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HELLER, R.; PUDRITZ, R. Conditions for water ice lines and mars-mass exomoons around accreting super-jovian planets at 1-20 au from sun-like stars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 578, jun. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015A%26A...578A..19H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HELLER, R.; PUDRITZ, R. Water ice lines and the formation of giant moons around super-jovian planets. **The Astrophysical Journal**, v. 806, jun. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...806..181H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HOWARD, A. W. et al. Planet occurrence within 0.25 au of solar-type stars from kepler. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 201, ago. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJS..201...15H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

HUBICKYJ, O.; BODENHEIMER, P.; LISSAUER, J. J. Accretion of the gaseous envelope of jupiter around a 5 10 earth-mass core. **Icarus**, v. 179, dez. 2005. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2005Icar..179..415H>>. Acesso em: 05 mar 2018.

IVANOV, P. B.; PAPALOIZOU, J. C. B.; POLNAREV, A. G. The evolution of a supermassive binary caused by an accretion disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 307, jul. 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.307...79I>>. Acesso em: 05 mar 2018.

IZIDORO, A.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N. Terrestrial planet formation in the presence of migrating super-earths. **The Astrophysical Journal**, v. 794, out. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...794...11I>>. Acesso em: 05 mar 2018.

IZIDORO, A. et al. Breaking the chains: hot super-earth systems from migration and disruption of compact resonant chains. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 470, set. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.470.1750I>>. Acesso em: 05 mar 2018.

IZIDORO, A. et al. The asteroid belt as a relic from a chaotic early solar system. **The Astrophysical Journal**, v. 833, dez. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016ApJ...833...40I>>. Acesso em: 05 mar 2018.

JEWITT, D.; HAGHIGHIPOUR, N. Irregular satellites of the planets: products of capture in the early solar system. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, sep. 2007. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ARA%26A..45..261J>>. Acesso em: 05 mar 2018.

KLEY, W. Mass flow and accretion through gaps in accretion discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 303, mar. 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.303..696K>>. Acesso em: 05 mar 2018.

KOKUBO, E.; IDA, S. Formation of protoplanet systems and diversity of planetary systems. **The Astrophysical Journal**, v. 581, dez. 2002. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...581..666K>>. Acesso em: 05 mar 2018.

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, out. 1986. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...309..846L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. C. B. On the tidal interaction between protostellar disks and companions. In: LEVY, E. H.; LUNINE, J. I., editors, Protostars and Planets III, 1993. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1993prpl.conf..749L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LISSAUER, J. J. Planet formation. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 31, jan. 1993. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1993ARA%26A..31..129L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LISSAUER, J. J. Urey prize lecture: On the diversity of plausible planetary systems. **Icarus**, v. 114, abr. 1995. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1995Icar..114..217L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LUBOW, S. H.; MARTIN, R. G. Dead zones in circumplanetary discs as formation sites for regular satellites. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 428, jan. 2013. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.428.2668L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LUBOW, S. H.; SEIBERT, M.; ARTYMOWICZ, P. Disk accretion onto high-mass planets. **The Astrophysical Journal**, v. 526, dez. 1999. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...526.1001L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LUGER, R. et al. A seven-planet resonant chain in trappist-1. **Nature Astronomy**, v. 1, jun. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017NatAs...1E.129L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

LUNINE, J. I.; STEVENSON, D. J. Formation of the galilean satellites in a gaseous nebula. **Icarus**, v. 52, out. 1982. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1982Icar...52...14L>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MACIEL, W. J. **Hidrodinâmica e Ventos Estelares: Uma Introdução**. ed. EDUSP - Editora da Universidade de São Paulo, 2005.

MAMAJEK, E. E. Initial conditions of planet formation: Lifetimes of primordial disks. In: USUDA, T.; TAMURA, M.; ISHII, M., editors, American Institute of Physics Conference Series, 1158, 2009 **American Institute of Physics Conference Series**. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009AIPC.1158....3M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MASSET, F. Fargo: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 141, jan. 2000. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2000A%26AS..141..165M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MASSET, F.; SNELLGROVE, M. Reversing type ii migration: resonance trapping of a lighter giant protoplanet. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 320, fev. 2001. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001MNRAS.320L..55M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MASSET, F. S. et al. Disk surface density transitions as protoplanet traps. **The Astrophysical Journal**, v. 642, mai. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...642..478M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MASSET, F. S.; PAPALOIZOU, J. C. B. Runaway migration and the formation of hot jupiters. **The Astrophysical Journal**, v. 588, mai. 2003. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...588..494M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MAYOR, M. et al. The harps search for southern extra-solar planets xxiv. occurrence, mass distribution and orbital properties of super-earths and neptune-mass planets. **ArXiv e-prints**, set. 2011. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1109.2497M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MCKINNON, W. B. Mystery of callisto: Is it undifferentiated? **Icarus**, v. 130, dec. 1997. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Icar..130..540M>>. Acesso em: 05 mar 2018.



MIGUEL, Y.; IDA, S. A semi-analytical model for exploring galilean satellites formation from a massive disk. **Icarus**, v. 266, mar. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016Icar..266....1M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MILNE-THOMSON, L. **Theoretical Hydrodynamics**. ed. Dover Publications, 2013.

MIZUNO, H. Formation of the giant planets. **Progress of Theoretical Physics**, v. 64, ago. 1980. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1980PThPh..64..544M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MORAES, R. A. **Estudo das Regiões de Baixas Velocidades Próximos ao Lóbulo de Roche de um Planeta Gigante**. 2014. UNESP, Guaratinguetá, 2014.

MORAES, R. A.; KLEY, W.; VIEIRA NETO, E. Growth and evolution of satellites in a jovian massive disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 475, mar. 2018. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stx3268>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MOSQUEIRA, I.; ESTRADA, P. R. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula i: subnebula model and accretion of satellites. **Icarus**, v. 163, mai. 2003. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2003Icar..163..198M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

MOSQUEIRA, I.; ESTRADA, P. R. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula ii: satellite migration and survival. **Icarus**, v. 163, mai. 2003. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2003Icar..163..232M>>. Acesso em: 05 mar 2018.

NAMOUNI, F. The fate of moons of close-in giant exoplanets. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 719, aug. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...719L.145N>>. Acesso em: 05 mar 2018.

NELSON, R. P.; PAPALOIZOU, J. C. B. The interaction of giant planets with a disc with mhd turbulence - iv. migration rates of embedded protoplanets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 350, mai. 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004MNRAS.350..849N>>. Acesso em: 05 mar 2018.

NELSON, R. P. et al. The migration and growth of protoplanets in protostellar discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 318, out. 2000. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.318...18N>>. Acesso em: 05 mar 2018.

NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; MORBIDELLI, A. Capture of irregular satellites during planetary encounters. **The Astronomical Journal**, v. 133, mai. 2007. Dis-

ponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AJ....133.1962N>>. Acesso em: 05 mar 2018.

OGIHARA, M.; DUNCAN, M. J.; IDA, S. Eccentricity trap: Trapping of resonantly interacting planets near the disk inner edge. **The Astrophysical Journal**, v. 721, out. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...721.1184O>>. Acesso em: 05 mar 2018.

OGIHARA, M.; IDA, S. N-body simulations of satellite formation around giant planets: Origin of orbital configuration of the galilean moons. **The Astrophysical Journal**, v. 753, jul. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...753...60O>>. Acesso em: 05 mar 2018.

ORMEL, C. W.; LIU, B.; SCHOONENBERG, D. Formation of trappist-1 and other compact systems. **Astronomy and Astrophysics**, v. 604, jul. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...604A...1O>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J. et al. A torque formula for non-isothermal type i planetary migration - i. unsaturated horseshoe drag. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 401, jan. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010MNRAS.401.1950P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J.; BARUTEAU, C.; KLEY, W. A torque formula for non-isothermal type i planetary migration - ii. effects of diffusion. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 410, jan. 2011. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2011MNRAS.410..293P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J.; MELLEMA, G. Halting type i planet migration in non-isothermal disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 459, nov. 2006. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...459L..17P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J.; MELLEMA, G. Growing and moving low-mass planets in non-isothermal disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 478, jan. 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A...478..245P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J.; PAPALOIZOU, J. C. B. On disc protoplanet interactions in a non-barotropic disc with thermal diffusion. **Astronomy and Astrophysics**, v. 485, jul. 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A...485..877P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAARDEKOOOPER, S.-J.; PAPALOIZOU, J. C. B. On corotation torques, horseshoe drag and the possibility of sustained stalled or outward protoplanetary migration. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 394, abr. 2009. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009MNRAS.394.2283P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAPALOIZOU, J. C. B.; LARWOOD, J. D. On the orbital evolution and growth of protoplanets embedded in a gaseous disc. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 315, jul. 2000. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.315..823P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAPALOIZOU, J. C. B.; NELSON, R. P. Models of accreting gas giant protoplanets in protostellar disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 433, abr. 2005. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2005A%26A...433..247P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PAPALOIZOU, J. C. B. et al. Disk-planet interactions during planet formation. **Protostars and Planets V**, jan. 2007. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007prpl.conf..655P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PEALE, S. J.; LEE, M. H. A primordial origin of the laplace relation among the galilean satellites. **Science**, v. 298, out. 2002. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002Sci...298..593P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PETIGURA, E. A.; HOWARD, A. W.; MARCY, G. W. Prevalence of earth-size planets orbiting sun-like stars. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 110, nov. 2013. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013PNAS..11019273P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

PODOLAK, M.; ZUCKER, S. A note on the snow line in protostellar accretion disks. **Meteoritics and Planetary Science**, v. 39, nov. 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004M%26PS...39.1859P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

POLLACK, J. B. et al. Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. **Icarus**, v. 124, nov. 1996. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1996Icar..124...62P>>. Acesso em: 05 mar 2018.

RAYMOND, S. N.; QUINN, T.; LUNINE, J. I. Terrestrial planet formation in disks with varying surface density profiles. **The Astrophysical Journal**, v. 632, out. 2005. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...632..670R>>. Acesso em: 05 mar 2018.

REIN, H.; SPIEGEL, D. S. Ias15: a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 446, jan. 2015. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.446.1424R>>. Acesso em: 05 mar 2018.

RUSSELL, J. L. **Development of a Self-Consistent Gas Accretion Model for Simula-**

**ting Gas Giant Formation in Protoplanetary Disks.** 2011. The University of Guelph, 2011.

SAFRONOV, V. S. **Evoliutsiia doplanetnogo oblaka.** ed. 1969.

SASAKI, T.; STEWART, G. R.; IDA, S. Origin of the different architectures of the jovian and saturnian satellite systems. **The Astrophysical Journal**, v. 714, mai. 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...714.1052S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

SCHUBERT, G. et al. **Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites**, pages 281–306. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004jpsm.book..281S>>. Acesso em: 05 mar 2018. 2004.

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. observational appearance. **Astronomy and Astrophysics**, v. 24, jan. 1973. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1973A%26A....24..337S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

STEVENSON, D. J.; HARRIS, A. W.; LUNINE, J. I. **Origins of satellites**, pages 39–88. University of Arizona Press, Tucson. 1986.

STOLL, M. H. R.; KLEY, W. Vertical shear instability in accretion disc models with radiation transport. **Astronomy and Astrophysics**, v. 572, dez. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014A%26A...572A..77S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

STOLL, M. H. R.; KLEY, W.; PICO GNA, G. Anisotropic hydrodynamic turbulence in accretion disks. **Astronomy and Astrophysics**, v. 599, mar. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...599L...6S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

STOLL, M. H. R.; PICO GNA, G.; KLEY, W. Planet-disc interaction in laminar and turbulent discs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 604, jul. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...604A..28S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

STONE, J. M.; NORMAN, M. L. Zeus-2d: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. ii. the magnetohydrodynamic algorithms and tests. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 80, jun. 1992. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1992ApJS...80..791S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

SUETSUGU, R.; OHTSUKI, K. Distribution of Captured Planetesimals in Circumplanetary Gas Disks and Implications for Accretion of Regular Satellites. **The Astrophysical Journal**, v. 839, abr. 2017. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...839...66S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

SYER, D.; CLARKE, C. J. Satellites in discs: regulating the accretion luminosity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 277, dez. 1995. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1995MNRAS.277..758S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

SZULÁGYI, J. et al. Circumplanetary disc or circumplanetary envelope? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 460, ago. 2016. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2016MNRAS.460.2853S>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TAKATA, T.; STEVENSON, D. J. Despin mechanism for protogiant planets and ionization state of protogiant planetary disks. **Icarus**, v. 123, out. 1996. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103596901670>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TANAKA, H.; WARD, W. R. Three-dimensional interaction between a planet and an isothermal gaseous disk. ii. eccentricity waves and bending waves. **The Astrophysical Journal**, v. 602, fev. 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...602..388T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TANIGAWA, T.; OHTSUKI, K.; MACHIDA, M. N. Distribution of accreting gas and angular momentum onto circumplanetary disks. **The Astrophysical Journal**, v. 747, mar. 2012. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...747..47T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TERQUEM, C. E. J. M. L. J. Stopping inward planetary migration by a toroidal magnetic field. **Monthly Notice of the Royal Astronomical Society**, v. 341, jun. 2003. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2003MNRAS.341.1157T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TOOMRE, A. On the gravitational stability of a disk of stars. **The Astrophysical Journal**, v. 139, mai. 1964. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1964ApJ...139.1217T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TSIGANIS, K. et al. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the solar system. **Nature**, v. 435, mai. 2005. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2005Natur.435..459T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

TURNER, N. J.; LEE, M. H.; SANO, T. Magnetic coupling in the disks around young gas giant planets. **The Astrophysical Journal**, v. 783, mar. 2014. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...783...14T>>. Acesso em: 05 mar 2018.

VAN LEER, B. Towards the ultimate conservative difference scheme. iv. a new approach to numerical convection. **Journal of Computational Physics**, v. 23, mar. 1977. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1977JCoPh..23..276V>>. Acesso em: 05 mar 2018.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O. C. Gravitational capture of asteroids by gas drag. **Mathematical Problems in Engineering**, v. 2009, dec. 2009. Disponível em: <<https://eudml.org/doc/224961>>. Acesso em: 05 mar 2018.

WARD, W. R. Protoplanet migration by nebula tides. **Icarus**, v. 126, abr. 1997. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Icar..126..261W>>. Acesso em: 05 mar 2018.

WEIDENSCHILLING, S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 180, jul. 1977. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1977MNRAS.180...57W>>. Acesso em: 05 mar 2018.

WISDOM, J.; HOLMAN, M. Symplectic maps for the n-body problem. **The Astronomical Journal**, v. 102, out. 1991.

WISDOM, J.; HOLMAN, M.; TOUMA, J. Symplectic correctors. **Fields Institute Communications**, v. 10, jan. 1996.

YODER, C. F. How tidal heating in io drives the galilean orbital resonance locks. **Nature**, v. 279, jun. 1979. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1979Natur.279..767Y>>. Acesso em: 05 mar 2018.

YODER, C. F.; PEALE, S. J. The tides of io. **Icarus**, v. 47, jul. 1981. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1981Icar...47....1Y>>. Acesso em: 05 mar 2018.