

**ESTUDO DAS REGIÕES DE BAIXAS
VELOCIDADES PRÓXIMAS AO LÓBULO
DE ROCHE DE UM PLANETA GIGANTE**

Ricardo Aparecido de Moraes

Ricardo Aparecido de Moraes

Estudo das regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante

Dissertação de Mestrado apresentada à
Faculdade de Engenharia do Campus
de Guaratinguetá, Universidade Estadual
Paulista, para a obtenção do título de
Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

GUARATINGUETÁ

2014

M827e	Moraes, Ricardo Aparecido de Estudo das regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante / Ricardo Aparecido de Moraes – Guaratinguetá : [s.n], 2014. 99 f : il. Bibliografia: f. 97-99 Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2014. Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto 1. Satélites 2. Planetas 3. Astronomia I. Título CDU 629.783(043)
-------	--

RICARDO APARECIDO DE MORAES

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM FÍSICA”

PROGRAMA: FÍSICA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. ERNESTO VIEIRA NETO
Orientador / UNESP


Prof. Dr. RAFAEL SFAIR DE OLIVEIRA
UNESP/FEG


Prof. Dr. RODNEY DA SILVA GOMES
Observatório Nacional/RJ

Fevereiro de 2014

DADOS CURRICULARES

RICARDO APARECIDO DE MORAES

NASCIMENTO 19.05.1990 – Atibaia / Brasil

FILIAÇÃO Francisco de Moraes
Vilma Aparecida de Moraes

2008/2011 Curso de Graduação em Licenciatura em Matemática
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá
Universidade Estadual Paulista-UNESP

2012/2014 Curso de Pós-Graduação em Física, Nivel de Mestrado
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá
Universidade Estadual Paulista-UNESP

*Dedico este trabalho aos meus pais que mesmo longe
sempre estiveram presentes em meu coração.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais Francisco e Vilma pelos sacrifícios realizados para que eu estivesse aqui hoje e pelo apoio incondicional, mesmo não fazendo ideia do que eu faço.

À minha namorada 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^o Dr. Ernesto Vieira Neto, primeiramente pela amizade construída ao longo dos últimos anos, também por toda a ajuda e confiança depositada no meu trabalho.

Aos meus amigos, Bruno Augusto, Bruno Henrique e Müller por, mesmo em cidades diferentes, manterem nossa amizade peculiar.

Aos meus amigos da pós-graduação, brasileiros ou não, em especial aos moradores da sala 1 e o Gabriel, que é quase um morador dessa sala, pela ajuda nos estudos e, claro, pelo futebol de toda semana.

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

Aos professores, alunos e funcionários da Faculdade de Roseira (FARO) por me darem a oportunidade de exercer a profissão que escolhi.

Aos meus amigos da pensão do seu Carlos em São Paulo, pela amizade e ajuda nas tarefas culinárias, em especial Giorgio, Lorenzo, seu Mauro e Junior.

Ao Sport Club Corinthians Paulista por me dar algo em que acreditar e torcer, por me fazer feliz e me dar motivos de sobra para começar uma segunda(quinta)-feira sempre com um sorriso no rosto.

Este trabalho contou com o suporte financeiro da
Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de
Nível Superior - **CAPES**

“The world ain’t all sunshine and rainbows. It’s a very mean and nasty place and I don’t care how tough you are, it will beat you to your knees and keep you there permanently, if you let it. You, me or nobody, is gonna hit as hard as life. But it ain’t about how hard you hit... It’s about how hard you can get hit, and keep moving forward. How much you can take, and keep moving forward. That’s how winning is done!”

Rocky Balboa

MORAES, R.A. Estudos das regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante. 2014. Dissertação (Mestrado em Física) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2014.

Resumo

Este trabalho pode ser dividido em dois objetivos principais: explorar as ferramentas que o integrador numérico hidrodinâmico FARGO 2D e investigar a possibilidade de formação de satélites nas regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante. Como descrito acima um dos objetivos desse trabalho é encontrar regiões que apresentem baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante. Nossa ideia consiste em que estas regiões sejam bons sítios para a formação de satélites planetários, para isso precisamos estudar o comportamento do gás que será simulado, nessas regiões, analisando sua densidade, velocidade radial e azimutal buscando evidências de um comportamento que indique que nessas regiões as velocidades sejam, de fato, baixas. Se optássemos por fazer uma simulação que envolvesse além do planeta, seus satélites desde o início estaríamos contrariando a teoria que prevê que os satélites teriam se formado logo após a formação dos planetas. Dessa forma procedemos de forma à simular primeiramente apenas a formação do planeta com o FARGO 2D, o tempo de simulação foi baseado no que foi encontrado na literatura, após a formação do planeta adicionamos as partículas nas regiões previamente estipuladas e retomamos a evolução do sistema do ponto em que tínhamos parado, assim o quando as partículas forem simuladas o planeta já terá se formado e teremos um modelo mais condizente com a teoria. Ainda utilizamos o mesmo integrador para simular um planeta exposto aos efeitos do disco e de migração.

PALAVRAS-CHAVE: Simulações hidrodinâmicas, FARGO 2D, Formação de satélites regulares, Migração, Família de Hilda.

MORAES, R.A. Study of low velocities regions close to the Roche lobe of a giant planet. 2014. Dissertation (Master's degree in Physics) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, UNESP, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2014.

Abstract

This work can be split into two main goals: to explore the tools than the hydrodynamical numerical integrator FARGO 2D and investigate the possibility of satellites formation in the low velocities regions close to the Roche lobe of a giant planet. As described above an objective of this work is to find regions with low velocities close to the Roche lobe of a giant planet. Our idea is that these regions are goods sites to the formation of planetary satellites, so we need to study the behavior of the gas that will be simulated in these region, analysing its density and radial and azimuthal velocities searching for evidences for behavior that indicate that in these regions the velocities are, indeed, low. If we had choosed to do a simulation that involved the planet and its satellites since the beginning, we contrary the theory that predicts that the satellites would have formed soon after the formation of the planets. Thus we proceeded in order to simulate firstly only the formation of the planet using the FARGO 2D, the time of the simulation was based on what was found in the literature, after of the formation of the planet, was added particles on the region previously estipulated and we restarted the evolution of the system from the point where we had stopped, so when the particles are simulated, the planet has already formed and then we have a model more consistent with the theory. We still used the same integrator to simulate a planet exposed to the effects of the disc and the migration.

KEYWORDS: Hydrodynamic simulations, FARGO 2D, Formation of regular satellites, Migration, Hilda's family.

Lista de Figuras

3.1	Equipotenciais de um sistema binário de massas comparáveis.	25
3.2	Ilustração da ação das forças de maré sobre um satélite quando este ultrapassa o limite de Roche.	26
3.3	Ilustração de um sistema de três corpos.	27
4.1	Esquema de formação de um planeta gigante gasoso pelo método de acreção de núcleo.	34
5.1	Curvas de densidade do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	51
5.2	Distribuição de densidade do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	52
5.3	Velocidade radial do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	53
5.4	Excentricidade de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	54
5.5	Anomalia média de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	54
5.6	Anomalia verdadeira de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	55
5.7	Variação do semieixo maior de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas.	55
6.1	Densidade do gás na região ao redor do planeta.	59
6.2	Campo de velocidades do gás em torno do planeta.	60
6.3	Snapshots mostrando as trajetórias de uma partícula teste externa à órbita de Júpiter e de Júpiter.	65
6.4	Snapshots mostrando as trajetórias relativas de uma partícula teste externa à órbita de Júpiter e de Júpiter.	66
6.5	Snapshots mostrando as trajetórias de uma partícula teste interna à órbita de Júpiter e de Júpiter.	67

6.6	Snapshots mostrando as trajetórias relativas de uma partícula teste interna à órbita de Júpiter e de Júpiter.	68
7.1	Deslocamento do eixo x de Júpiter após 300 órbitas.	70
7.2	Perfil de densidade do gás próximo de Júpiter.	71
7.3	Velocidade radial do gás próximo de Júpiter.	72
7.4	Velocidade azimutal do gás próximo de Júpiter.	73
7.5	Trajecória das partículas simuladas na região à direita do planeta	74
7.6	Trajecória das partículas simuladas na região à esquerda do planeta.	75
7.7	Perfil de densidade de superfície de Júpiter.	78
7.8	Semieixo maior de Júpiter após 300 órbitas.	79
7.9	Excentricidade de Júpiter após 300 órbitas.	79
7.10	Anomalia média de Júpiter após 300 órbitas.	80
7.11	Anomalia verdadeira de Júpiter após 300 órbitas.	80
8.1	Snapshots mostrando as trajetórias de Júpiter e de um asteroide da família de Hilda.	84
8.2	Trajecória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.	85
8.3	Trajecória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.	86
8.4	Snapshots mostrando as trajetórias de Júpiter e de um asteroide da família de Hilda.	87
8.5	Trajecória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.	88
9.1	Perfil de densidade do gás em torno de Júpiter no centro do sistema de referência.	92

Lista de Tabelas

4.1	Satélites galileanos e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	39
4.2	Satélites internos e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	39
4.3	Satélites irregulares de Júpiter em órbitas prógradas e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	40
4.4	Satélites irregulares de Júpiter em órbitas retrógradas e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	43
4.5	Candidatos à satélites de Júpiter e suas respectivas massas, diâmetros médios, semieixo maior, e excentricidades.	44
4.6	Satélites regulares de Saturno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	45
4.7	Satélites irregulares de Saturno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	46
4.8	Candidatos à satélites de Saturno e suas respectivas massas, diâmetros médios, semieixo maior, e excentricidades.	47
4.9	Satélites regulares de Urano e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	47
4.10	Satélites irregulares de Urano e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	48
4.11	Satélites regulares de Netuno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	48
4.12	Satélites irregulares de Netuno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade.	48

Sumário

1	Introdução	17
1.1	Objetivos	19
1.2	Organização do trabalho	19
2	Revisão Bibliográfica	21
3	Conceitos Prévios	24
3.1	Lóbulo de Roche	24
3.2	Limite de Roche	24
3.3	Esfera de Hill	26
3.4	Condições de Contorno	28
3.4.1	Condições de Contorno Abertas	28
3.4.2	Condições de Contorno Rígidas	29
3.4.3	Condições de Contorno Não Reflexivas	29
3.5	Considerações	29
4	Satélites dos Planetas Gigantes	30
4.1	Formação dos Planetas Gigantes Gasosos	30
4.1.1	Modelo de Instabilidade Gravitacional	30
4.1.2	Modelo de Acreção do Núcleo	33
4.2	Satélites dos Planetas Gigantes	37
4.2.1	Satélites Regulares	37
4.2.2	Satélites Irregulares	38
4.2.3	Satélites de Júpiter	38
4.2.4	Satélites de Saturno	39
4.2.5	Satélites de Urano	41
4.2.6	Satélites de Netuno	41
4.3	Considerações	42
5	Integrador Numérico FARGO	49
5.1	Descobrimo o FARGO	49

5.2	Prós e Contras de se utilizar o FARGO	52
5.3	Prós	52
5.4	Contras	56
5.5	Considerações	56
6	Simulações	57
6.1	Regiões de baixa velocidade próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante	57
6.2	Condições Iniciais	60
6.2.1	Utilizando o Radau 4	61
6.3	Simulação do gás hidrodinâmico	63
6.4	Considerações	64
7	Resultados das simulações com partículas nas regiões próximas ao lóbulo de Roche de Júpiter	69
7.1	Simulação das partículas com o gás	69
7.2	Migração de Júpiter	75
7.2.1	Migração do Tipo II	76
7.2.2	Evolução dos elementos orbitais durante a migração	77
7.3	Considerações	80
8	Estudo dos corpos da família de Hilda	82
8.1	Asteroides da família de Hilda	82
8.2	Ressonância 3:2	83
8.2.1	Ressonância 3:2: Caso estável	84
8.2.2	Ressonância 3:2: Caso instável	85
8.3	Considerações	87
9	Alteração no Potencial Gravitacional	89
9.1	Termos de Coriolis	89
9.2	Simulação Numérica	90
9.3	Considerações	91
10	Conclusão e discussões	93
10.1	FARGO	93
10.2	Regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche do planeta gigante	94
10.3	Formação de satélites nas regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche do planeta gigante	94
10.4	Migração tipo II de Júpiter	95
10.5	Captura de partículas da família de Hilda em ressonância 3:2 instável com Júpiter	95

10.6 Densidade do gás primordial próximo a Júpiter	96
Referências	97

Capítulo 1

Introdução

Desde muito antes dos primeiros estudos astronômicos os satélites naturais tem chamado a atenção das pessoas, lembrando que depois do Sol o objeto celeste que mais intrigava os povos antigos era o nosso satélite natural, a Lua. As civilizações antigas veneravam a Lua como se ela fosse um espécie de divindade, eram feitas oferendas para ela em troca de colheitas fartas, mar tranquilo dentre outras coisas. Além dessa parte mitológica, na antiguidade foram desenvolvidos vários calendários baseados nas fases da Lua, conhecidos como calendários lunares. Esses instrumentos de marcação de tempo ainda são utilizados, bastando pegar um calendário chinês, por exemplo, para se observar essa influencia na marcação das fases lunares nele.

Avançando com o tempo, temos Galileo Galilei no século XVII apontando sua rústica luneta para o céu e descobrindo os quatro satélites mais massivos de Júpiter, esses mais tarde seriam conhecidos pelo nome de seu descobridor. Desse ponto em diante, as novas descobertas envolvendo satélites acompanharam os avanços tecnológicos. Porém o interesse dos astrônomos não se restringiu apenas em conhecer os satélites regulares, eles adentraram o campo dos satélites irregulares, que são corpos que não se formaram junto ao respectivo planeta, mas que foram capturados pelos mesmo de alguma forma.

Ultimamente os estudos que abordam os satélites regulares e irregulares se separaram em duas frentes de pesquisas: os que pesquisam sobre satélites irregulares buscam responder perguntas referentes à sua origem, sua composição, ou ainda, os fatores que o levaram a ser capturados pelo planeta. Por outro lado, os pesquisadores interessados em estudar os satélites regulares voltam suas atenções para a composição do satélite e também seu processo de formação.

A diferença básica entre os satélites regulares dos planetas gigantes e a Lua é sua composição é a maneira com que eles se formaram. Enquanto existem várias teorias que necessitam ser validadas sobre a formação da Lua (Canup, 2012), a formação dos satélites regulares é ainda um pouco nebulosa. Existem poucas teorias e que ainda necessitam de um maior grau de confiabilidade. Porém com o aumento das missões espaciais enviadas ao Sistema Solar exterior o número de informações sobre esses corpos tem aumentado.

Um outro empecilho para um estudo mais detalhado sobre essa classe de satélites era a limitação computacional, pois poucos computadores eram capazes de simular com alguma precisão a formação do sistema de satélites dos planetas gigantes.

Atualmente, com o advento da tecnologia e o surgimento de computadores com uma capacidade de processamento de dados muito superior ao que tínhamos há uma ou duas décadas atrás, o grupo de pessoas que se interessou em trabalhar com os satélites regulares dos planetas gasosos através de uma abordagem numérica utilizando simulações hidrodinâmicas aumentou. Duas das principais referências envolvendo simulações hidrodinâmicas, Kley (1999) e Lubow et al. (1999), são trabalhos realizados apenas no começo da última década, porém a partir dessa data é possível encontrar um grande número de artigos utilizando-se dessa mesma abordagem.

Tendo em vista o aumento do número de pesquisadores interessados no trabalho com simulações hidrodinâmicas, sejam elas para estudar formação de planetas gasosos, satélites planetários ou até mesmo migração planetária, foi desenvolvida uma grande variedade de códigos computacionais em duas e três dimensões destinados a dar suporte à essa demanda. Podemos citar o ZEUS 3D (Stone & Norman, 1992), FARGO 2D (Masset, 2000), GADGET-2 (Springel, 2005) e o Nirvana (Ziegler & Yorke, 1997) como os mais famosos códigos disponíveis para uso. Dentre eles, há os que foram desenvolvidos para problemas bidimensionais, os que tratam problemas tridimensionais mas podem ser adaptados para duas dimensões, e cada um deles foi desenvolvido inicialmente para um objetivo diferente.

O ZEUS 3D e o FARGO 2D são integradores bem semelhantes e foram criados com o objetivo inicial de trabalhar com o problema de acreção de material pelo planeta e migração, já o GADGET-2 tem como objetivo principal trabalhar com formação e colisões entre galáxias, já o Nirvana foi um dos pioneiros no trabalho com o problema de magnetohidrodinâmica, que a grosso modo pode ser entendido como a interação entre campos magnéticos e fluidos condutores se movimentando.

Apesar da quantidade de códigos hidrodinâmicos e do interesse dos pesquisadores em explorar a formação de satélites regulares dos planetas gigantes, nenhum dos integradores foi desenvolvido com o intuito principal de ser utilizado para o estudo de formação de satélites, assim várias adaptações são necessárias. Além disso, outro empecilho para se desenvolver um trabalho como esse está no tempo computacional necessário para a realização de uma simulação. Para se utilizar qualquer um dos integradores citados é necessário que o usuário disponha de um robusto computador ou, melhor ainda, um *cluster* com diversas máquinas sincronizadas. Como uma alternativa para se contornar esse problema pode-se adaptar os códigos para que se faça uma simulação em paralelo, dividindo o trabalho computacional em várias máquinas e diminuindo assim o tempo gasto na análise. Alguns dos integradores citados já vem com a rotina de paralelização implementada, restando ao usuário apenas ativá-la.

No presente trabalho apresentamos um estudo numérico hidrodinâmico utilizando o

FARGO 2D. Estamos interessados em analisar o processo de formação de satélites planetários e em estipular uma determinada região como favorável, ou não para a formação dos próprios satélites. Ainda investigamos o caso de migração do planeta quando exposto aos efeitos do disco planetário no qual o planeta se encontra.

1.1 Objetivos

Este trabalho foi desenvolvido com o intuito de apresentar os métodos computacionais hidrodinâmicos, bem como utilizar o FARGO 2D e todas as suas funcionalidades a fim de aprender como sua rotina foi desenvolvida, como ela pode ser adaptada para um problema de formação de satélites e quais as suas principais aplicações dentro do campo da astronomia.

Existe uma versão tridimensional do FARGO 2D, porém nesse trabalho foi utilizado apenas a versão bidimensional, sendo assim, daqui em diante adotaremos apenas FARGO quando fizermos alguma menção ao FARGO 2D. Obviamente, apenas utilizar o integrador com o propósito de aprender como ele funciona não foi o principal objetivo desse trabalho. Estamos também interessados em analisar determinadas regiões próximas ao lóbulo de Roche de um planeta, daqui para frente nomeadas como regiões de baixas velocidades, buscando certas evidências que possam atestar que essas regiões sejam locais favoráveis ao acúmulo de partículas e conseqüentemente à formação de satélites regulares dos planetas gigantes.

Utilizamos o FARGO também para estudar o comportamento de um planeta quando este está exposto aos efeitos de migração e interação com o seu disco.

Além disso, buscamos analisar qual seria o comportamento de uma partícula da família dos Hildas quando essa se aproxima das regiões de baixas velocidades do planeta, buscando encontrar algum mecanismo de captura por arrasto gasoso.

Por fim, alteramos o potencial gravitacional proposto por Kley (1999) e Lubow et al. (1999) de modo a incluir as forças de Coriolis, com isso pretendemos estudar as mudanças nos perfis de densidade e velocidade das regiões de baixas velocidades.

1.2 Organização do trabalho

O presente trabalho está organizado na seguinte sequência de capítulos.

Iniciamos nosso trabalho com dois capítulos introdutórios. No capítulo (3) definimos e apresentamos certos termos, regiões e condições as quais citaremos durante o trabalho com alguma frequência.

No capítulo (4) realizamos uma revisão geral dos satélites dos planetas gigantes (regulares e irregulares), recolhendo dados como massa, diâmetro, semieixo maior e excentricidade. O objetivo dessa pesquisa era adquirir maior conhecimento sobre os próprios

satélites e ter um melhor conhecimento das posições onde esses corpos se encontram atualmente, além de tomar conhecimento de alguns de seus elementos orbitais que serão necessários na simulação que virão a seguir. Ainda estudamos a formação dos planetas gigantes, discutindo duas das teorias mais aceitas sobre sua formação.

O capítulo (5) foi dedicado à apresentação do integrador numérico hidrodinâmico FARGO. Buscamos mostrar todas as funcionalidades desse integrador, bem como todo o tipo de informação que é possível se extrair dos dados que FARGO é capaz de produzir. Tentamos também descrever da forma mais detalhada possível as razões por termos escolhido este integrador numérico, visto que havia uma quantidade razoável de opções. Além disso, apresentamos os prós e contras de se trabalhar com o FARGO, explicando quais são as principais qualidades desse código e destacando quais são suas limitações.

No capítulo (6) começamos as simulações propostas neste trabalho. Inicialmente apresentamos as equações de movimento que caracterizam nosso problema, e explicitamos nossos procedimentos numéricos. Em um primeiro momento apresentamos os resultados obtidos a partir de uma simulação de longa duração onde foram encontradas as regiões de baixas velocidades. Depois disso, já pensando em nossa simulação incluindo partículas, comentamos sobre as adaptações que foram necessárias para que o FARGO atendesse às nossas necessidades. Por fim, apresentamos as condições para a simulação com alta resolução e os objetivos que levaram ela a ser feita.

No capítulo (7) discutimos os resultados encontrados nas simulações. Primeiramente comentamos sobre como o gás foi gerado e como o planeta evoluiu sem a presença das partículas, em seguida fizemos o mesmo tratamento com os dados gerados depois da inclusão das partículas na simulação. Analisamos também os dados gerados da simulação com alta resolução buscando investigar o comportamento do planeta quando este interage com o disco.

No capítulo (8) realizamos um estudo teórico sobre os corpos da família dos Hildas e explicamos nossos motivos para trabalhar com a possibilidade de captura por arrasto gasoso de algum desses corpos. Neste capítulo também reservamos um espaço para explicitar os métodos numéricos utilizados nessa análise.

No capítulo (9) alteramos o potencial proposto por Kley (1999) e Lubow et al. (1999), incluindo as forças de Coriolis, que surgem quando resolvemos analiticamente o problema restrito de três corpos enunciado em Murray & Dermott (1999).

Por fim, no capítulo (10) discutimos sobre os resultados obtidos neste trabalho, de modo a traçar um paralelo com o que pode vir a ser estudado futuramente.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Trabalhar com formação planetária, formação de satélites ou mesmo captura de corpos via arrasto gasoso é um assunto que entrou em evidência nas últimas duas décadas. Porém, um dos primeiros modelos a possibilitar a adição de uma nébula gasosa aos cenários descritos acima foi desenvolvido por Adachi et al. (1976). Onde os autores propõem um modelo exponencial para o gás.

O modelo proposto por Adachi et al. (1976) continua sendo utilizado em trabalhos atuais, como por exemplo no estudo de captura gravitacional feito em Čuk & Burns (2004). Isso se deve ao fato de que até o final dos anos 90, não havia sido desenvolvido nenhum outro modelo capaz de reproduzir bem a realidade quanto o modelo exponencial de Adachi et al. (1976).

Nos artigos de Kley (1999) e Lubow et al. (1999) o modelo de Adachi et al. (1976) é preterido e em seu lugar são adicionadas equações de movimento perturbadas por forças viscosas. Até então, não havia outro trabalho expressivo que conseguia resultados tão bons quanto os apresentados por Kley (1999) e Lubow et al. (1999). Uma pergunta que pode permear na mente dos leitores deste trabalho é a seguinte: Por que foram necessários mais de 20 anos para o desenvolvimento de um modelo alternativo ao proposto por Adachi et al. (1976)? E a resposta para esta pergunta está no fato de que nos anos 70 não existiam recursos tecnológicos suficientes para um avanço grande nesta área. Como veremos a seguir, tanto no trabalho de Kley (1999) quanto no de Lubow et al. (1999) o uso de um computador robusto é de extrema necessidade. Apesar de contemporâneo, o trabalho de Lubow et al. (1999) utiliza alguns resultados do trabalho de Kley (1999) como referência para encontrar e validar seus resultados. Sendo assim, podemos afirmar que o artigo de Kley (1999) foi o primeiro trabalho depois do artigo de Adachi et al. (1976) a tratar de um problema hidrodinâmico com relativo sucesso.

Em Kley (1999) o autor estuda a possibilidade de acreção de massa pelo planeta depois de sua falha já estar aberta. O autor simula um disco acretivo, bidimensional, com as características de Júpiter em uma órbita circular. Ele também estuda a velocidade do fluxo de gás na vizinhança do planeta, destacando a região do lóbulo de Roche, bem como

a influência da viscosidade na acreção de gás pelo planeta.

Já em Lubow et al. (1999) os autores baseam seus cálculos nas condições e parâmetros estipulados em Kley (1999), utilizando o mesmo disco acretivo e bidimensional. Os autores revalidam os resultados apresentados em Kley (1999) utilizando um procedimento numérico mais aprimorado. Neste trabalho é utilizado o integrador numérico hidrodinâmico ZEUS 3D em duas dimensões (Stone & Norman, 1992) com uma resolução destacada para as regiões próximas ao lóbulo de Roche do planeta, sendo que neste trabalho foi simulado um planeta com massa de $1 M_J$ ou maior, onde M_J é a massa de Júpiter.

Além de trabalhar a parte de acreção de massa em um planeta após a abertura de sua falha e da velocidade do fluxo, os autores também fazem um breve estudo focando a parte de migração, expondo o planeta aos efeitos do disco e identificam o tipo de migração que o planeta apresenta. É calculada ainda, a taxa de migração do planeta, analisando o mesmo caso para planetas com massas diferentes.

Na mesma época da publicação dos trabalhos de Kley (1999) e Lubow et al. (1999) começou a ser desenvolvido um novo recurso hidrodinâmico via um trabalho conjunto de diversos estudiosos da área encabeçados pelo astrofísico Frederic Masset. A esse novo recurso deu-se o nome de FARGO (Masset, 2000), que nascia como uma opção computacionalmente mais leve aos integradores numéricos existentes na época.

A eficácia do FARGO no tratamento de problemas de migração, análises de densidades, análises de campo de velocidades, etc., foi comprovada no artigo de Masset (2000), no qual o autor compara os resultados do FARGO com os resultados de outros integradores desenvolvidos com o mesmo propósito. Outros resultados da utilização do FARGO podem ser encontradas em Klahr & Brandner (2006) e Armitage (2010). Nesses dois livros, que tratam de formação de planetas gigantes, grande parte das simulações numéricas são feitas com excelência utilizando FARGO.

Em Kley (2009) o autor utiliza o FARGO para modelar a evolução do planeta em um disco, estudando os efeitos da interação do planeta com o disco, que resulta na migração do planeta. A dinâmica do gás presente no disco foi modelada pelo autor utilizando uma versão bidimensional das equações de Navier-Stokes. O autor estuda o perfil de densidade azimutal de um planeta com características de Júpiter imerso em um disco viscoso simulado ao longo de 100 órbitas, utilizando diversos integradores hidrodinâmicos, com o objetivo de comparar os resultados de cada um e assim ter um parâmetro para escolher dentre os códigos testados. O autor traz ainda um estudo das forças de Coriolis que agem sobre o planeta e uma nova estimativa para o tempo de passo do integrador. Como conclusão, o trabalho destaca a velocidade e precisão do FARGO no tratamento numérico em comparação aos outros integradores testados.

Recentemente, Lubow & Martin (2012) expandiram os resultados apresentados em Kley (1999) e Lubow et al. (1999) e aplicaram esses resultados na ideia de estudar as regiões conhecidas como zonas mortas analisando as condições sob as quais elas seriam

bons locais para a formação de satélites. Neste artigo os autores estudam a densidade de superfície no disco e a taxa de acreção do planeta, isso para avaliar a probabilidade de acontecer um processo de coagulação de partículas nessa região culminando na formação de corpos maiores, tais como satélites regulares.

No trabalho de Moraes & Vieira Neto (2013) os autores se propõem a fazer um estudo semelhante ao realizado por Lubow et al. (1999), porém focado na análise da existência de regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta com as características de Júpiter. Tais regiões já haviam aparecido nos trabalhos de Kley (1999) e Lubow et al. (1999), porém em ambos os trabalhos os autores não estavam interessados em seu estudo. Em Moraes & Vieira Neto (2013) é realizada uma análise numérica empregando o FARGO, diferentemente dos dois artigos de 1999. Com isso os autores testaram a eficácia do FARGO na análise de regiões próximas à corpos maiores.

Enquanto que em Moraes & Vieira Neto (2013) e Lubow & Martin (2012) os autores utilizam as condições dadas em Kley (1999) e Lubow et al. (1999), em Bisikalo et al. (2013) os autores alteram o potencial gravitacional proposto por eles, com o intuito de utilizar a análise hidrodinâmica como uma ferramenta para o estudo de exoplanetas conhecidos como *hot Jupiters*.

Capítulo 3

Conceitos Prévios

Neste capítulo vamos definir e explicar certos pontos-chaves para o bom entendimento desse trabalho. Nosso objetivo através dessas definições é familiarizar o leitor com os termos que aparecerão ao longo do texto.

3.1 Lóbulo de Roche

Nomeado em homenagem ao astrônomo francês Edouard Roche, o Lóbulo de Roche é uma região do espaço em torno de uma estrela em um sistema binário onde todo o material orbital é atraído gravitacionalmente para a estrela. Uma vez que a estrela se expande excedendo o seu lóbulo de Roche ela transferirá material para uma outra estrela.

Na figura (3.1) mostramos um esquema de equipotenciais de um sistema binário de massas M_1 e M_2 comparáveis. Nessa figura pode-se observar os pontos lagrangeanos, L_1 , L_2 , L_3 , L_4 e L_5 . A curva equipotencial que passa por L_1 é o lóbulo de Roche, e como dito acima, se a estrela se expande além dessa equipotencial ela passa a transferir material para outra.

3.2 Limite de Roche

Assim como no caso do lóbulo de Roche, o nomeação desse limite como limite de Roche foi dado em homenagem ao astrônomo Édouard Roche, por ter sido o primeiro a propor esse cenário e calcular este limite teórico em 1848.

O limite de Roche é um limite teórico que cerca uma região, onde a força gravitacional exercida por um corpo principal sobre um satélite (esférico, rochoso ou gelado, mantido por suas forças de tensão intrínsecas, com diâmetros maiores que 40 km), supera a força gravitacional do próprio satélite. Sendo assim, ao cruzar o limite de Roche de um planeta massivo o corpo secundário poderá ser destruído pela ação das forças de maré, como ilustrado na figura (3.2). A aproximação encontrada por Roche para esse limite é dada

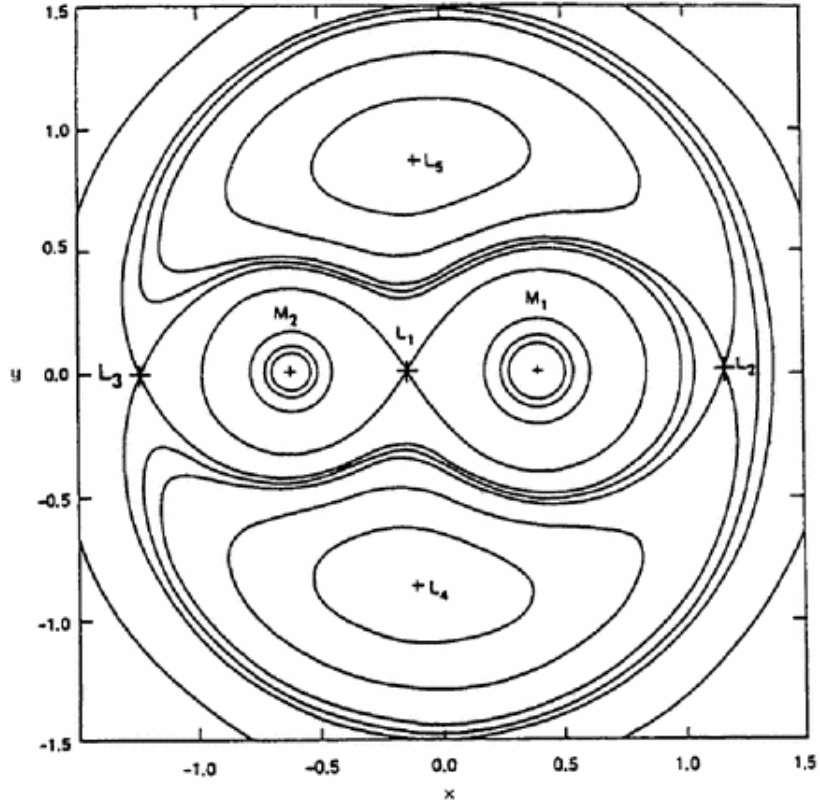


Figura 3.1: Equipotenciais de um sistema binário de massas comparáveis. Adaptado de Oliveira Filho & Saraiva (2004)

por Oliveira Filho & Saraiva (2004):

$$d = 1,38 \left(\frac{\rho_M}{\rho_s} \right)^{1/3} r \quad (3.1)$$

onde ρ_M é a densidade de massa média do planeta, ρ_s é a densidade média do satélite e r é o raio do planeta. Mas a densidade média do planeta pode ser expressa como o quociente de sua massa pelo seu volume, assim, se M_p é a massa do planeta e V_p é o seu volume temos

$$d = 1,38 \left(\frac{M_p}{\rho_s V_p} \right)^{1/3} r. \quad (3.2)$$

Usando o mesmo raciocínio podemos reescrever a equação (3.2) substituindo $\rho_s = M_s/V_s$, onde M_s e V_s são, respectivamente, a massa e o volume do satélite. Assim,

$$d = 1,38 \left(\frac{M_p V_s}{M_s V_p} \right)^{1/3} r \quad (3.3)$$

aproximando o volume do planeta e do satélite pelo volume de esferas de raio r e δr , respectivamente, temos de (3.3) que

$$d \approx 1,38 \left(\frac{M_p(\delta r)^3}{M_s r^3} \right)^{1/3} r \quad (3.4)$$

ou

$$d \approx 1,38 \left(\frac{M_p}{M_s} \right)^{1/3} (\delta r) \quad (3.5)$$

que é o limite de Roche em função apenas das massas do planeta e do satélite e do raio do satélite.

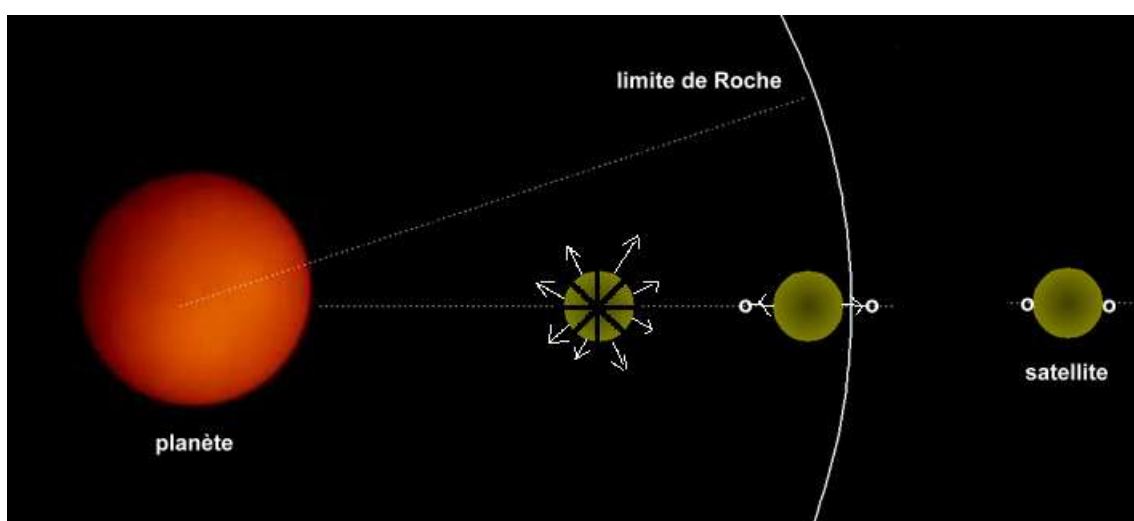


Figura 3.2: Ilustração da ação das forças de maré sobre um satélite quando este ultrapassa o limite de Roche. Adaptado de (Sais, 2013).

3.3 Esfera de Hill

A esfera de Hill também conhecida como esfera de Roche, foi descrita pela primeira vez pelo astrônomo estadunidense George W. Hill que utilizou como base para seu trabalho os estudos feitos por Edouard Roche. Além de homenagear seu estudioso, a esfera de Hill recebe esse nome por ser entendida como uma esfera de influência gravitacional de um corpo maior sobre outro menor.

Para melhor compreensão do efeito da esfera de Hill, vamos considerar três corpos: uma estrela (corpo principal), um planeta (corpo secundário) que orbita essa estrela e um satélite orbitando o planeta. 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 maior esfera com centro no corpo secundário é a esfera de Hill. Ela 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 acima 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 ao corpo principal. Na figura (3.3) 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 em torno do planeta), bem como todos os pontos lagrangeanos.

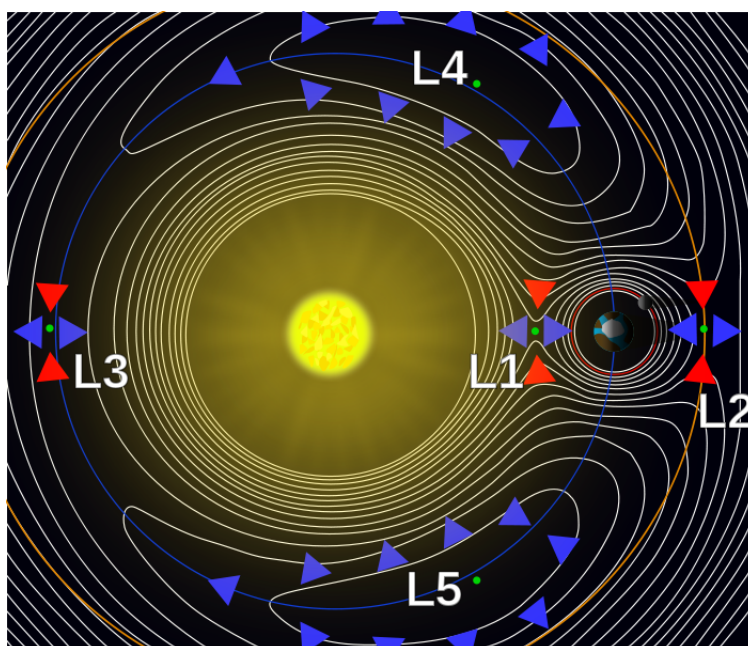


Figura 3.3: Ilustração de um sistema de três corpos.

Vale ressaltar que lóbulo de Roche, limite de Roche e esfera de Hill não se referem a mesma região no espaço.

A seguir compararemos o raio do limite de Roche com o raio da esfera de Hill. Para fazer essa comparação utilizamos o raio de Hill dado em Murray & Dermott (1999) por

$$r_H = \left(\frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3} a \quad (3.6)$$

onde M_* é a massa da estrela.

E tomamos o quociente entre (3.6) e (3.5):

$$\frac{r_H}{d} = 0,96 \left(\frac{M_s}{M_*} \right)^{1/3} \frac{a}{\delta r} > 1. \quad (3.7)$$

Para ilustrar de forma mais clara o resultado dado por (3.7), vamos tomar como exemplo o satélite galileano Europa, o qual possui massa $M_s = 4,80 \times 10^{22}$ kg e raio $\delta r = 1560,80$ km. Aplicando em (3.5) temos

$$d = 1,38 \left(\frac{1,90 \times 10^{27}}{4,80 \times 10^{22}} \right)^{1/3} (1560,80) \quad (3.8)$$

assim,

$$d \approx 73405,81 \text{ km}. \quad (3.9)$$

Também, calculamos o raio de Hill de Júpiter pela relação dada em (3.6):

$$r_H = \left(\frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3} a \quad (3.10)$$

onde tomaremos $M_p = 1,900 \times 10^{27}$ kg, a massa de Júpiter, $M_* = 1,989 \times 10^{30}$ kg, a massa do Sol e $a = 778547200$ km, o semieixo maior de Júpiter. Assim a equação (3.6) fica

$$r_H = \left(\frac{1,900 \times 10^{27}}{3 \cdot (1,989 \times 10^{30})} \right)^{1/3} \cdot (778547200). \quad (3.11)$$

Resolvendo a equação (3.11) encontramos a seguinte aproximação para o raio de Hill:

$$r_H \approx 53163977,89 \text{ km} \quad (3.12)$$

Agora, comparando o limite de Roche encontrado para Europa e o raio de Hill encontrado para Júpiter vamos fazer o quociente entre (3.12) e (3.9), assim temos,

$$\frac{r_H}{d} = \frac{53163977,89}{73405,81} \approx 724,25 > 1 \quad (3.13)$$

3.4 Condições de Contorno

Os modelos numéricos utilizados neste trabalho utilizam condições de contorno abertas, não-reflexivas e rígidas. Nesta seção iremos tentar explicar o significado dessas condições e as diferenças entre elas.

3.4.1 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. Essas condições de contorno, por vezes, também são chamadas de condições de contorno oceânicas, devido à sua aplicabilidade em problemas na área da oceanografia.

3.4.2 Condições de Contorno Rígidas

As condições de contorno de fronteiras rígidas 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.

3.4.3 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.

3.5 Considerações

Como dito na apresentação desse capítulo, nosso objetivo era passar ao leitor alguns conceitos teóricos prévios necessários para um bom entendimento do presente trabalho. Além dos conceitos relacionados com as regiões que serão trabalhadas aqui, tentamos explicar resumidamente quais são as condições de contorno utilizadas e as diferenças entre elas.

Capítulo 4

Satélites dos Planetas Gigantes

Acredita-se que os atuais satélites regulares dos planetas gigantes começaram a se formar no final do último estágio de evolução dos próprios planetas gigantes, a partir do material que foi impedido de chegar ao planeta (Irwin, 2006). Tendo em vista esta teoria, perceberemos a necessidade de fazer um estudo sobre a formação dos planetas gigantes gasosos antes de começar a falar sobre seus satélites. Na seção seguinte faremos uma detalhada explanação de como se dá a formação desses planetas, dando ênfase a algumas das teorias mais aceitas para formação desses corpos.

4.1 Formação dos Planetas Gigantes Gasosos

A discussão que será feita nesta seção abordará dois modelos teóricos muito utilizados para explicar a formação de planetas gigantes gasosos: o modelo de instabilidade gravitacional e o modelo de acreção do núcleo. Apesar de focarmos nosso trabalho no estudo dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar, tais modelos podem também ser aplicados na tentativa de explicar a formação de planetas em outros sistemas, desde que esses planetas tenham características similares aos planetas gigantes presentes no nosso Sistema Solar.

4.1.1 Modelo de Instabilidade Gravitacional

Segundo Armitage (2010), o modelo de instabilidade gravitacional 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 planetas massivos.

Podemos buscar uma estimativa para as condições nas quais a auto-gravidade em um disco seja forte o suficiente para vencer as forças estabilizadoras e assim tornando o disco instável. Seguindo Armitage (2010), vamos considerar um aglomerado em formação de raio Δr e massa $m \sim \pi(\Delta r)^2 \Sigma$, onde Σ é a densidade de superfície do disco. De maneira isolada, o colapso desse aglomerado se daria em uma escala de tempo semelhante ao tempo

de queda livre, dado por

$$t_{queda} \sim \sqrt{\frac{(\Delta r)^3}{Gm}} \quad (4.1)$$

mas, como dito nas considerações iniciais, a massa do aglomerado é $m \sim \pi(\Delta r)^2\Sigma$, assim a equação (4.1) fica

$$t_{queda} \sim \sqrt{\frac{\Delta r}{G\pi\Sigma}}. \quad (4.2)$$

Vamos agora considerar dois efeitos que podem evitar o colapso e, conseqüentemente, a formação do aglomerado: primeiramente, o efeito de pressão, cuja escala de tempo para uma onda de som atravessar o aglomerado pode ser escrita como,

$$t_p \sim \frac{\Delta r}{c_s} \quad (4.3)$$

onde c_s é a velocidade de propagação do som no meio. Também levaremos em conta o efeito de cisalhamento, cuja sua escala de tempo pode ser escrita como,

$$t_c \sim \frac{1}{\Omega} \quad (4.4)$$

onde Ω é a velocidade angular kepleriana dada por $\Omega = \sqrt{GM_*/(\Delta r)^3}$.

Para que o aglomerado seja instável, ou seja, a auto-gravidade do disco vença os efeitos restauradores (pressão e cisalhamento), precisamos que a escala de tempo de queda livre seja menor ou igual a escala de tempo para o qual uma onda de som atravessa o aglomerado e a escala de tempo do efeito de cisalhamento, ou seja,

$$t_{queda} \leq t_p \quad (4.5)$$

e

$$t_{queda} \leq t_c. \quad (4.6)$$

Assim, das equações (4.1), (4.4) e (4.5) temos

$$\sqrt{\frac{(\Delta r)^3}{Gm}} \leq \frac{\Delta r}{c_s}$$

e podemos encontrar um limite inferior para Δr dado por,

$$\Delta r \geq \frac{c_s^2}{G\pi\Sigma}. \quad (4.7)$$

Já das equações (4.1), (4.4) e (4.6) temos

$$\sqrt{\frac{(\Delta r)^3}{Gm}} \leq \frac{1}{\Omega}$$

assim, encontramos, também, um limite superior para Δr dado por,

$$\Delta r \leq \frac{G\pi\Sigma}{\Omega^2}. \quad (4.8)$$

De (4.7) e (4.8) podemos construir o seguinte intervalo,

$$\frac{c_s^2}{G\pi\Sigma} \leq \Delta r \leq \frac{G\pi\Sigma}{\Omega^2}. \quad (4.9)$$

e em (4.9) podemos utilizar da transitividade para escrever

$$\frac{c_s^2}{G\pi\Sigma} \leq \frac{G\pi\Sigma}{\Omega^2}. \quad (4.10)$$

temos então que

$$G\pi\Sigma \geq c_s\Omega. \quad (4.11)$$

ou

$$\frac{c_s\Omega}{G\pi\Sigma} \leq 1. \quad (4.12)$$

Vamos reescrever a desigualdade dada em (4.12) tomando $h = c_s/\Omega$ e escrevendo a massa do aglomerado como $M_d \sim \pi(\Delta r)^2\Sigma$, assim temos,

$$\frac{h(\Delta r)^2\Omega^2}{GM_d} \leq 1 \quad (4.13)$$

ou

$$M_d \geq \frac{h(\Delta r)^2\Omega^2}{G} \quad (4.14)$$

tomando a massa da estrela $M_* = \Omega^2(\Delta r)^3/G$ na desigualdade dada em (4.14) temos

$$M_d \geq \frac{hM_*}{\Delta r} \quad (4.15)$$

ou, finalmente,

$$\frac{M_d}{M_*} \geq \frac{h}{\Delta r} \quad (4.16)$$

ou seja, para um disco ser instável a razão de sua massa (M_d) pela massa da estrela (M_*) deve ser maior ou igual à razão entre a velocidade com que o som cruza o disco (c_s) pelo produto de sua velocidade angular kepleriana (Ω) e seu raio (Δr), sendo que tanto a velocidade com que o som atravessa o disco quanto a velocidade angular kepleriana do disco estão embutidas no parâmetro h .

O parâmetro apresentado no lado esquerdo da desigualdade (4.12) é conhecido como parâmetro Q de Toomre, em decorrência da análise dos efeitos de instabilidades gravitacionais feitas em Toomre (1964). Esse parâmetro, descrito explicitamente na equação

(4.17), é responsável pelo controle da instabilidade de um disco em interação com um gás ou uma estrela (Armitage, 2010).

$$Q \equiv \frac{c_s \Omega}{G \pi \Sigma} \quad (4.17)$$

Para obtermos o mesmo resultado apresentado em (4.16) a partir da relação dada em (4.17), é necessário tomar $Q \leq 1$. Para $Q = 1$, temos que $Q = Q_{crit}$, ou seja, Q assume um valor crítico mínimo necessário para que um disco seja instável, logo a condição para a instabilidade do disco em termos do parâmetro de Toomre pode ser escrita como,

$$Q \leq Q_{crit}. \quad (4.18)$$

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

- No primeiro estágio de formação, a poeira sólida e o gás presentes no disco estão misturados. Nessa fase os efeitos de auto-gravidade não exercem nenhum papel fundamental para a formação dos planetesimais, ao passo que o parâmetro de Toomre é ainda muito grande, ou seja, $Q \gg Q_{crit}$.
- No segundo estágio, a poeira começa a baixar verticalmente formando um fino sub-disco de partículas próximo plano $z = 0$. Durante esse processo ocorrem colisões acretivas entre as partículas de poeira aumentando a densidade de sub-disco.
- Enfim, no último estágio, o sub-disco começa a se tornar instável de acordo com as condições estabelecidas anteriormente em (4.18) devido ao aumento da densidade de superfície do sub-disco ou a baixa velocidade de dispersão das partículas, ou ainda devido à combinação desses dois efeitos. Essa instabilidade no sub disco pode ocasionar a formação de um aglomerado de poeira que através de várias colisões acretivas formará os planetesimais.

Uma discussão mais completa sobre o modelo de instabilidade do disco pode ser encontrada em Armitage (2010); Boss (1997); Toomre (1964).

4.1.2 Modelo de Acreção do Núcleo

O modelo de acreção de núcleo é o modelo mais aceito para a formação de todos os planetas, incluindo os planetas gigantes, do nosso Sistema Solar (Mizuno, 1980; Pollack et al., 1996). Este foi o modelo adotado para estudar a formação planetária neste trabalho.

O modelo de acreção do núcleo para um planeta gigante gasoso se baseia na ideia de que em um disco protoplanetário envolto por uma nébula gasosa, partículas de poeira colidem umas com as outras em colisões acretivas aumentando assim o seu núcleo, de

modo a exceder uma determinada massa crítica, colapsando e dissipando toda a nébula gasosa que não foi acretaada para fora do disco.

Podemos dividir o modelo de acreção do núcleo em quatro estágios, como mostrado na figura 4.1: a formação do núcleo sólido; o crescimento hidrostático; o estágio de *runaway growth* e a fase de término da acreção.

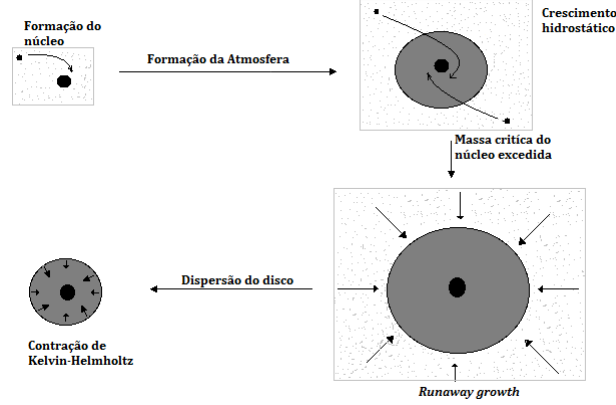


Figura 4.1: Esquema de formação de um planeta gigante gasoso pelo método de acreção de núcleo. Adaptado de Armitage (2010)

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). O processo de formação do embrião planetário requer, inicialmente, baixa velocidade nas colisões entre os planetesimais, que são compostos basicamente de rocha e gelo e estão presentes na zona de alimentação. Assumindo que os encontros entre os planetesimais sejam totalmente acretivos, ou seja, todas as colisões físicas sejam completamente inelásticas (Lissauer & Stevenson, 2007) temos que o núcleo sólido inicial do planeta já começa a se formar neste estágio. Lembrando que a massa do núcleo de um planeta pode ser expresso pela diferença entre a massa total do planeta M_p e a massa de seu envelope gasoso (M_{env}) como mostrado em (4.19).

$$M_{nucleo} = M_p - M_{env} \quad (4.19)$$

Essa fase é considerada rápida, cerca de 0.5 milhões de anos depois da formação da estrela, e é semelhante a formação dos planetas terrestres. A taxa de acreção dos planetesimais pode ser calculada usando a equação (4.20) que vem da clássica teoria apresentada em Safronov (1969)

$$\dot{M}_{nucleo} = \pi R^2 \sigma_{nucleo} \Omega F_g \quad (4.20)$$

onde R é o raio do corpo acretaado, σ_{nucleo} é a densidade superficial do planetesimal na nébula solar, Ω 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

$$F_g = \frac{v_d^2 + v_e^2}{v_d^2} \quad (4.21)$$

onde v_d e v_e são as velocidades de dispersão e de escape da superfície do corpo, respectivamente. Da relação (4.21) podemos claramente notar que se $v_e \gg v_d$ o planeta crescerá mais rápido, visto que a taxa de acréscimo (4.20) aumentará. Temos esse cenário no caso de um planeta crescendo em um disco de planetesimais com temperaturas extremamente baixas (Armitage, 2010), que é o caso dos planetas gigantes do nosso Sistema Solar, principalmente dos dois mais externos, Urano e Netuno.

No segundo estágio o protoplaneta e a camada gasosa estão em equilíbrio hidrostático. Este equilíbrio pode ser descrito matematicamente por

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_p}{r^2}\rho \quad (4.22)$$

onde P é a pressão do envelope gasoso, r é a distância do até o centro do planeta, M_p é a massa do planeta e ρ é a densidade do envelope.

Podemos encontrar uma estimativa para a massa do envelope gasoso utilizando

$$\frac{dM_{env}}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (4.23)$$

Para resolver a equação (4.23) precisamos, primeiramente, encontrar o perfil de densidade do envelope. Para isso vamos, por simplicidade, admitir que a massa do planeta M_p é constante e que o envelope gasoso seja isothermal, isto é, sua temperatura não varia. Temos assim que $P = \rho c_s^2$, onde c_s é a velocidade do som. Aplicando essas consideração à equação (4.22) temos

$$c_s^2 \frac{d\rho}{dr} = -\frac{GM_p}{r^2}\rho. \quad (4.24)$$

Agora a equação (4.24) pode ser facilmente integrada obtendo

$$\ln \rho = \frac{GM_p}{c_s^2 r} + \gamma \quad (4.25)$$

onde γ é uma constante. Para determinar o valor da constante γ vamos considerar que em $\rho = \rho_0$ e $r = r_f$, onde r_f é o raio do disco, a partir do centro do disco até a superfície da camada gasosa, livre de perturbações dado por:

$$r_f = \frac{2GM_p}{v_e^2} \quad (4.26)$$

onde v_e é a velocidade de escape da superfície. Por fim tomaremos $v_e = c_s$, ou seja, a velocidade de escape da superfície sendo igual a velocidade do som que atravessa o disco, assim (4.26) fica

$$r_f = \frac{2GM_p}{c_s^2}. \quad (4.27)$$

Agora substituindo a expressão (4.27) na equação (4.25) e fazendo $\rho = \rho_0$ temos

$$\ln \rho_0 = \frac{GM_p}{c_s^2} \frac{c_s^2}{2GM_p} + \gamma \quad (4.28)$$

assim

$$\gamma = \ln \rho_0 - \frac{1}{2}. \quad (4.29)$$

Substituindo a equação (4.29) na equação dada por (4.25) temos

$$\ln \rho - \ln \rho_0 = \frac{GM_p}{c_s^2 r} - \frac{1}{2} \quad (4.30)$$

e por fim podemos expressar a densidade do envelope gasoso como sendo

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{GM_p}{c_s^2 r} - \frac{1}{2}\right). \quad (4.31)$$

Sabendo o perfil de densidade de superfície podemos resolver a equação (4.23):

$$M_{env} = \int_{R_s}^{r_f} 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (4.32)$$

onde R_s é o raio do núcleo sólido. Uma primeira aproximação para a integral em (4.32) é dada em Armitage (2010) por

$$M_{env} \approx \frac{4}{3}\pi R_s^3 \rho(R_s) \quad (4.33)$$

onde $\rho(R_s)$ é a densidade do envelope na superfície do núcleo sólido. A equação (4.33) nos dá uma aproximação para a massa do envelope gasoso.

Para que o equilíbrio hidrostático seja quebrado é necessário que o protoplaneta exceda uma certa massa crítica devido ao constante acúmulo de material. A massa crítica não é uma constante, mas sim uma função da taxa de acreção planetesimais e da opacidade do envelope gasoso. As estimativas para a massa crítica abrangem faixas que vão desde $5M_{\oplus}$ (Hubickyj et al., 2005) até $20M_{\oplus}$ ou mais (Pollack et al., 1996), onde M_{\oplus} amassada Terra. Segundo Armitage (2010), para uma opacidade do envelope $\kappa_R \geq 10^{-2} \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ a massa crítica do núcleo pode ser aproximada por

$$M_{crit} \approx 7 \left(\frac{\dot{M}_{nucleo}}{10^{-7} M_{\oplus} \text{yr}^{-1}}\right)^q \left(\frac{\kappa_R}{1 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}}\right)^s M_{\oplus} \quad (4.34)$$

onde q e s ambos são valores estimados entre 0.2-0.3, e a taxa de acreção de planetesimais \dot{M}_{nucleo} é dada por (4.20).

Uma vez que essa massa é excedida o protoplaneta entra em um estágio conhecido como *runaway growth*. Nessa etapa do processo de formação não há mais equilíbrio hidrostático

($M_{env} \geq M_{nucleo}$). Nessa fase a taxa de acreção de gás aumenta bruscamente e todo o material sólido que o protoplaneta acumulou durante as etapas anteriores colapsa para o seu núcleo. Para planetas massivos a maior parte do envelope planetário é acrescido durante esta fase, o que é um processo rápido, cerca de 10^5 anos.

No estágio final da formação o protoplaneta não agrega mais gás, provavelmente pela abertura de um falha local no disco ou pela dissipação da nébula (Armitage, 2010). A energia liberada pela acreção aumenta consideravelmente a temperatura do planeta e de seu envelope gasoso e como resultado os planetesimais congelados que foram acretados se dissolvem fazendo o núcleo ser composto apenas pelo material mais rochoso, encerrando assim todo o processo de formação de um planeta gigante gasoso.

A diferença básica entre o modelo de instabilidade gravitacional e o modelo de acreção do núcleo é que no modelo de instabilidade gravitacional o núcleo sólido não desempenha nenhum papel fundamental no processo de formação planetária, enquanto que no modelo de acreção do núcleo, ele é peça principal do modelo, como mostrado nesta seção.

4.2 Satélites dos Planetas Gigantes

O único satélite planetário visível da Terra a olho nu é a Lua, satélite natural da Terra. Para que fossem observados outros satélites foi necessário que Galileo Galilei, inspirado pelo holandês Hans Lippershey, no século XVII construísse sua famosa luneta, um objeto ainda muito rústico, mas que possibilitou à Galileo ver um novo mundo e os gigantescos satélites de Júpiter faziam parte desse novo mundo, sendo os primeiros satélites, obviamente depois da Lua, a serem observados pelo homem. Mais tarde o que se viu foi uma avalanche de descobertas nessa área com o advento dos, cada vez mais potentes, telescópios. Há, atualmente, cerca de 146 satélites conhecidos orbitando seus respectivos planetas em nosso Sistema Solar, não considerando os satélites que orbitam os planetas anões, asteroides ou qualquer outro objeto celeste, além de outros 25 satélites que ainda aguardam uma confirmação oficial sobre sua descoberta (solarsystem.nasa.gov, 2013).

Os satélites são divididos em duas classes: regulares e irregulares (Kuiper, 1956; Peale, 1999), a seguir faremos uma diferenciação desses dois tipos de satélites.

4.2.1 Satélites Regulares

São chamados de satélites regulares aqueles que apresentam órbitas prógradas, aproximadamente circulares, com baixas inclinações e aproximadamente coplanares (Lubow & Martin, 2012). Eles formam próximos de seus respectivos planetas, a partir do material que não foi acretado pelo planeta durante sua fase final de formação, de acordo com o modelo de acreção do núcleo. Os satélites regulares se encontram em uma faixa que varia de $0,05r_h$ (Gaspar, 2009) à $0,06r_h$ no caso dos satélites regulares de Júpiter e Saturno

(Lubow & Martin, 2012), onde r_h é o raio de Hill, e é dado por,

$$r_h = \left(\frac{M_p}{3M_*} \right)^{\frac{1}{3}} a \quad (4.35)$$

sendo M_p é a massa do planeta, M_* é a massa da estrela e a é o semieixo maior do planeta.

4.2.2 Satélites Irregulares

Já os satélites irregulares são aqueles que apesar de orbitarem um planeta não se formaram próximos a ele. A teoria mais aceita diz que esses corpos foram atraídos e capturados devido ao intenso campo gravitacional dos planetas gigantes (Kuiper, 1956). Os satélites irregulares se caracterizam por possuírem órbitas, em sua maioria, excêntricas, inclinadas e retrógradas.

Nas seções (4.2.3), (4.2.4), (4.2.5) e (4.2.6) faremos uma discussão sobre a descoberta, a formação e as propriedades de cada um dos sistemas de satélites de cada planeta gigante.

4.2.3 Satélites de Júpiter

Em 1610, Galileo Galilei ao apontar sua luneta para o céu se deparou com muitas "novidades" para o homem. Ele observou objetos e características antes nunca vistas e dentre as "novidades" destacam-se quatro objetos próximos à Júpiter, que mais tarde viriam a receber o nome de satélites galileanos em homenagem a seu descobridor. Tal descoberta foi publicada, no mesmo ano, com o título de *Siderius Nuncius* em latim. Nesse trabalho também foram publicadas as outras descobertas feitas por Galileo. Ao observar os satélites galileanos, Galileo derrubava a teoria proposta por Aristóteles de que apenas a Terra era orbitada por outro corpo.

Os satélites observados por Galileo (Io, Europa, Ganymede e Calisto) são os quatro maiores satélites de Júpiter. De fato, Ganymede, o maior satélite do Sistema Solar, é maior que o planeta Mercúrio em diâmetro. Tais satélites despertam até hoje grande interesse dos cientistas, principalmente Europa e Io; o primeiro por ter toda a sua superfície coberta por água congelada e o segundo por sua intensa atividade vulcânica. Os satélites galileanos são regulares, e possuem as características apresentadas na seção (4.2.1). A tabela (4.1) mostra os dados referentes à massa (M_{sat}), diâmetro médio (d), semieixo maior (a) e excentricidade (e) dos satélites observados por Galileo.

Apesar de todo o destaque que lhes é dado, os satélites galileanos não são os únicos satélites naturais de Júpiter. Exceção feita aos satélites já mencionados nesta seção, Júpiter possui mais quatro satélites regulares, chamados de satélites internos devido à sua proximidade de Júpiter, são eles: Metis, Adrastea, Amalthea e Thebe. Os satélites internos são muito menores que os galileanos e sua massa total combinada é de aproximadamente

Tabela 4.1: Satélites galileanos e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélite	$M_{sat}(\times 10^{22}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	$e(\times 10^{-3})$
Io	8,93	3643,20	0,42	4,10
Europa	4,80	3121,60	0,67	9,40
Ganymede	14,82	5262,40	1,07	1,30
Calisto	10,78	4820,60	1,88	7,40

4×10^{18} kg, enquanto que a massa combinado dos satélites galileanos é de aproximadamente 4×10^{23} kg. A tabela (4.2) mostra os dados referentes à massa (M_{sat}), diâmetro médio (d), semieixo maior (a) e excentricidade (e) dos satélites internos.

Tabela 4.2: Satélites internos e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélite	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^3km)$	$e(\times 10^{-3})$
Metis	11,99	43,00	128,00	1,20
Adrastea	0,75	16,40	129,00	1,80
Amalthea	206,82	166,90	181,40	3,20
Thebe	149,87	98,60	221,90	17,60

Além dos satélites regulares, Júpiter também possui satélites irregulares. Júpiter é um dos planetas com maior número de satélites irregulares, o que se deve ao fato de Júpiter ser muito grande e ter um campo de atração gravitacional muito forte. Assim os objetos são atraídos por Júpiter e, conseqüentemente, capturados.

Dentre os satélites irregulares, há aqueles que possuem órbitas prógradas (tabela (4.3)), ou seja, se movem no mesmo sentido que Júpiter e retrógradas (tabela (4.4)) que são os que se movem em sentido contrário ao de Júpiter, diferentemente do caso dos satélites regulares que estão todos em órbitas prógradas.

Como já foi dito, além dos satélites "oficiais" (corpos comprovados como satélites), Júpiter possui também candidatos à satélites. Esses são corpos que ainda não foram observados e analisados por tempo suficiente para serem classificados como satélites. Na tabela (4.5) mostramos os atuais candidatos à satélites de Júpiter, todos em órbitas retrógradas.

4.2.4 Satélites de Saturno

Saturno sempre foi famoso por seu magnífico sistema de anéis planetários, observados pela primeira vez por Galileo Galilei em 1610. Além dos seus anéis, Saturno também abriga

Tabela 4.3: Satélites irregulares de Júpiter em órbitas prógradas e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélite	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	e
Themisto	0,69	8,00	7,51	0,24
Leda	1,09	20,00	11,16	0,16
Himalaia	674,40	170,00	11,46	0,16
Lysithea	6,29	36,00	11,72	0,11
Elara	86,92	86,00	11,74	0,22
Carmo	0,004	3,00	17,08	0,44

uma populosa família de satélites, regulares e irregulares. É provável que os famosos anéis tenham se formado a partir de colisões destrutivas entre satélites saturnianos. Alguns satélites, como Pan, orbitam entre os anéis, este satélite tem sua órbita dentro da falha de Encke, por exemplo, para mais informações ver Canup (2010).

O primeiro satélite de Saturno a ser descoberto foi Titan, o maior deles, em 1655, por Christiaan Huygens. O mesmo Titan, por sua vez, é o segundo maior satélite do nosso sistema solar, atrás apenas de Ganimede, e assim como o satélite galileano, ele também tem um diâmetro maior que o diâmetro do planeta Mercúrio. Titan despertou grande interesse dos astrônomos por suas características bem peculiares: uma densidade atmosférica e uma pressão de superfície comparáveis às da Terra, porém com temperaturas extremamente baixas, $T \approx 90K$ (Irwin, 2006). Com o avanço da tecnologia aeroespacial, várias sondas foram enviadas até Saturno, como a *Voyager* e a *Cassini*, o que vem facilitando a descoberta de um grande número de novos satélites.

No total Saturno possui um sistema com 53 satélites, entre regulares e irregulares, e 9 postulantes à satélites atualmente. Na tabela (4.6) listamos os satélites regulares de Saturno, na tabela (4.7) os irregulares e na tabela (4.8) os candidatos à satélites, com suas respectivas massas (M_{sat}), diâmetro médio (d), semieixo maior (a) e excentricidade (e).

4.2.5 Satélites de Urano

Urano é o terceiro maior planeta do nosso Sistema Solar e o segundo mais afastado do Sol, além de ter sua superfície coberta por uma camada de gelo, por essas razões, ele recebe o nome de gigante de gelo, por conta também do tamanho desses dois corpos.

Mesmo sendo menos famoso que o sistema de anéis de Saturno, Urano possui um sistema de anéis composto por 13 anéis. Mas a maior curiosidade sobre Urano é o seu plano equatorial que quase faz um ângulo de aproximadamente 97 graus com a sua órbita. Uma das teorias que tentam explicar essa inclinação diz que Urano tido uma colisão com um corpo do tamanho da Terra e assim teria "tombado", porém já se trabalha com a ideia de que ao invés de um tenham sido duas colisões as responsáveis pela acentuada inclinação de Urano.

Urano possui um sistema de satélites planetários bem menor do que os sistemas de satélites de Júpiter e Saturno. O primeiro astrônomo a verificar a existência de satélites em Urano foi William Herschel, em 1787, quando observou os dois maiores satélites de Urano, Oberon e Titania. Alguns outros astrônomos descobriram alguns satélites orbitando Urano, até que a sonda *Voyager 2* fez uma passagem por Urano e descobriu outros 10 satélites. Após isso os astrônomos usaram o telescópio espacial Hubble para descobrir todos os satélites atuais. Atualmente são conhecidos 27 satélites entre regulares e irregulares.

Nas tabelas (4.9) apresentamos os satélites regulares e na tabela (4.10) os satélites irregulares de Urano. Uma curiosidade: os nomes dos satélites de Urano foram tirados de obras de William Shakespeare e Alexander Pope.

4.2.6 Satélites de Netuno

Netuno é o planeta mais afastado do Sol e a descoberta de seu primeiro satélite aconteceu apenas 17 dias após sua própria descoberta solarsystem.nasa.gov (2013). A descoberta de Tritão foi feita pelo inglês William Lassell, em 1846 e este é o maior satélite de Netuno. Ele possui uma superfície congelada, sendo o único dos grandes satélites do nosso Sistema Solar que possui uma órbita retrógrada, ou seja, ele se move na direção oposta de Netuno. Essa característica pode indicar que Tritão tenha sido capturado por Netuno.

Alguns dos satélites netunianos foram descobertas graças a chegada da *Voyager 2*, que observou 6 dos atuais satélites. Dentre os sistemas de satélites dos planetas gigantes, Netuno é o que possui o menor número, atualmente 13 satélites, entre regulares e irregulares. Nas tabelas (4.11) e (4.12) mostramos os satélites regulares e irregulares, respectivamente.

4.3 Considerações

Neste capítulo tentamos dar uma visão geral sobre os sistemas de satélites planetários dos planetas gigantes, falando de sua formação, suas descobertas e suas principais características. As tabelas apresentadas ajudam a dimensionar os satélites em relação aos seus respectivos planetas.

Tabela 4.4: Satélites irregulares de Júpiter em órbitas retrógradas e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{13}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	e
Euporie	1,50	2,00	19,34	0,14
Mneme	1,50	2,00	21,04	0,23
Euanthe	4,50	3,00	21,04	0,23
Helike	8,89	4,00	21,06	0,15
Harpalyke	11,99	4,40	21,10	0,23
Praxidike	43,46	6,80	21,15	0,23
Orthosie	1,50	2,00	21,16	0,29
Thelxinoe	1,50	2,00	21,16	0,22
Thyone	8,99	4,00	21,19	0,24
Iocaste	19,48	5,20	21,27	0,21
Ananke	299,73	28,00	21,28	0,24
Hermippe	0,009	4,00	21,30	0,21
Pasithee	1,50	2,00	23,09	0,27
Chaldene	7,49	3,80	23,18	0,25
Eurydome	4,50	3,00	23,15	0,27
Isonoe	7,49	3,80	23,23	0,25
Kallishore	1,50	2,00	23,27	0,24
Erinome	4,50	3,20	23,28	0,26
Kale	1,50	2,00	23,30	0,25
Aitne	4,50	3,00	23,31	0,26
Eukelade	8,99	4,00	23,32	0,27
Arche	4,50	3,00	23,35	0,25
Taygete	16,48	3,00	23,36	0,25
Herse	1,50	2,00	23,40	0,25
Carme	13188,28	46,00	23,40	0,25
Kalyke	19,48	5,20	23,56	0,25
Hegemone	4,50	3,00	23,57	0,34
Pasiphae	29973,37	60,00	23,62	0,41
Cyllene	1,50	2,00	23,79	0,42
Sponde	1,50	2,00	23,79	0,31
Megaclite	20,98	5,40	23,81	0,41
Sinope	7493,34	38,00	23,94	0,25
Aoede	8,99	4,00	23,97	0,43
Autonoe	8,99	4,00	24,03	0,32
Callirrhoe	86,92	8,60	24,10	0,28
Kore	1,50	2,00	24,49	0,33

Tabela 4.5: Candidatos à satélites de Júpiter e suas respectivas massas, diâmetros médios, semieixo maior, e excentricidades. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{13}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	e
S/2000 J11 ¹	0,15	4,00	12,55	0,48
S/2003 J12	0,15	1,00	17,83	0,49
S/2011 J1	-	1,00	20,15	0,30
S/2003 J3	1,50	2,00	20,23	0,20
S/2010 J2	-	2,00	20,37	0,31
S/2003 J18	1,50	2,00	20,49	0,10
S/2003 J16	1,50	2,00	20,95	0,23
S/2003 J15	1,50	2,00	22,62	0,19
S/2003 J10	1,50	2,00	23,04	0,43
S/2010 J1	-	4,00	23,31	0,32
S/2011 J2	-	1,00	23,33	0,39
S/2003 J9	0,15	1,00	23,38	0,26
S/2003 J5	8,99	4,00	23,49	0,24
S/2003 J19	1,50	2,00	23,53	0,26
S/2003 J23	1,50	2,00	23,55	0,27
S/2003 J4	1,50	2,00	23,93	0,35
S/2003 J2	1,50	2,00	28,33	0,41

¹O corpo S/2000 J11 havia sido perdido antes que fosse possível oficializar seu status como satélite. Ele era considerado uma lua perdida até ter sido novamente observado em 2013.

Tabela 4.6: Satélites regulares de Saturno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semi-eixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{15}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	$e(\times 10^{-3})$
Pan	4,94	28,20	0,13	0,00
Daphnis	0,08	$7,60\pm 1,60$	0,14	0,00
Atlas	6,59	30,20	0,14	0,12
Prometheus	160,96	86,20	0,14	0,22
Pandora	138,48	81,40	0,14	0,42
Epimetheus	526,03	116,20	0,15	0,98
Janus	1892,82	179,00	0,15	0,68
Aegaeon	0,00006	0,60	0,17	0,00
Mimas	37505,67	$396,40\pm 0,5$	0,18	1,96
Methone	0,009	3,20	0,19	0,01
Anthe	0,001	1,80	0,20	0,11
Pallene	0,03	5,00	0,21	0,40
Enceladus	107944,59	504,20	0,24	0,47
Tethys	617551,80	1066,00	0,29	0,01
Telesto	4,05	24,80	0,29	0,02
Calypso	2,55	21,40	0,29	0,05
Dione	1095745,43	1123,40	0,38	0,22
Helene	11,39	35,20	0,38	0,71
Polydeuces	0,005	2,60	0,38	1,92
Rhea	2307089,15	1528,60	0,53	0,10
Titan	134552523,08	5149,40	1,22	2,88
Hyperion	5585,53	270,00	1,50	23,20
Iapetus	1805952,41	1471,20	3,56	2,93

Tabela 4.7: Satélites irregulares de Saturno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{15} kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6 km)$	e
Kviuq	3,30	16,00	11,31	0,16
Ijiraq	1,20	12,00	11,37	0,46
Phoebe	8290,63	213,00	12,95	0,16
Paaliaq	8,24	22,00	15,02	0,54
Skathi	0,31	8,00	15,61	0,29
Albiorix	20,98	32,00	16,40	0,48
Bebhionn	0,15	6,00	17,12	0,48
Erriapus	0,76	10,00	17,61	0,47
Skoll	0,15	6,00	17,66	0,47
Tarqeq	0,23	6,00	17,91	0,12
Siarnaq	38,96	40,00	18,01	0,40
Tarvos	2,70	15,00	18,26	0,54
Hyrrokkin	0,35	6,00	18,44	0,33
Greip	0,15	6,00	18,44	0,32
Mundilfari	0,21	7,00	18,67	0,20
Bergelmir	0,15	6,00	19,34	0,14
Jarnsaxa	0,15	6,00	19,36	0,22
Narvi	0,34	7,00	19,42	0,43
Suttungr	0,21	7,00	19,48	0,11
Hati	0,15	6,00	19,77	0,37
Bestla	0,23	7,00	20,29	0,47
Farbauti	0,09	5,00	20,39	0,24
Thrymr	0,21	7,00	20,44	0,46
Aegir	0,15	6,00	20,75	0,25
Kari	0,23	6,00	22,08	0,48
Ferrir	0,05	4,00	22,45	0,13
Surtur	0,15	6,00	22,92	0,45
Loge	0,15	6,00	23,06	0,19
Ymir	4,94	18,00	23,14	0,33
Fornjot	0,15	6,00	25,15	0,19

Tabela 4.8: Candidatos à satélites de Saturno e suas respectivas massas, diâmetros médios, semieixo maior, e excentricidades. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{13}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^6km)$	e
S/2009 S1	-	0,30	0,12	0,00
S/2007 S1	0,15	6,00	16,72	0,18
S/2004 S13	0,15	6,00	18,41	0,26
S/2006 S1	0,15	6,00	18,80	0,12
S/2007 S3	0,09	4,00	18,98	0,18
S/2004 S17	0,05	4,00	19,45	0,18
S/2004 S12	0,09	5,00	19,87	0,32
S/2004 S7	0,15	6,00	21,00	0,53
S/2006 S3	0,15	5,00	22,10	0,40

Tabela 4.9: Satélites regulares de Urano e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^5km)$	$e(\times 10^{-3})$
Cordelia	4,49	40,20± 6,00	0,50	0,30
Ophelia	5,39	42,80	0,54	9,90
Bianca	9,29	51,40± 4,00	0,59	0,90
Cressida	34,32	79,60	0,62	0,40
Desdemona	17,83	64,00± 8,00	0,63	0,10
Juliet	55,75	93,60± 8,00	0,64	0,70
Portia	168,15	135,20	0,66	0,10
Rosalind	25,48	72,00	0,70	0,10
Cupid	0,38	18,00	0,74	1,30
Belinda	35,67	80,60± 16,00	0,75	0,10
Perdita	1,80	30,00± 6,00	0,76	11,60
Puck	289,39	162,00	0,86	0,10
Mab	10,00	48,00	0,98	2,50
Miranda	6594,11	471,60± 1,40	1,30	1,30
Ariel	129484,95	1157,80	1,91	1,20
Umbriel	122141,47	1169,40	2,66	3,90
Titania	341996,13	1577,80	4,36	1,10
Oberon	288343,80	1522,80	5,83	1,40

Tabela 4.10: Satélites irregulares de Urano e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^5km)$	e
Francisco	0,84	22,00	42,82	0,13
Caliban	29,97	72,00	72,31	0,18
Stephano	2,55	32,00	80,07	0,22
Trinculo	0,46	18,00	85,05	0,22
Sycorax	269,76	150,00	121,79	0,52
Margaret	0,63	20,00	141,47	0,68
Prospero	9,89	50,00	162,77	0,44
Setebos	8,69	48,00	174,20	0,59
Ferdinand	0,63	20,00	204,30	0,40

Tabela 4.11: Satélites regulares de Netuno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^5km)$	$e(\times 10^3)$
Naiad	19,48	66,00	0,48	0,30
Thalassa	37,47	82,00	0,50	0,20
Despina	209,81	150,00	0,52	0,00
Galatea	374,67	176,00	0,62	0,10
Larissa	494,56	194,00	0,73	1,40
Proteus	5035,52	420,00	1,18	0,50

Tabela 4.12: Satélites irregulares de Netuno e suas respectiva massa, diâmetro médio, semieixo maior e excentricidade. Dados extraídos de solarsystem.nasa.gov (2013).

Satélites	$M_{sat}(\times 10^{16}kg)$	$d(km)$	$a(\times 10^5km)$	e
Tritão	2139499,05	2706,80	3,55	0,00
Nereida	3087,26	340,00	55,14	0,75
Halimede	89,92	62,00	166,11	0,26
Sao	8,99	44,00	222,28	0,14
Laomedeia	8,99	42,00	235,67	0,40
Psamathe	1,50	40,00	480,96	0,38
Neso	16,48	60,00	492,85	0,57

Capítulo 5

Integrador Numérico FARGO

Uma das dificuldades para a execução deste trabalho estava na escolha de um integrador numérico para que a análise dos resultados fosse feita de maneira adequada. Visto que o problema atacado nesta dissertação é um problema hidrodinâmico, ou seja, nossas equações de movimento estão ligadas à equações diferenciais parciais (EDPs), um possível tratamento analítico torna-se inviável, uma vez que, nem todas as EDP's possuem solução analítica.

Em nossas simulações numéricas adotamos o integrador numérico hidrodinâmico FARGO. Em Masset (2000), o autor faz vários testes em diferentes cenários que atestam que o FARGO é mais rápido e eficiente que a maioria dos outros integradores numéricos hidrodinâmicos, fato que justifica nossa opção. Neste capítulo daremos uma visão geral sobre como o FARGO funciona e quais as vantagens e desvantagens de utilizá-lo.

5.1 Descobrimo o FARGO

O FARGO é um integrador numérico hidrodinâmico escrito em linguagem C, que 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 (Masset, 2013). O FARGO pode ser adquirido gratuitamente no endereço virtual:

`fargo.in2p3.fr/spip.php?article2`. Na página principal do autor (`fargo.in2p3.fr`) pode-se encontrar toda documentação necessária para a utilização do integrador, além de diversas referências de trabalhos que foram realizados utilizando o FARGO.

O FARGO utiliza um método numérico de Runge-Kutta de quinta ordem para resolver as equações de movimento dos planetas simulados por ele. Além das equações de movimento, o integrador também resolve equações de Navier-Stokes e de continuidade para um disco kepleriano.

Como as simulações hidrodinâmicas costumam consumir muito tempo computacional,

o FARGO traz implementado em seu código um sistema de paralelização de computadores conhecido como MPI (*Message Passing Interface*). Com esse sistema é possível dividir o trabalho computacional durante a simulação, ou seja, o sistema transmite para os computadores sincronizados uma determinada faixa da grade simulada, assim o consumo do tempo computacional diminui.

Com o FARGO é possível analisar os perfis de densidade de um gás, bem como sua velocidade radial e azimutal. A seguir apresentaremos alguns exemplos de resultados obtidos quando utilizamos as condições iniciais padrões do FARGO variando as condições de contorno.

Na figura (5.1) mostramos três perfis de densidade de um gás utilizando os parâmetros padrões do FARGO, alterando apenas as suas condições internas de contorno entre não reflexivas, abertas e rígidas, respectivamente. Foi simulado um planeta com as características de Júpiter por 50 órbitas.

Podemos observar que as três simulações apresentam resultados divergentes uma da outra. Tal resultado já era esperado visto que as condições internas de contorno foram alteradas de uma simulação para a outra. Ainda assim vemos que o padrão de distribuição da curva de densidade do gás é o mesmo. Na figura (5.2) mostramos a distribuição do gás ao redor de um planeta com as características de Júpiter, nos três cenários já discutidos anteriormente. A estrela está fixada no centro da figura, enquanto o planeta está situado em $x = 1$ e $y = 0$. Nestas figuras, apesar de podemos observar a abertura de uma falha pelo planeta, não conseguimos perceber qualquer diferença entre os três cenários simulados.

Já na figura (5.3) mostramos as velocidades radiais do gás nos três cenários estudados. É possível observar pequenas variações na velocidade radial do gás quando são alteradas as condições internas de contorno.

O FARGO também nos permite analisar como evoluíram os elementos orbitais do planeta após o processo de integração. O integrador devolve um arquivo de dados, por padrão chamado `orbit0.dat`, onde podemos encontrar todos os dados necessários para acompanhar a evolução dos elementos orbitais.

Nas figuras (5.4), (5.5), (5.6) e (5.7) utilizamos os resultados extraídos dos arquivos de saída para mostrar como varia a excentricidade, a anomalia média, a anomalia verdadeira e o semieixo maior do planeta simulado após 50 órbitas, nos três cenários descritos anteriormente.

Analisando as figuras que mostram a evolução de cada um dos elementos orbitais do planeta simulado e comparando os resultados obtidos nas três simulações, vemos que a maior discrepância entre os resultados está na excentricidade do planeta que varia muito mais que os outros elementos. Já as anomalias média e verdadeira variam muito pouco de um cenário para o outro e o semieixo maior do planeta praticamente não varia desde o começo da simulação em ambos os cenários, se mantendo muito próximo de sua posição

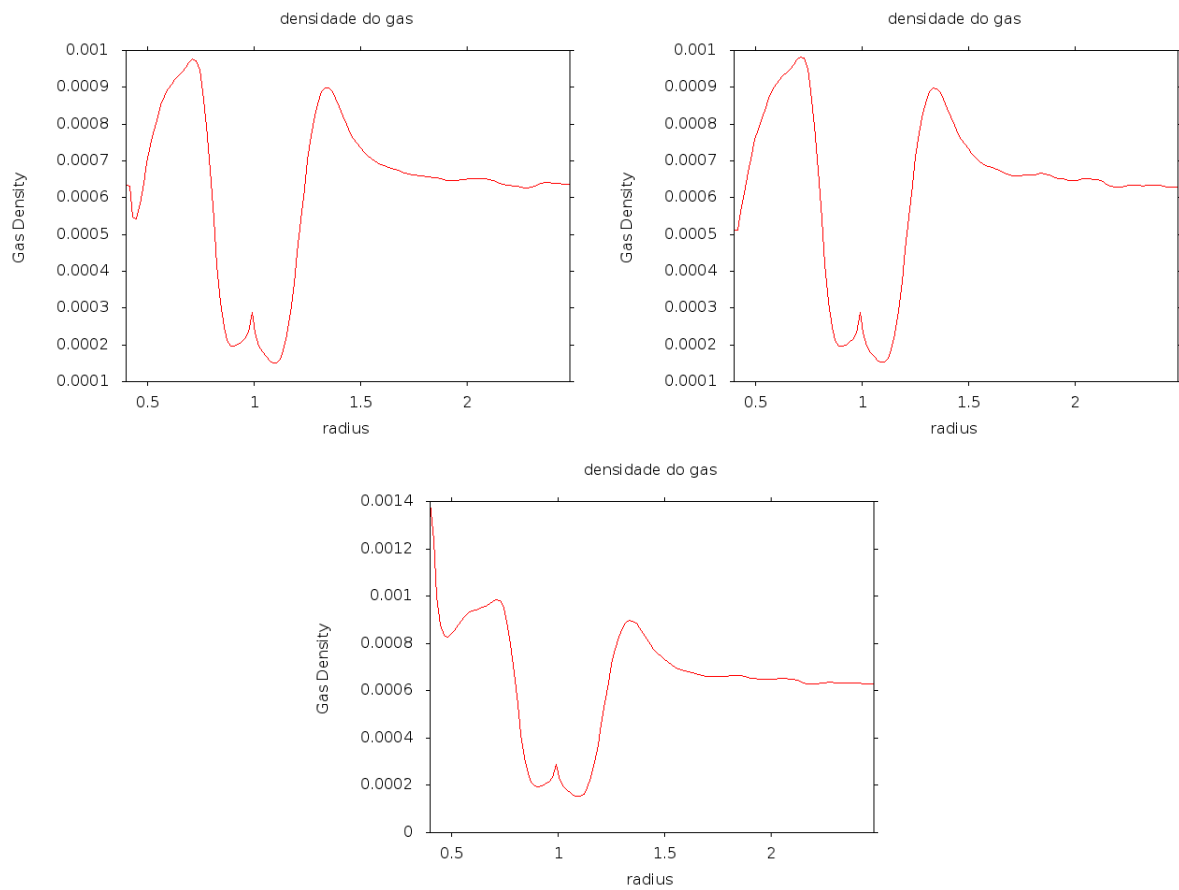


Figura 5.1: Curvas de densidade do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas, da esquerda para a direita.

inicial.

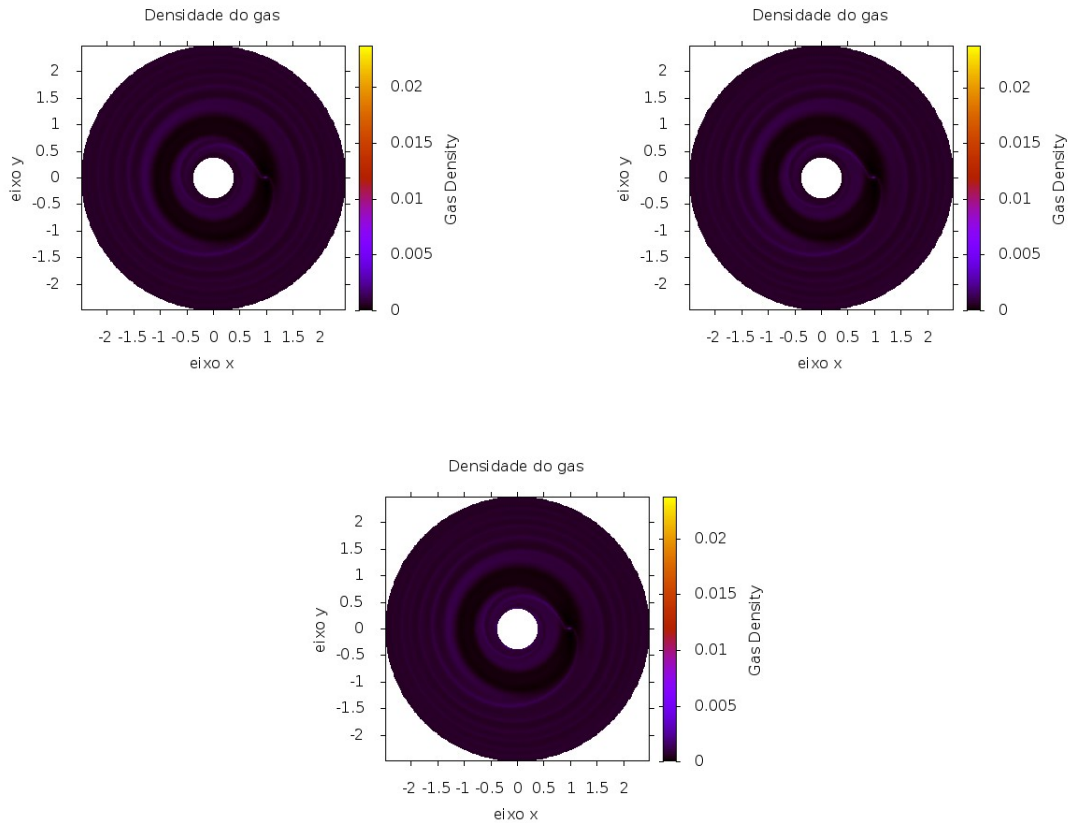


Figura 5.2: Distribuição de densidade do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas, da esquerda para a direita.

5.2 Prós e Contras de se utilizar o FARGO

Nesta seção faremos uma discussão sobre as vantagens e desvantagens de se utilizar o integrador numérico FARGO. Esta discussão justificará a nossa escolha pela utilização desse integrador para a análise numérica.

5.3 Prós

Nesta seção apresentaremos as vantagens de se utilizar o FARGO, fatores que nos levaram a escolhê-lo para este trabalho. Vale ressaltar que alguns dos prós abaixo descritos podem variar de um usuário para outro.

- **Acessibilidade:** O FARGO é um programa gratuito e pode ser adquirido diretamente do site dos desenvolvedores sem qualquer custo financeiro.

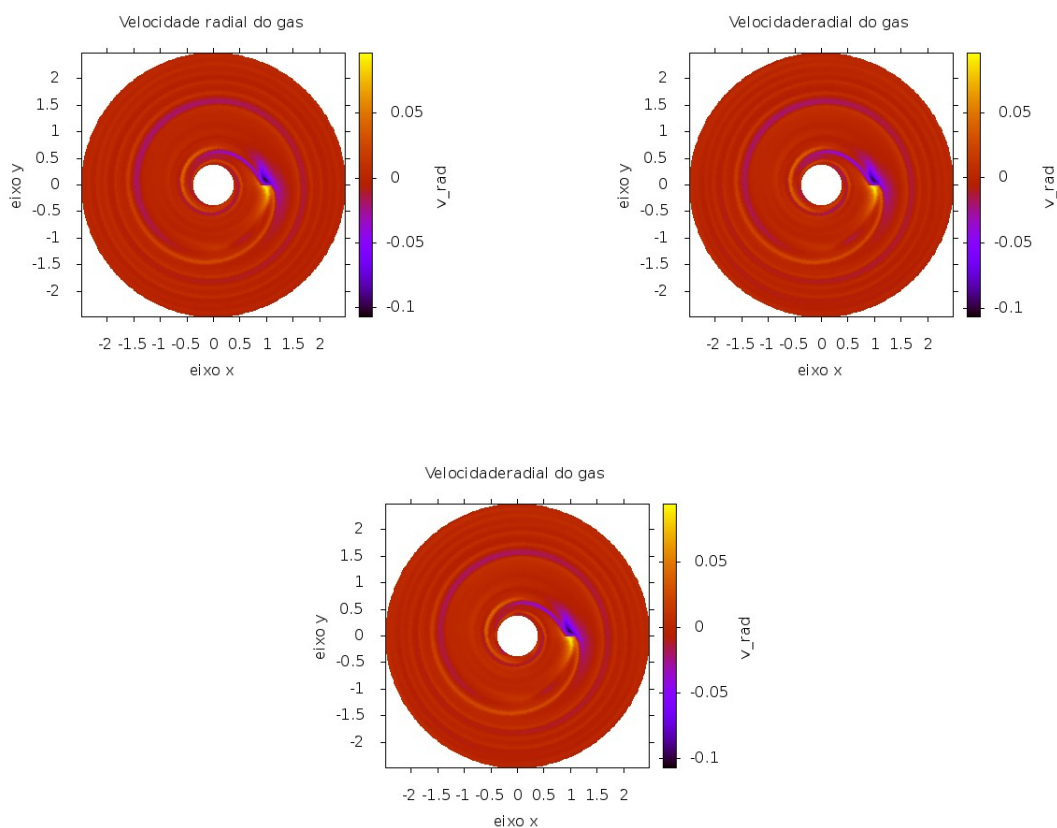


Figura 5.3: Velocidade radial do gás ao redor de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno não reflexivas, abertas e rígidas, da esquerda para a direita.

- **Material de Apoio:** O FARGO está muito bem documentado. No site onde se adquire o integrador é possível encontrar um detalhado material de apoio necessário para um iniciante utilizar o programa, além de exemplos de simulações e um guia que pode auxiliar o usuário a fazer algum tipo de modificação no código.
- **Linguagem de programação:** Este pró do FARGO é pessoal e o que pode ser uma vantagem para alguns usuários pode ser uma desvantagem para outros. Como já dito, o código do FARGO está escrito em C, o que no nosso caso é bom, pois é uma linguagem que nos é mais familiar.
- **Velocidade:** Como mostrado pelas simulações realizadas em Masset (2000), dentre os integradores numéricos que tratam de problemas hidrodinâmicos o FARGO é um dos que apresenta maior velocidade no processamento de dados.
- **Sistema MPI:** Apesar do sistema de paralelização de computadores MPI, que

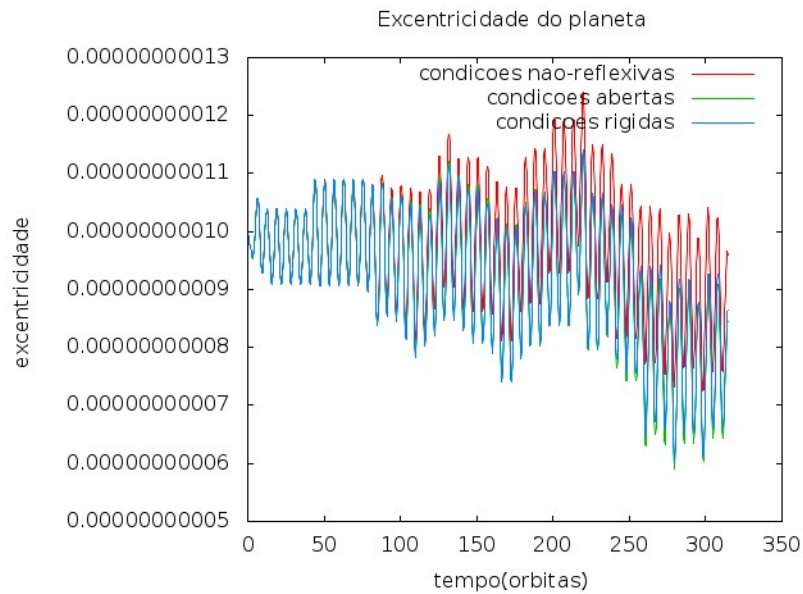


Figura 5.4: Excentricidade de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno diferentes.

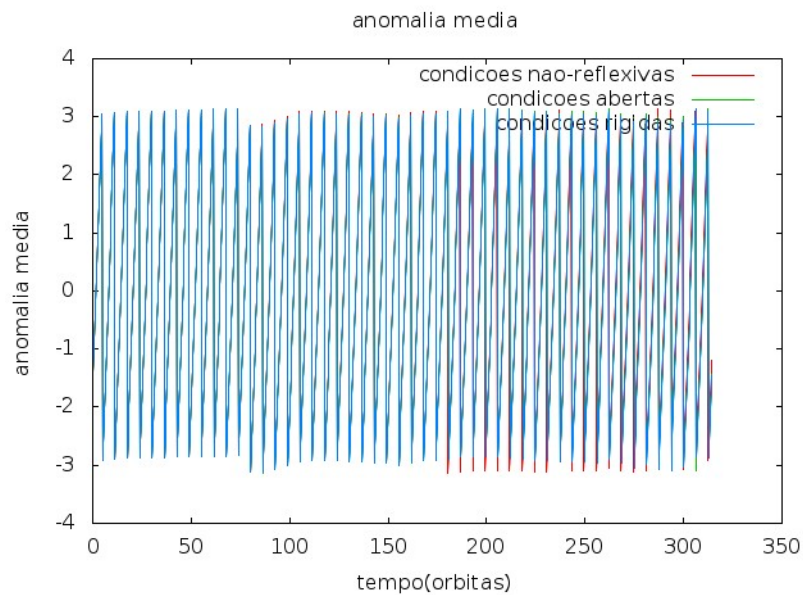


Figura 5.5: Anomalia média de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno diferentes.

já vem implementado no código padrão do FARGO, servir como alternativa para acelerar a velocidade de processamento de dados, nos testes realizados durante esse trabalho, o MPI se mostrou ineficiente. Esse resultado negativo pode ser fruto do tempo de integração não ser longo o suficiente para que a paralelização faça alguma

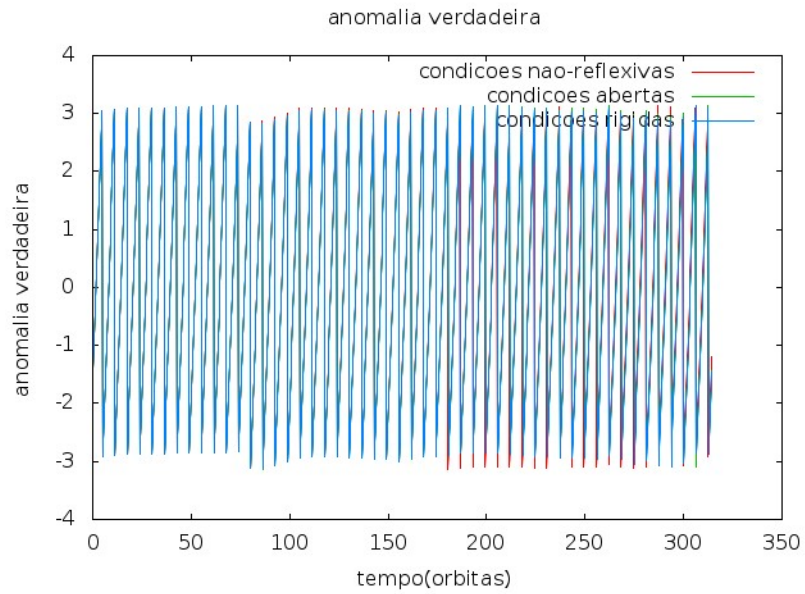


Figura 5.6: Anomalia verdadeira de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno diferentes.



Figura 5.7: Variação do semieixo maior de um planeta como Júpiter após 50 órbitas, com condições de contorno diferentes.

diferença positiva.

5.4 Contras

Nesta seção apresentaremos as desvantagens de se utilizar o FARGO. Assim como para os prós, os contras podem variar de usuário para usuário.

- **Velocidade:** Apesar de ser um dos mais rápidos integradores numéricos hidrodinâmicos, o FARGO ainda não é viável se o usuário não dispor de tempo para gastar em suas simulações.
- **Consumo de memória do computador:** O FARGO consome uma grande quantidade de espaço do computador para armazenar os dados obtidos durante a simulação, ou seja, o além de um computador potente, para utilizar o FARGO sem problemas, o usuário deve dispor de um disco com grande capacidade de armazenamento.
- **Modificações:** Esta desvantagem do FARGO tem a ver apenas com o nosso trabalho, ou seja, essa pode não ser uma desvantagem para outros usuários. Nós utilizamos o FARGO para simular partículas em uma determinada região e estudar seus campos de velocidades e posições. O FARGO não foi desenvolvido para esse fim, então, foi necessária uma série de modificações, desde a forma como se declara as partículas até a modo como os gráficos são gerados.

Outros famosos integradores numéricos hidrodinâmicos que poderiam ter sido utilizados neste trabalho são: ZEUS 3D em duas dimensões e o GADGET-2 (Springel, 2005), assim como o FARGO, necessitariam ser modificados para atender as expectativas do nosso trabalho. Porém, as simulações com esses dois integradores são bem mais lentas que com o FARGO, o que acarretaria em um atraso significativo em nosso estudo. No caso do ZEUS 3D, seu código fonte foi escrito em linguagem FORTRAN que não nos é familiar e tornaria uma possível modificação ainda mais complicada de se fazer.

5.5 Considerações

Este capítulo foi dedicado à explicar o porquê da escolha do FARGO para ser o integrador hidrodinâmico usado em nosso trabalho, bem como apresentar alguns de seus recursos. Apresentamos os prós e contras de se escolher o FARGO, enfatizando que ele possui suas limitações, mas mesmo assim dentre os integradores disponíveis é o que mais se adapta as nossas necessidades. Mostramos também algumas das principais análises que podem ser feitas utilizando o FARGO, como variação dos elementos orbitais, estudos sobre os perfis de densidade e velocidade de um gás simulado ao redor de um planeta, dentre outras funcionalidades que podem ser exploradas conforme o objetivo do trabalho.

Capítulo 6

Simulações

Neste capítulo descreveremos todos os parâmetros numéricos aplicados para se encontrar as regiões de baixas velocidades e simular partículas nessas regiões, tais como tempo de integração, valores dos parâmetros, condições iniciais, além das adaptações que foram realizadas durante a obtenção dos nossos resultados. Neste capítulo também validaremos a ideia da existência das regiões de baixa velocidade, bem como encontraremos uma aproximação para a sua localização.

6.1 Regiões de baixa velocidade próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante

A principal ideia deste trabalho pode ser vista no próprio título. Estamos buscando estudar as características das regiões de baixas velocidades próximas do lóbulo de Roche de um planeta gigante e, possivelmente, apresentá-las como possíveis locais para a aglomeração de planetesimais e conseqüentemente como bons locais para a formação dos satélites dos planetas gigantes. Mas ao ler o título deste trabalho algumas questões à respeito destas regiões surgem naturalmente, tais como: o que são essas regiões? Onde elas se encontram? Por que o interesse em estudá-las? Por que elas seriam bons locais para a formação dos satélites? Tentaremos neste tópico responder a todas essas questões e ainda introduzir as bases lógicas que nos farão chegar ao próximo tópico desta seção.

Em Lubow et al. (1999) os autores falam da acreção de material em planetas massivos e mostram um tratamento numérico voltado para a alta resolução na região do lóbulo de Roche do planeta estudado. Nossa ideia sobre as regiões com baixas velocidades localizadas próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante surgiram desse estudo. Já em Lubow & Martin (2012) os autores discutem a probabilidade de regiões consideradas mortas serem bons locais para a formação de satélites. Segundo os autores, se o fluxo de acreção possuir momento suficientemente baixo por unidade de massa, o satélite irá se formar e ocupará uma pequena região dentro da esfera de Hill do planeta. Este comentário nos passou

a ideia de que se o satélite ocupará uma região dentro da esfera de Hill do planeta ele provavelmente se formará próximo desse lugar. Essa interpretação reforçou nossa teoria sobre as regiões que buscamos localizarem-se próximas do lóbulo de Roche do planeta.

Em nossa concepção, as regiões de baixa velocidade seriam regiões onde o gás e as partículas se moveriam muito lentamente favorecendo o aumento na densidade do gás e as colisões acretivas, conseqüentemente favorecendo o surgimento de corpos cada vez maiores. Daí surgiu nossa ideia de que essas regiões poderiam ser bons locais para a formação de satélites dos planetas gigantes.

Para verificar a existência das regiões de baixa velocidade adotamos as condições iniciais descritas em Lubow et al. (1999). São elas: um disco protoplanetário bidimensional, considerando os torques de maré e viscoso, porém a auto-gravidade é negligenciada. Um disco protoplanetário típico tem uma espessura de raio pela razão $H/r \approx 0,05 - 0,1$. Ainda adotamos uma espessura de raio do disco de $H/r = 0,05$ e condições de contorno interna não reflexivas (Kley, 1999).

Fizemos também uma pequena adaptação na forma com que o FARGO exhibe seus gráficos. O FARGO, por padrão não exhibe qualquer informação sobre o campo de velocidades de uma determinada região. O integrador numérico traz um pequeno código para o software gráfico GNUPLOT e a adaptação foi feita nesse código. Os resultados podem ser vistos nas figuras (6.1) e (6.2).

Em nosso modelo nós adotamos as forças viscosas por unidade de área de Navier-Stokes para modelar as forças viscosas. A origem do sistema de coordenadas é colocado no centro da estrela e nós utilizamos coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , considerando que haja simetria na componente z . Assim as equações de movimento são dadas por Lubow et al. (1999):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma \mathbf{u}) = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial p_r}{\partial t} + \nabla (p_r \mathbf{u}) = \Sigma r \left(\frac{u_\theta}{r} + \Omega_p \right)^2 - \frac{\partial p}{\partial r} - \Sigma \frac{\partial \Phi}{\partial r} + f_r \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} + \nabla (j \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial \theta} - \Sigma \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + f_\theta \quad (6.3)$$

onde Σ é a densidade de superfície do disco, \mathbf{u} é a velocidade do fluxo que, em termos de suas componentes pode ser escrita como $\mathbf{u} = u_r \hat{r} + u_\theta \hat{\theta}$, $p_r = \Sigma u_r$ é a componente radial do momento por unidade de área, p é a pressão do gás integrada verticalmente, Ω_p é a velocidade angular do planeta, $j = \Sigma r (u_\theta + \Omega_p r)$ é o momento angular do gás por unidade de área, $\mathbf{f} = f_r \hat{r} + f_\theta \hat{\theta}$ é a força de viscosidade por unidade de área e Φ é o potencial gravitacional suavizado na vizinhança do planeta, que é dado por Lubow et al. (1999):

$$\Phi = -G \left[\frac{M_*}{r} + \frac{M_p}{(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|^2 + r_{sm}^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (6.4)$$

onde M_* é a massa da estrela, M_p é a massa do planeta, \mathbf{r}_p é a posição do planeta e r_{sm} é o comprimento suavizado do planeta, este parâmetro é utilizado para evitar possíveis pontos singulares.

Para o valor da viscosidade cinemática turbulenta temos que $\nu = \mu/\Sigma$, onde ν pode ser expressa em termos da prescrição α dada em Shakura & Sunyaev (1973) por,

$$\nu = \alpha c_s H \quad (6.5)$$

onde c_s é a velocidade do som, H é a espessura do disco protoestelar e o parâmetro α é adimensional.

Trabalhamos com um disco acretivo onde o planeta, que tem as características de Júpiter, está fixo em $r = 1$ e $\theta = 0$, correspondentemente a $x = 1$ e $y = 0$ em coordenadas cartesianas, em uma grade de 252 por 384, na qual foi dada um zoom na região em torno do lóbulo de Roche. O disco tem um raio interno de 0,4 e uma raio externo de 2,5. Foram simuladas 140720 órbitas de Júpiter.

A figura (6.1) mostra a densidade do gás simulado no disco e no destaque temos a região em torno do lóbulo de Roche. Nesta figura podemos ver a falha aberta na órbita do planeta.

Na região em destaque da figura (6.1) podemos ver claramente a baixa densidade em dois locais próximos ao planeta. Isto pode ser um indicio das regiões de baixa velocidade que procuramos.

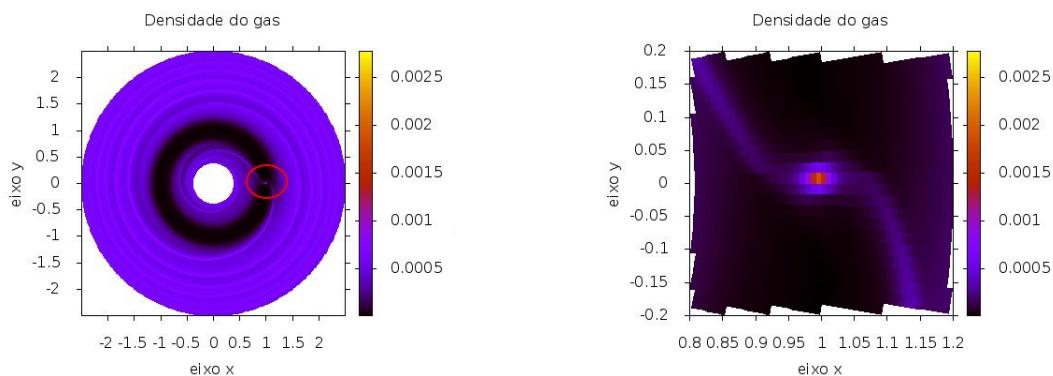


Figura 6.1: Densidade do gás na região ao redor do planeta. O planeta se encontra em $x = 1$ e $y = 0$, enquanto que a estrela está no centro do sistema.

Na figura (6.2) apresentamos o campo de velocidades em torno do planeta simulado, o que facilita nosso trabalho de estudar as velocidades próximas ao planeta. Vemos nessa figura que próximo ao planeta as velocidades convergem para o planeta criando um vórtice. Acreditamos que esse vórtice seja responsável pela acreção de planetesimais no

planeta. Identificamos também as regiões de escape de planetesimais que apresentam altas velocidades e apontam para fora do centro do planeta. Também podemos identificar duas regiões ligeiramente acima e abaixo do vórtice do planeta. Nessas regiões observamos que o campo de velocidade é bem fraco e essas regiões são, de fato, as regiões que vínhamos procurando e as quais denominamos regiões de baixas velocidades.

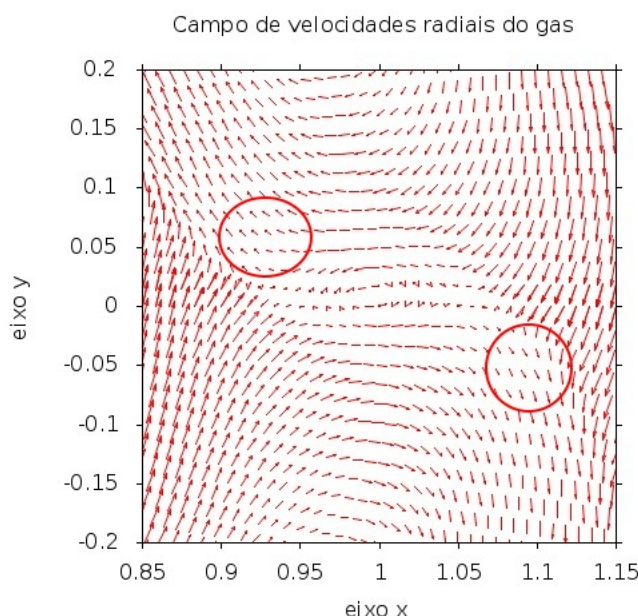


Figura 6.2: Campo de velocidades do gás em torno do planeta. O planeta se encontra em $x = 1$ e $y = 0$, enquanto que a estrela está no centro do sistema. Nos destaques as regiões com baixas velocidades

Assim, conseguimos encontrar as regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante gasoso, como apresentado nos círculos vermelhos da figura (6.2). Os resultados encontrados neste trabalho concordam com os resultados mostrados por Lubow et al. (1999) e Kley (1999), que já haviam investigado essas regiões anteriormente, porém sem dar qualquer foco as regiões aqui estudadas. Ainda, além de encontrar as regiões, também conseguimos resultados que nos dão uma estimativa da localização de tais locais, concordando com nossa ideia original de que elas se encontravam próximas ao lóbulo de Roche do planeta.

6.2 Condições Iniciais

Verificada a existência das regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante, podemos colocar partículas massivas nessas regiões e investigar suas trajetórias. Uma vez que elas permaneçam nas regiões de baixa velocidade teríamos uma forte evidência de que estas regiões são, de fato, favoráveis para a formação de satélites.

Do contrário, é necessário um estudo mais avançado do que está fazendo com que as partículas sejam ejetadas.

Para poder fazer uma simulação utilizando partículas em determinadas regiões esbarremos em mais algumas limitações do FARGO. Nossa primeira modificação foi quanto a forma com que as partículas são distribuídas em relação à sua posição uma vez que na configuração padrão do FARGO as partículas são posicionadas levando em consideração sua distância ao Sol. Nossa modificação foi fazer com que o FARGO aceitasse as coordenadas da partícula ao invés de sua distância ao Sol, facilitando a ação de distribuir as partículas em lugares específicos.

6.2.1 Utilizando o Radau 4

Para termos uma maior precisão ao encontrar as condições iniciais adequadas utilizamos o integrador de trajetória Radau 4. Nosso objetivo é encontrar uma determinada posição em que as partículas descrevam uma órbita próxima a órbita do planeta. Para as simulações consideraremos um planeta com as características de Júpiter.

Antes de utilizar o Radau 4 vamos calcular o raio de Hill de um planeta como Júpiter, isso porque estamos trabalhando com a ideia de que as regiões de baixa velocidade estão próximas do lóbulo de Roche do planeta, porém fora dessa região.

Para isso utilizaremos a estimativa para o raio de Hill de Júpiter dada em (3.12). Porém essa estimativa está em quilômetros, enquanto que em nosso sistema temos Júpiter posicionado em $x = 1$ e $y = 0$ e o Sol posicionado na origem do sistema, sendo assim é necessário redimensionar o valor de r_H dado em (3.12). Para isso vamos tomar a distância, em quilômetros, entre o Sol e Júpiter como sendo $d_{* \rightarrow p} = 778500000$ km e a mesma distância, na simulação, como sendo $\bar{d}_{* \rightarrow p} = 1$, com isso, podemos encontrar \bar{r}_H que será o nosso raio de Hill redimensionado. Com alguma manipulação algébrica é fácil mostrar que

$$\bar{r}_H = \frac{\bar{d}_{* \rightarrow p} \cdot r_h}{d_{* \rightarrow p}} \quad (6.6)$$

substituindo os valores numéricos em (6.6) temos,

$$\bar{r}_H = \frac{53163977,89}{778500000} \approx 0,068290273. \quad (6.7)$$

Com essa aproximação para \bar{r}_H já conseguimos ter alguma ideia de por onde começar a procurar nossas regiões com baixas velocidades. Somando e subtraindo o valor dado em (6.7) à posição do planeta obtemos as duas regiões a direita e a esquerda do planeta, respectivamente. Para encontrar um intervalo da região procurada, vamos utilizar o Radau 4.

Nos snapshots da figura (6.3), mostramos a trajetória de uma partícula teste (linha verde) orbitando Júpiter. Para realizar essa simulação utilizaremos uma quantidade Δx

que será acrescida à posição de Júpiter. Começaremos tomando Δx como sendo o valor encontrado em (6.7) obtendo assim uma estimativa para o seu raio de Hill. A partir dessa primeira posição nós diminuimos esse valor experimentalmente para verificar o comportamento da partícula teste quando ela se aproxima das proximidades do planeta. Ainda, tomamos a excentricidade da partícula teste como sendo $e = 0,001$, tal valor para a excentricidade foi adotado baseado na excentricidade dos satélites regulares de Júpiter. Nossa simulação se estendeu por pouco mais de uma órbita de Júpiter ou 12 anos. Apesar de parecer curto, esse período de tempo já é suficiente para estimar condições iniciais adequadas para o nosso problema.

Pode-se perceber pela figura (6.3) que para Δx entre $\Delta x = 0,037290273$ e $\Delta x = 0,035290273$, a órbita da partícula encontra uma posição a qual cruza a órbita de Júpiter passando a acompanhá-la internamente e depois para outra posição a partícula volta a orbitar Júpiter externamente. Isso quer dizer que dentro deste intervalo existe uma posição para as partículas cuja a órbita acompanha quase que perfeitamente a órbita de Júpiter. Assim sendo, podemos utilizar essa aproximação para definir um intervalo para colocar as partículas externamente a órbita de Júpiter.

Também fizemos um estudo com respeito a posição relativa da partícula em comparação com Júpiter. Para isso plotamos a diferença entre as posições da partícula teste e de Júpiter. Assim podemos perceber da figura (6.4) que há uma dispersão menor de pontos exatamente entre o intervalo onde tomamos $\Delta x = 0,037290273$ e $\Delta x = 0,035290273$, o que significa que as órbitas da partícula teste e de Júpiter estão mais próximas nesse intervalo. Não coincidentemente esse foi o intervalo escolhido na simulação anterior.

Agora, para simular uma trajetória interna à órbita de Júpiter vamos mudar nossas condições iniciais antes de aplicar ao Radau 4. Da mesma que forma que na simulação para a órbita externa, será simulada uma partícula teste que será posicionada da mesma forma que a partícula na simulação anterior, porém agora adotaremos o argumento do perigeu como sendo $\omega = 180^\circ$, enquanto que na simulação passada todos os elementos orbitais estavam com ângulos de zero grau. Com isso, podemos estudar uma trajetória interna favorável para escolher como condição inicial.

Nos snapshots da figura (6.5) mostramos a trajetória de uma partícula teste (linha verde) orbitando Júpiter internamente, diferentemente do caso anterior onde colocamos uma partícula para orbitar externamente Júpiter. Tomamos Δx , inicialmente, como sendo r_H para a posição inicial horizontal da partícula e, assim como foi feito anteriormente, vamos diminuindo esse valor periodicamente até encontrar um intervalo aceitável como condição inicial para a posição das partículas. É possível observar que a órbita da partícula teste passa a acompanhar melhor a órbita de Júpiter ao passo que vamos diminuindo Δx . Isso significa que a região onde as partículas serão colocadas inicialmente para a simulação com o FARGO será uma região mais interna. Podemos tomar o intervalo onde consideramos $\Delta x = 0,036290273$ e $\Delta x = 0,03482804$ como nosso intervalo para colocar

as partículas, apesar da órbita da partícula não acompanhar perfeitamente a órbita de Júpiter, diferentemente do caso anterior. Ainda assim essa pode ser considerada uma boa aproximação, visto que a órbita da partícula chega a acompanhar por cerca de metade da simulação a órbita de Júpiter.

Também foi feita uma análise da posição relativa da partícula em relação a Júpiter para esta segunda simulação. Novamente, a dispersão dos dados diminui conforme diminuimos Δx . Porém, assim como no caso da análise da proximidade da órbita de Júpiter, não conseguimos definir sem dúvidas um intervalo tão preciso para o posicionamento das partículas, porém os resultados obtidos concordam com o intervalo escolhido. Os snapshots da figura (6.6) mostram a trajetória relativa da partícula e é possível observar que apesar da pouca diferença entre os valores de Δx tomados. Pode-se identificar uma menor dispersão dos pontos para os valores de Δx utilizados para definir nosso intervalo.

6.3 Simulação do gás hidrodinâmico

Nesta seção apresentaremos as condições iniciais e os parâmetros iniciais utilizados para a simulação do gás ao redor de Júpiter.

Mas em cada caso utilizamos critérios e condições iniciais diferentes.

Para começar, vamos simular a formação de Júpiter até um pouco depois do planeta abrir uma falha desconsiderando os efeitos de migração. Consideramos um disco acretivo, com taxa de acreção $\delta m = 2,7 \times 10^{-5}$ kg (Lubow et al., 1999), fixamos a posição do planeta em $r = 1$ e $\theta = 0$, correspondentemente em $x = 1$ e $y = 0$ em coordenadas cartesianas. Foi utilizada uma grade com 300 por 900, o disco tem um raio interno de 0,4 e uma raio externo de 2,5 e uma espessura do raio do disco $H/r = 0,05$. Simulamos um período de 300 órbitas de Júpiter, apesar de que normalmente é necessária apenas uma simulação por 100 órbitas para que a falha se forme. Nessa etapa da simulação não há partículas, apenas o planeta. Optamos por essa abordagem embasados na teoria que diz que os satélites se formaram após a formação dos planetas.

As partículas foram integradas a partir das 300 órbitas até 600 órbitas. Esse período já é suficiente para se fazer uma análise das posições das partículas e obter algumas conclusões. As condições iniciais para o gás continuam sendo as mesmas e as condições iniciais para as posições das partículas são as condições encontradas na seção (6.2). Simulamos 10 partículas distribuídas de forma a ficarem cinco em cada um dos dois intervalos, sendo cada partícula com massa $M_s \approx 10^{20}$ kg. Fazendo isso conseguimos reproduzir boa parte da massa total dos satélites de Júpiter (ver seção (4.2.3)). No FARGO não é possível declarar certa partícula como satélite, então nossa solução para isso foi declarar nossas partículas como planetas pouco massivos orbitando um outro corpo que não o Sol, nesse caso, o planeta com as características de Júpiter. O FARGO também não trabalha com colisões, por isso também utilizamos partículas tão massivas. Com isso nossa análise será

feita em cima das posições iniciais e finais das partículas, tidas como os possíveis satélites. Se elas se deslocarem até as regiões de baixas velocidades e permanecerem nessas regiões por um longo período, consideraremos essas regiões como bons sítios para a formação de satélites; já se as partículas forem ejetadas para longe do planeta outras análises devem ser feitas e em último caso deve-se estudar com mais atenção a estabilidade dessas regiões, verificando se elas não sofrem algum tipo de influência de Júpiter ou ainda de algum corpo externo.

Por fim, fizemos uma simulação apenas do gás sobre as condições descritas acima. Porém, dessa vez fizemos o planeta sentir os efeitos do disco e, conseqüentemente, estar apto a migrar. Para esse estudo utilizamos uma grade de 1200 por 3600, a melhor dentre as resoluções utilizadas neste trabalho. Nosso interesse era acompanhar o comportamento de Júpiter quando exposto aos efeitos do disco. Essa integração foi feita durante 300 órbitas.

6.4 Considerações

Neste capítulo nos preocupamos em expressar de maneira mais clara possível os procedimentos que serão aplicados durante o todo o procedimento numérico. Começamos mostrando nossa simulação que confirma a existência das regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche de um planeta gigante. Após isso calculamos uma aproximação para o raio de Hill de Júpiter redimensionalizado para os padrões do FARGO. A partir disso, utilizamos o integrador Radau 4 para gerar condições iniciais adequadas para o problema. Por fim, fizemos uma explicação sobre como as simulações com o gás e as partículas será conduzida, explicamos os parâmetros que serão utilizados e como serão tratados os dados obtidos.

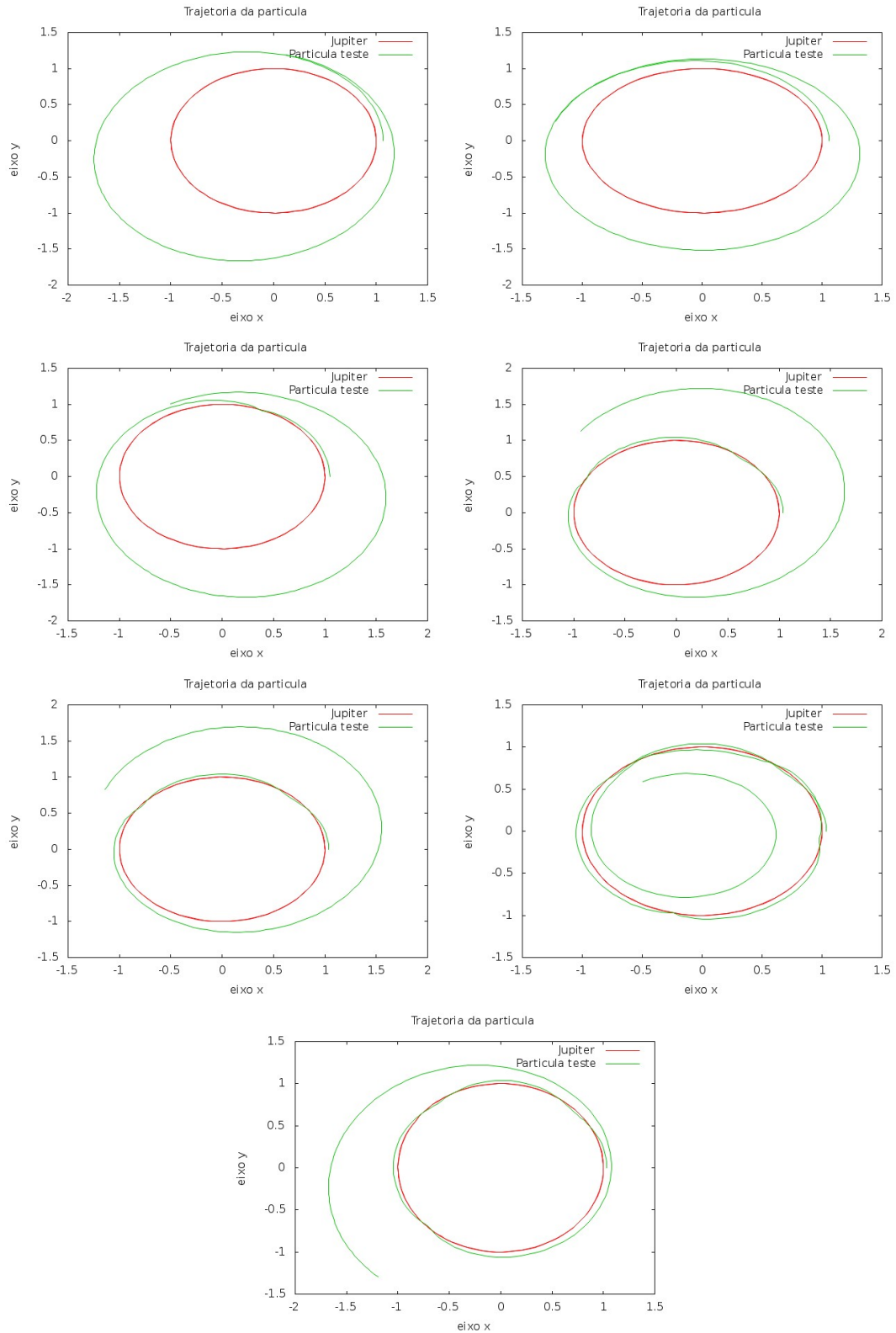


Figura 6.3: Snapshots mostrando as trajetórias de uma partícula teste (linha verde) e de Júpiter (linha vermelha). Foram tomados os valores de $\Delta x = 0,068290273$, $\Delta x = 0,058290273$, $\Delta x = 0,048290273$, $\Delta x = 0,038290273$, $\Delta x = 0,037290273$, $\Delta x = 0,036290273$ e $\Delta x = 0,035290273$, respectivamente.

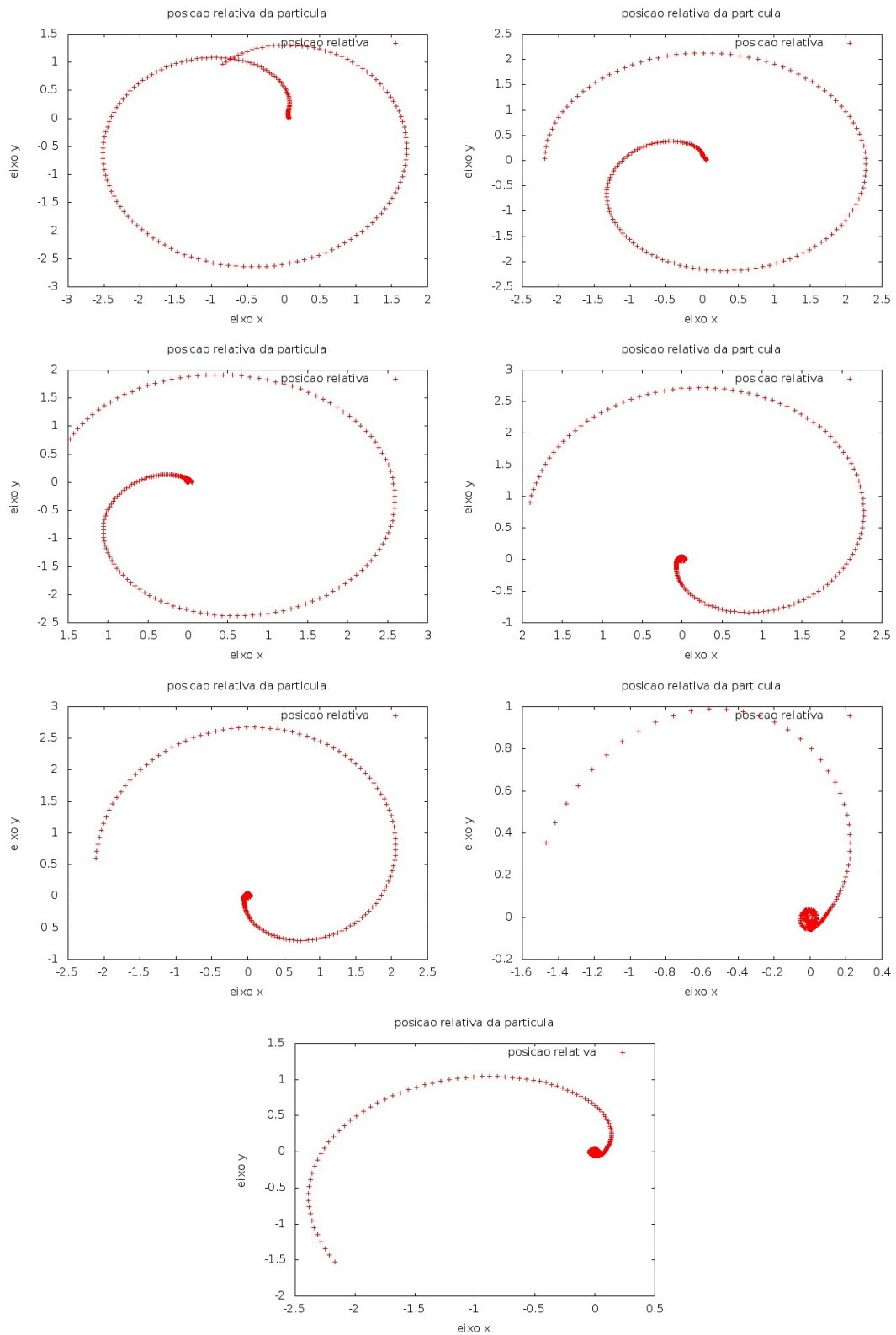


Figura 6.4: Snapshots mostrando as trajetórias relativas de uma partícula teste em relação à Júpiter (cruzes vermelha). Foram tomados os valores de $\Delta x = 0,068290273$, $\Delta x = 0,058290273$, $\Delta x = 0,048290273$, $\Delta x = 0,038290273$, $\Delta x = 0,037290273$, $\Delta x = 0,036290273$ e $\Delta x = 0,035290273$, respectivamente.

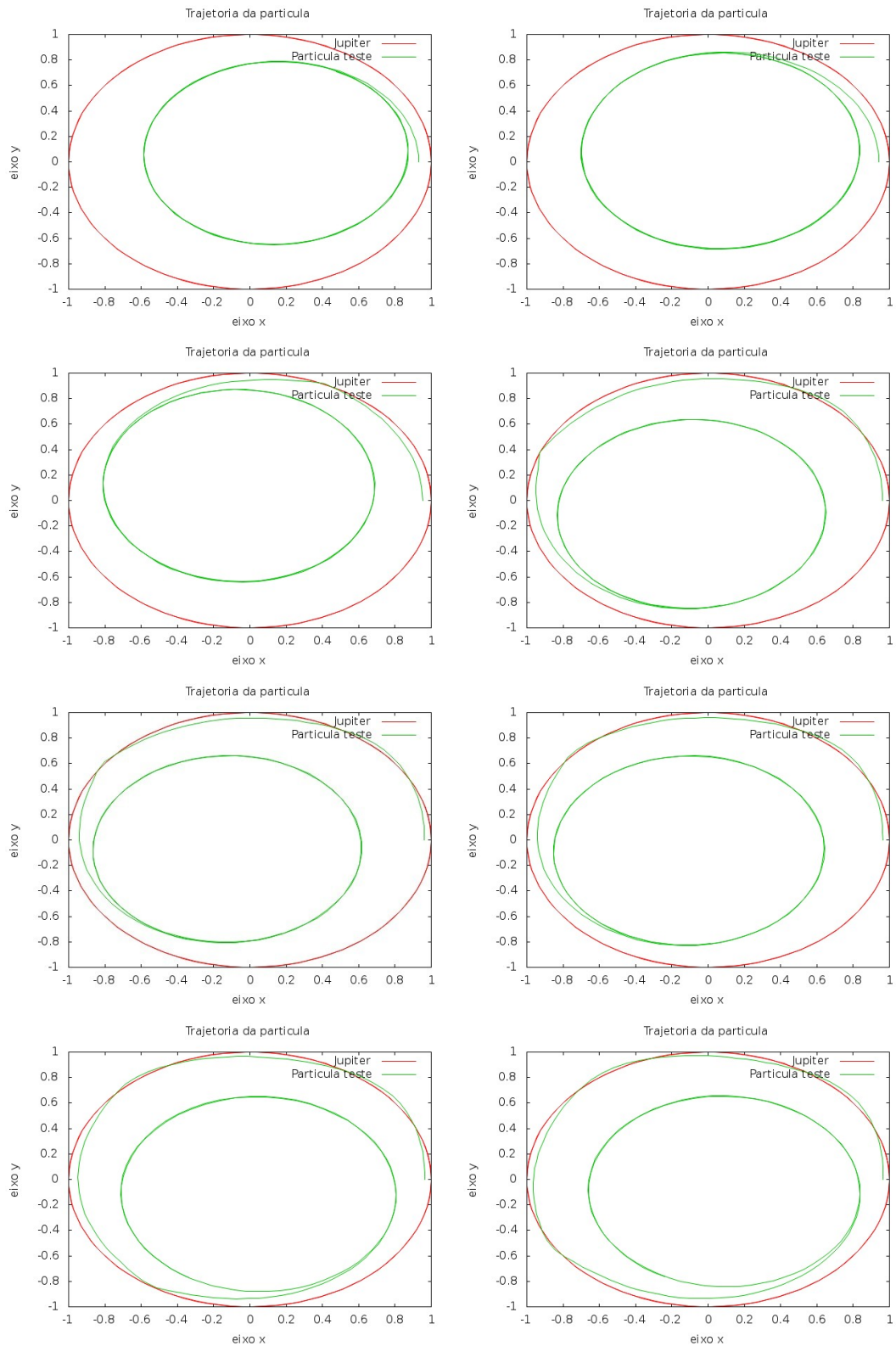


Figura 6.5: Snapshots mostrando as trajetórias de uma partícula teste (linha verde) e de Júpiter (linha vermelha). Foram tomados os valores de $\Delta x = 0,068290273$, $\Delta x = 0,058290273$, $\Delta x = 0,048290273$, $\Delta x = 0,038290273$, $\Delta x = 0,037290273$, $\Delta x = 0,036290273$, $\Delta x = 0,035290273$ e $\Delta x = 0,03482804$ respectivamente.

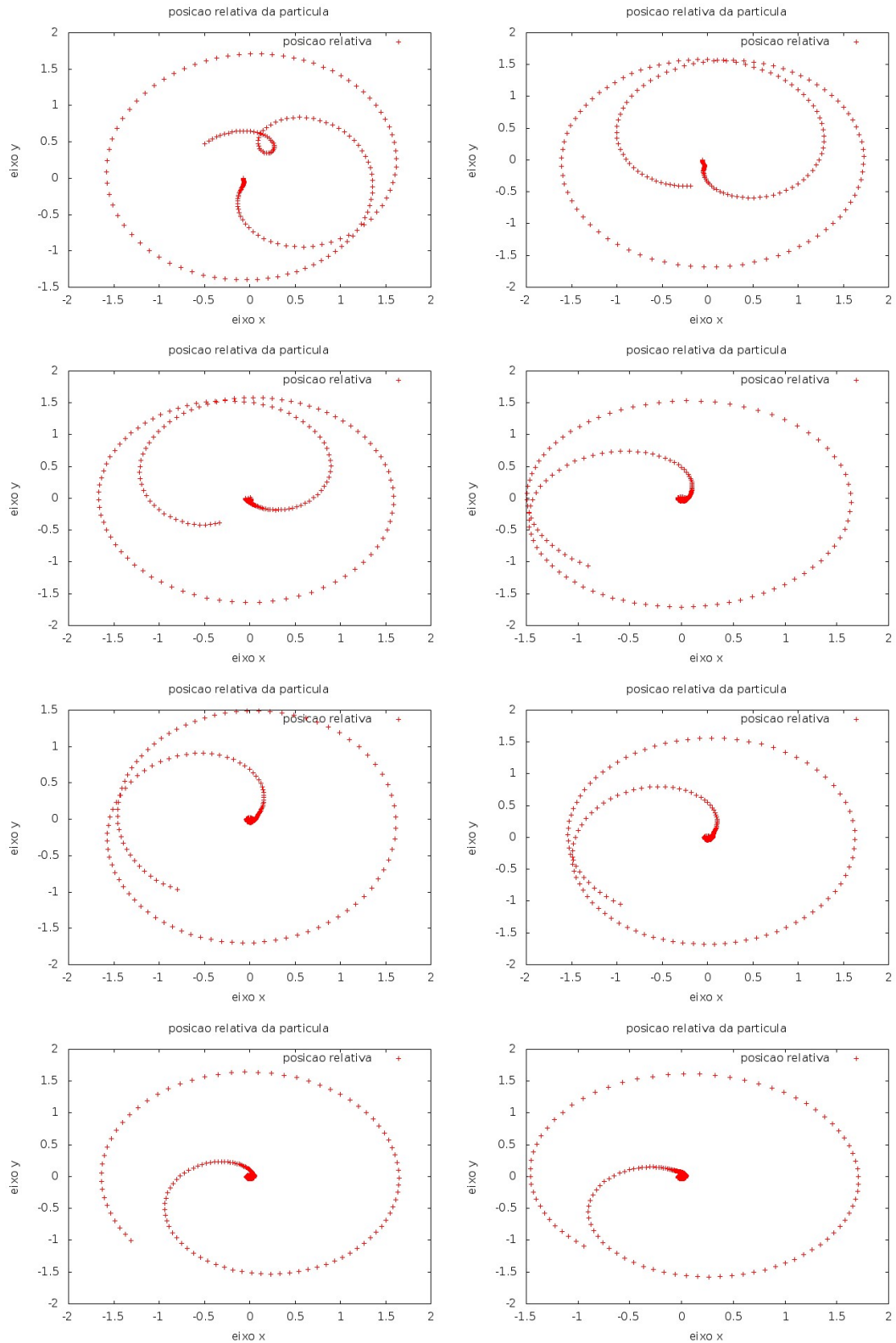


Figura 6.6: Snapshots mostrando as trajetórias relativas de uma partícula teste em relação à Júpiter (cruzes vermelha). Foram tomados os valores de $\Delta x = 0,068290273$, $\Delta x = 0,058290273$, $\Delta x = 0,048290273$, $\Delta x = 0,038290273$, $\Delta x = 0,037290273$, $\Delta x = 0,036290273$, $\Delta x = 0,035290273$ e $\Delta x = 0,03482804$ respectivamente.

Capítulo 7

Resultados das simulações com partículas nas regiões próximas ao lóbulo de Roche de Júpiter

Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos a partir das simulações discutidas nos capítulos anteriores.

7.1 Simulação das partículas com o gás

Nos snapshots da figura (7.2) acompanhamos a evolução do perfil de densidade do gás simulado próximo ao planeta após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas. É possível observar que a densidade do gás vai diminuindo ao longo do tempo. Isso ocorre porque parte do gás ainda é acretado pelo planeta e outra parte vai se dissipando pelo disco. A falha que o planeta abre já está bem desenhada após 50 órbitas, mas ainda pode-se perceber rastros de gás nessa região, o que não acontece quando avançamos com o tempo. Os "braços" por onde o planeta continua acretando gás são bem visíveis em todos os snapshots e percebe-se que a densidade de gás desses "braços" também diminui, visto que o gás vai se dissipando. A essa altura, já estamos aptos à acrescentar as partículas.

Como nessa simulação o planeta não está exposto aos efeitos do disco, ele não migraria, porém outras interações fazem com que o planeta se desloque um pouco. A figura (7.1) mostra o deslocamento da coordenada eixo x do planeta em relação à sua posição inicial, que é mínimo, e encontra-se, após 300 órbitas, na casa de 10^{-7} unidades de semieixo de Júpiter. Na seção (7.2) faremos um estudo mais aprofundado sobre a questão de migração expondo o planeta aos efeitos do disco.

Nos snapshots da figura (7.3) mostramos a evolução do perfil de velocidade radial do gás após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas. Analisando as imagens podemos observar que a velocidade radial diminui, apesar dessa queda na velocidade ser muito suave. Podemos

destacar a faixa que passa pelo planeta com velocidade próxima de zero, o que corrobora nossa ideia sobre regiões de baixa velocidade. Vale ressaltar que nas figuras mostramos algumas regiões com "velocidade negativas", o que em nossa simulação equivale a uma região na qual o gás se move no sentido oposto ao movimento do planeta.

Uma análise da velocidade azimutal do gás é mostrada nos snapshots da figura (7.4). É possível observar que a velocidade azimutal praticamente não varia durante a simulação. Assim como no caso das figuras mostrando a velocidade radial, observamos velocidades negativas em certas regiões em nossa simulação. A interpretação dessa velocidade negativa é a mesma do caso anterior. Assim como foi identificado nos snapshots da figura (7.3), podemos observar regiões de baixa velocidade em torno do planeta.

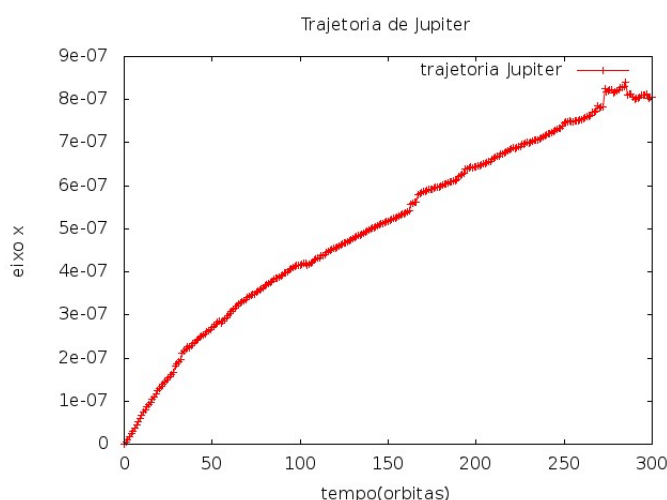


Figura 7.1: Deslocamento do eixo x de Júpiter após 300 órbitas.

Com a inclusão das partículas analisamos suas respectivas posições com a intenção de observar se as partículas permaneceriam confinadas nessas regiões, o que, por sua vez, seria um indício de que tais regiões poderiam ser bons locais para a formação de corpos maiores, como por exemplo, satélites naturais.

Foram simuladas dez partículas separadas igualmente em cada uma das duas regiões encontradas no capítulo anterior. Todas as partículas possuem a mesma massa, cerca de $M_s = 10^{20}$ kg. Como pode-se observar das tabelas (4.2) e (4.1), as partículas possuem tamanho maior que os satélites internos de Júpiter, porém são menores que os satélites galileanos. A escolha do número de partículas e sua massa foram baseados no desempenho computacional: se simulássemos muitas partículas com uma massa menor o tempo computacional seria muito maior. Nos snapshots das figuras (7.5) e (7.6) mostramos as trajetórias tomadas pelas partículas em cada um das regiões onde foram colocadas.

As partículas foram colocadas próximas umas das outras, cerca de 10^{-8} unidades do

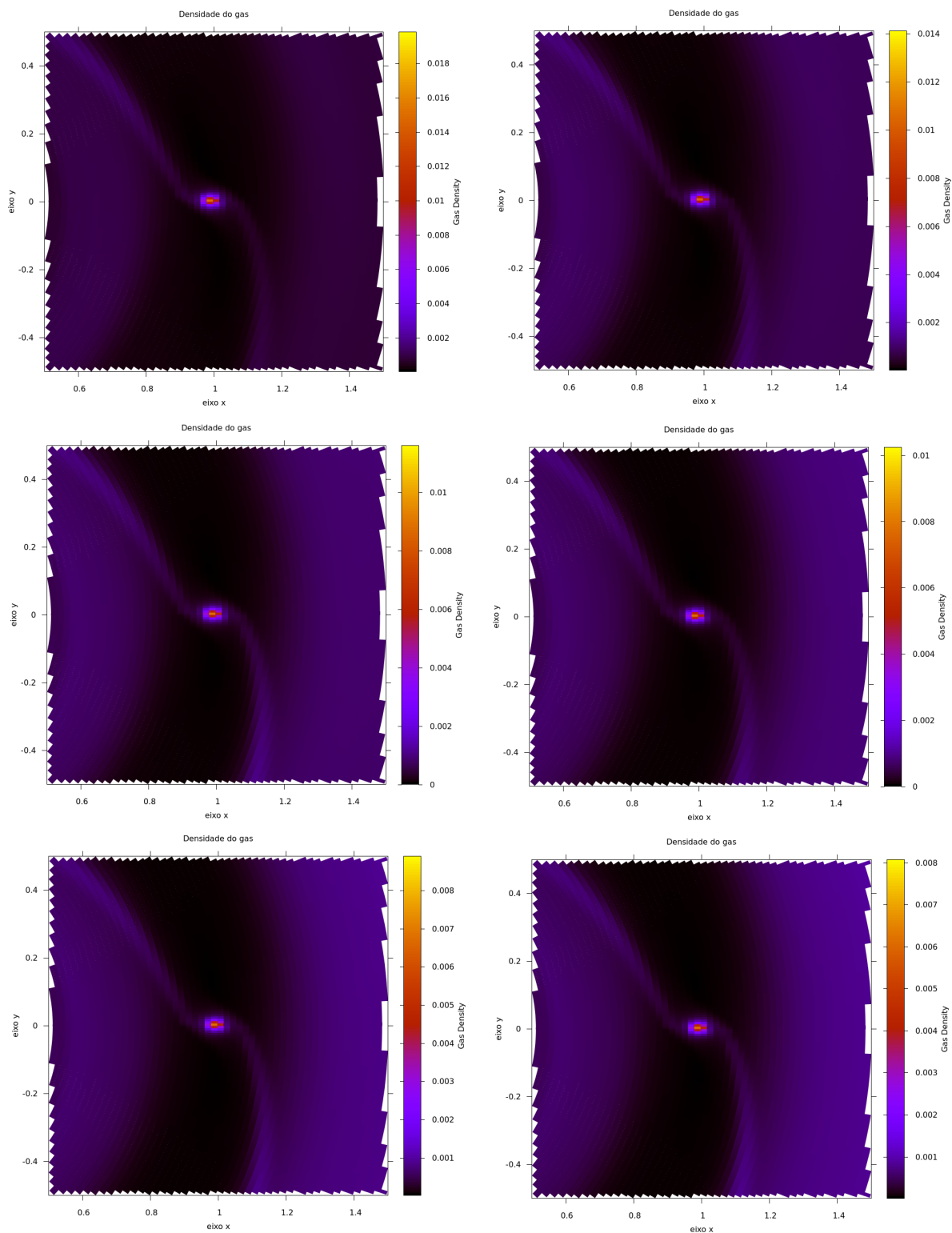


Figura 7.2: Perfil de densidade do gás próximo de Júpiter após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas, respectivamente.

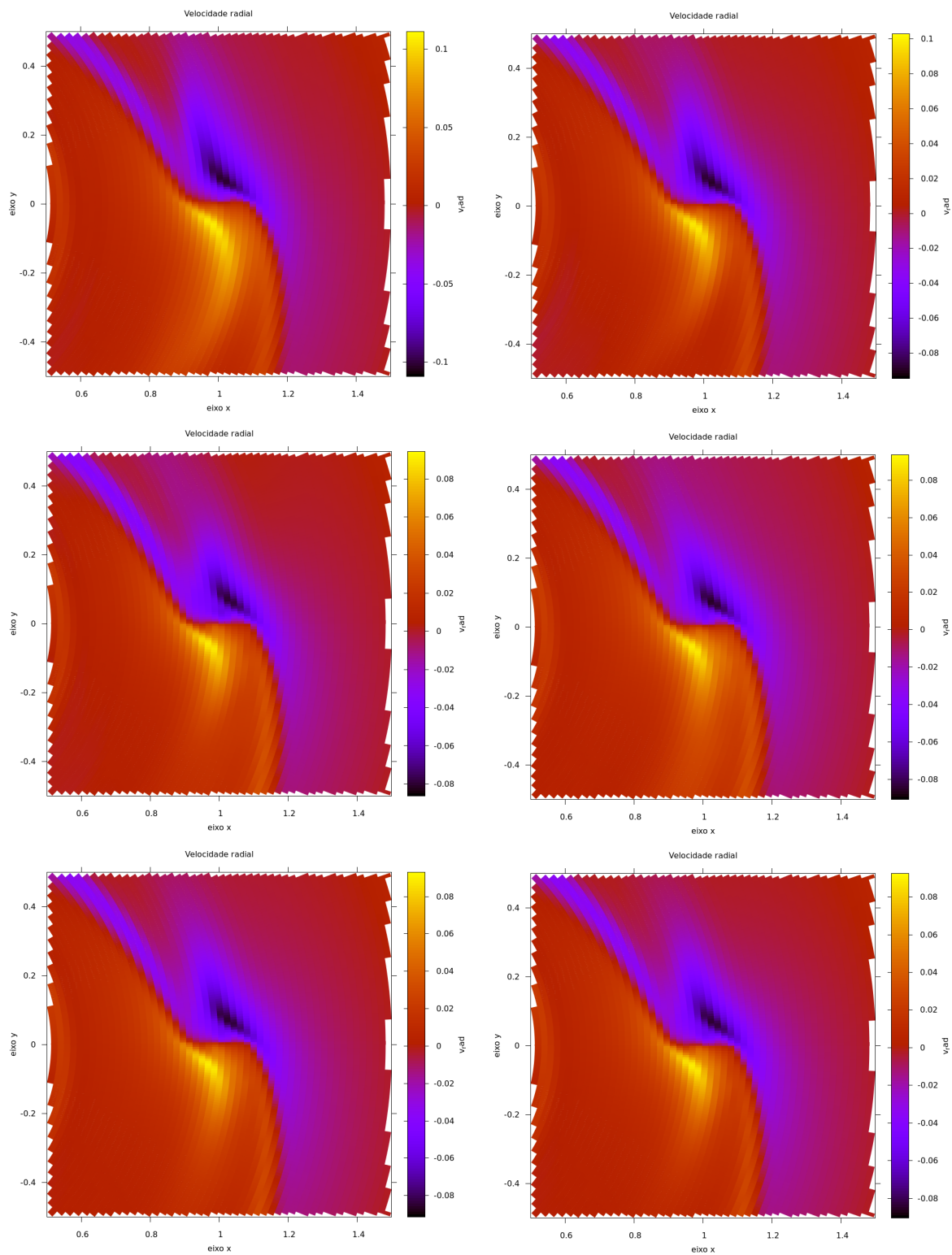


Figura 7.3: Velocidade radial do gás próximo de Júpiter após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas, respectivamente.

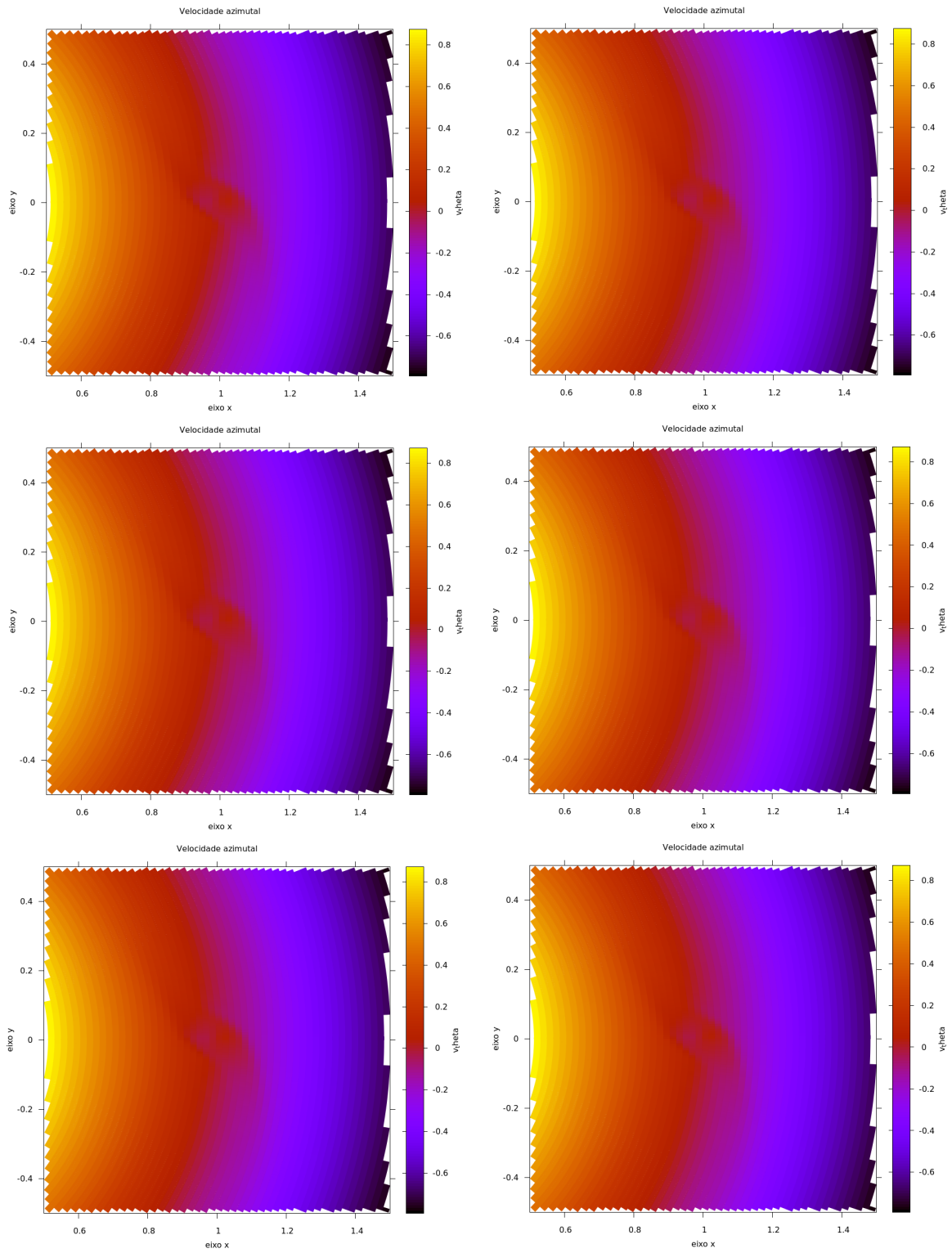


Figura 7.4: Velocidade azimuthal do gás próximo de Júpiter após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas, respectivamente.

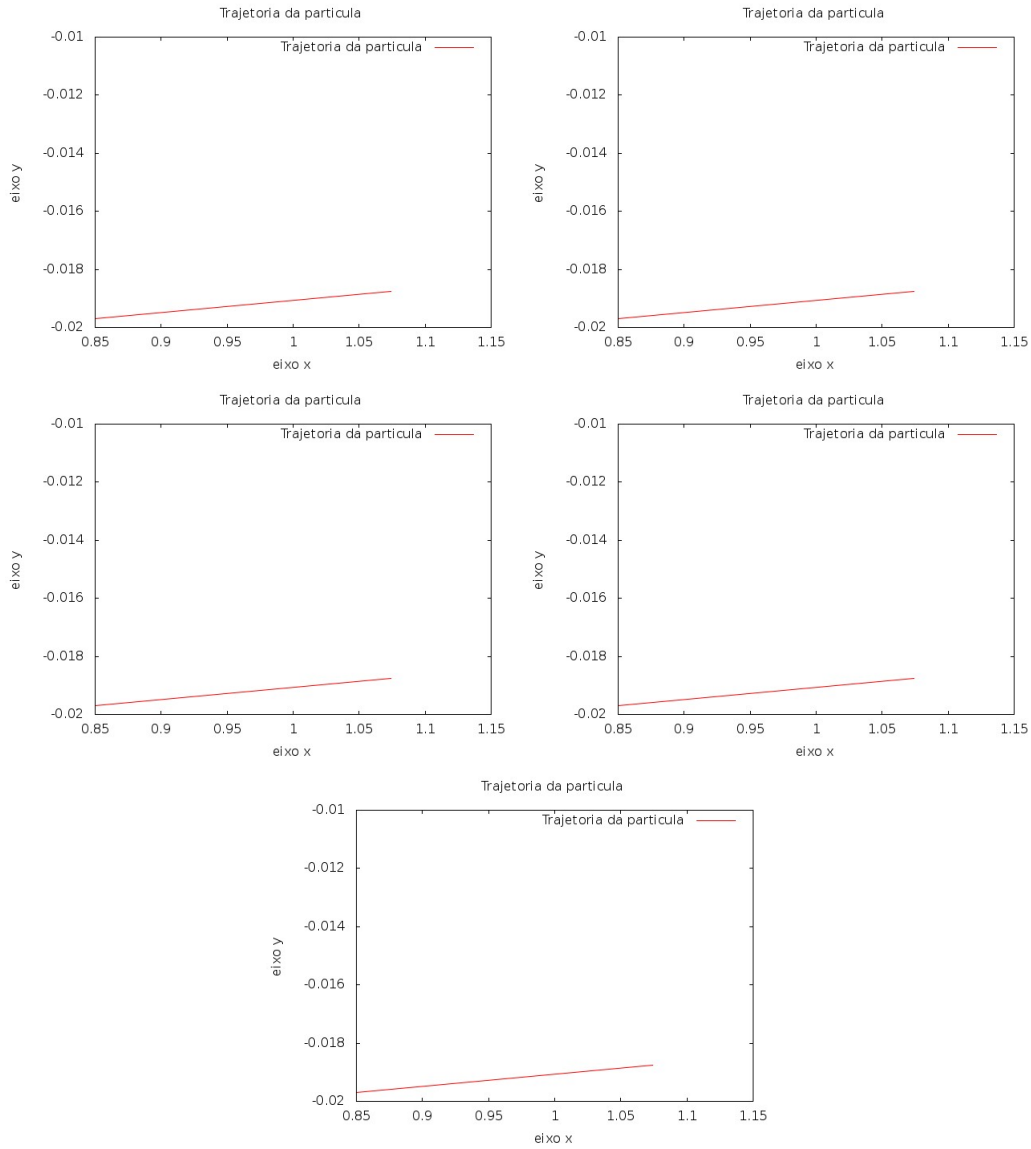


Figura 7.5: Trajetória das partículas simuladas na região à direita do planeta, imagens após duas órbitas.

FARGO². Em ambos os casos, por esse motivo as trajetórias das partículas são bem parecidas. Ainda, em ambos os casos, todas as partículas foram ejetadas das regiões (os snapshots das figuras (7.5) e (7.6) mostram o resultado após apenas duas órbitas, porém o resultado por todo o restante do período de tempo é semelhante), ou seja, em uma primeira análise podemos dizer que tais regiões não são bons lugares para o acúmulo de partículas.

Contudo, devido ao tamanho das partículas e o tamanho do passo de integração utilizado, cerca de meia órbita de Júpiter, o resultado ainda não é plenamente confiável, sendo

²Lembrando que uma unidade do FARGO equivale a mais de 5,2 U. A.

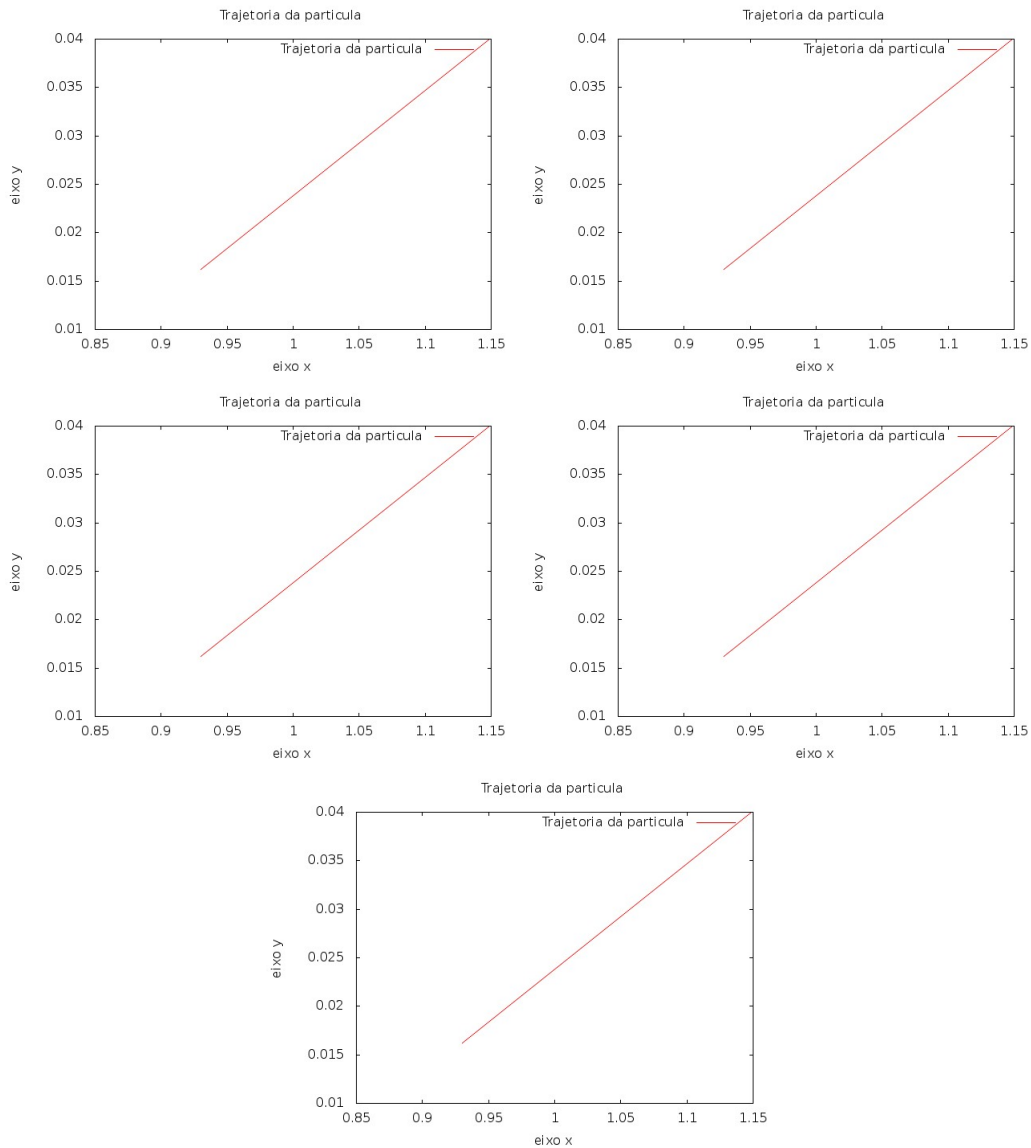


Figura 7.6: Trajetória das partículas simuladas na região à esquerda do planeta, imagens após duas órbitas.

assim, é requerido um estudo mais aprofundado dessa situação.

7.2 Migração de Júpiter

Também realizamos uma simulação com uma resolução muito superior a usada nas simulações anteriores, considerando os efeitos de migração sobre Júpiter, a fim de estudar o comportamento do gás durante as fases de migração do planeta.

Os efeitos de migração são considerados a partir do momento em que se faz o planeta simulado sentir os efeitos do disco em que ele se encontra.

Os snapshots da figura (7.7) mostram o perfil de densidade de superfície na simulação após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas do planeta. Nesses snapshots é possível observar a migração de Júpiter com sua falha aberta e esse tipo de migração é conhecida como migração do tipo II (Klahr & Brandner, 2006).

7.2.1 Migração do Tipo II

Para um planeta com massa igual ou superior à $1M_J$ interagindo gravitacionalmente com um disco, o tratamento dado é diferente do tratamento dado quando se tem um planeta menos massivo. Isto porque, no caso de um planeta com massa inferior à $1M_J$ a interação entre o planeta e o disco é fraca o suficiente para que o planeta seja levado sem perturbações (Armitage, 2010). Esse tipo de migração é conhecida como migração tipo I. Como em nosso trabalho o planeta em questão tem massa igual a $1M_J$, assim a migração do tipo I pode ser descartada, então faremos uma breve explanação sobre as principais características do tipo II de migração.

Para um planeta com massa em torno de $1M_J$, eventualmente antes de sua migração começar, o torque exercido sobre o disco aumenta e essa interação com o disco faz com que a densidade em sua órbita diminua e possivelmente uma falha se forme.

O tempo para a abertura da falha pode ser dado por Armitage (2010):

$$t_{abrir} = \frac{2\pi ah^2 \Sigma \frac{dl}{dr} \Big|_{r=a}}{|dJ/dt|} \quad (7.1)$$

onde $l = \sqrt{GM_* a}$ é o momento angular do gás em um disco kepleriano e J é o momento angular total. De Armitage (2010) temos que o módulo da derivada do momento angular total J em relação ao tempo é dado por:

$$\left| \frac{dJ}{dt} \right| = \frac{8G^2 M_p^2 a \Sigma}{27\Omega_p^2 h^3}. \quad (7.2)$$

Substituindo (7.2) em (7.1) e calculando a derivada de l em relação a r e aplicando em a temos,

$$t_{abrir} = \frac{27\pi ah^5 \Sigma GM_* (GM_* a)^{-1/2} \Omega_p^2}{8G^2 M_p^2 a \Sigma} \quad (7.3)$$

Podemos escrever (7.3) como:

$$t_{abrir} = \frac{27\pi h^5 M_*^{1/2} (Ga)^{-1/2} \Omega_p^2}{8GM_p^2} \quad (7.4)$$

mas de $\Omega = \sqrt{GM_*/r^3}$, assim, temos

$$t_{abrir} = \frac{27\pi h^5 M_*^{3/2}}{8M_p^2 r^3 \sqrt{Ga}}. \quad (7.5)$$

Assim, podemos observar que o tempo para a abertura de uma falha pelo planeta depende da massa da estrela (M_*), da metade da largura da própria falha (h) e, evidentemente, de alguns parâmetros do planeta: massa (M_p), raio (r) e semieixo maior (a). Por depender dos parâmetros de cada planeta, o tempo de abertura de uma falha varia de um planeta para o outro. Empiricamente, através de nossas simulações conseguimos estimar que o tempo para um planeta com as características de Júpiter abrir uma falha gira em torno de 100 à 200 órbitas, conclusão que pode ser tirada analisando os snapshots da figura (7.7).

Pode-se também calcular o tempo de migração do planeta, utilizando a expressão dada em Nelson (2000) por:

$$t_{migra} = \frac{2}{3\nu} \left(\frac{M_p^4 r^2}{10\pi^4 \Sigma^4} \right)^{1/5} \quad (7.6)$$

onde ν é a viscosidade cinemática do disco. Com essa expressão é possível estudar por quanto tempo a migração do planeta irá perdurar.

7.2.2 Evolução dos elementos orbitais durante a migração

Nesta seção estudaremos a evolução dos elementos orbitais do planeta durante sua migração. Essa análise nos dará uma maior ideia do que se passa com o planeta neste período, em especial quando apresenta uma migração do tipo II, visto que a abertura da falha modifica substancialmente o seu comportamento.

Começaremos nossa análise pela variação do semieixo maior do planeta. Como esperado, devido à migração do planeta seu semieixo maior varia drasticamente. Do começo da simulação até cerca de 50 órbitas o semieixo maior cresce, porém após isso o que se observa é um decaimento intenso de seu valor. Isso se deve ao fato de que a migração do planeta acontece no sentido interno do sistema, ou seja, em direção a estrela. Também podemos verificar uma certo decaimento oscilatório do semieixo que surge entre, aproximadamente, 100 e 200 órbitas. Possivelmente essa alteração no comportamento se deva à abertura da falha pelo planeta, que foi estimada, na seção anterior, para acontecer exatamente nesse intervalo.

Na figura (7.8) apresentamos a evolução do semieixo maior do planeta descrito anteriormente.

Dentre os elementos orbitais do planeta, os mais interessantes em se analisar, em relação à migração são o semieixo maior e a excentricidade. Isso porque, no caso das anomalias médias (figura (7.10)) e verdadeira (figura (7.11)) a variação quanto ao caso onde não há migração é pequena.

A excentricidade do planeta varia entre valores altos, uma possível explicação para essa oscilação entre valores tão altos pode ser o fato de que nessa simulação o planeta está interagindo com o disco e está interação que é a principal responsável pela migração do

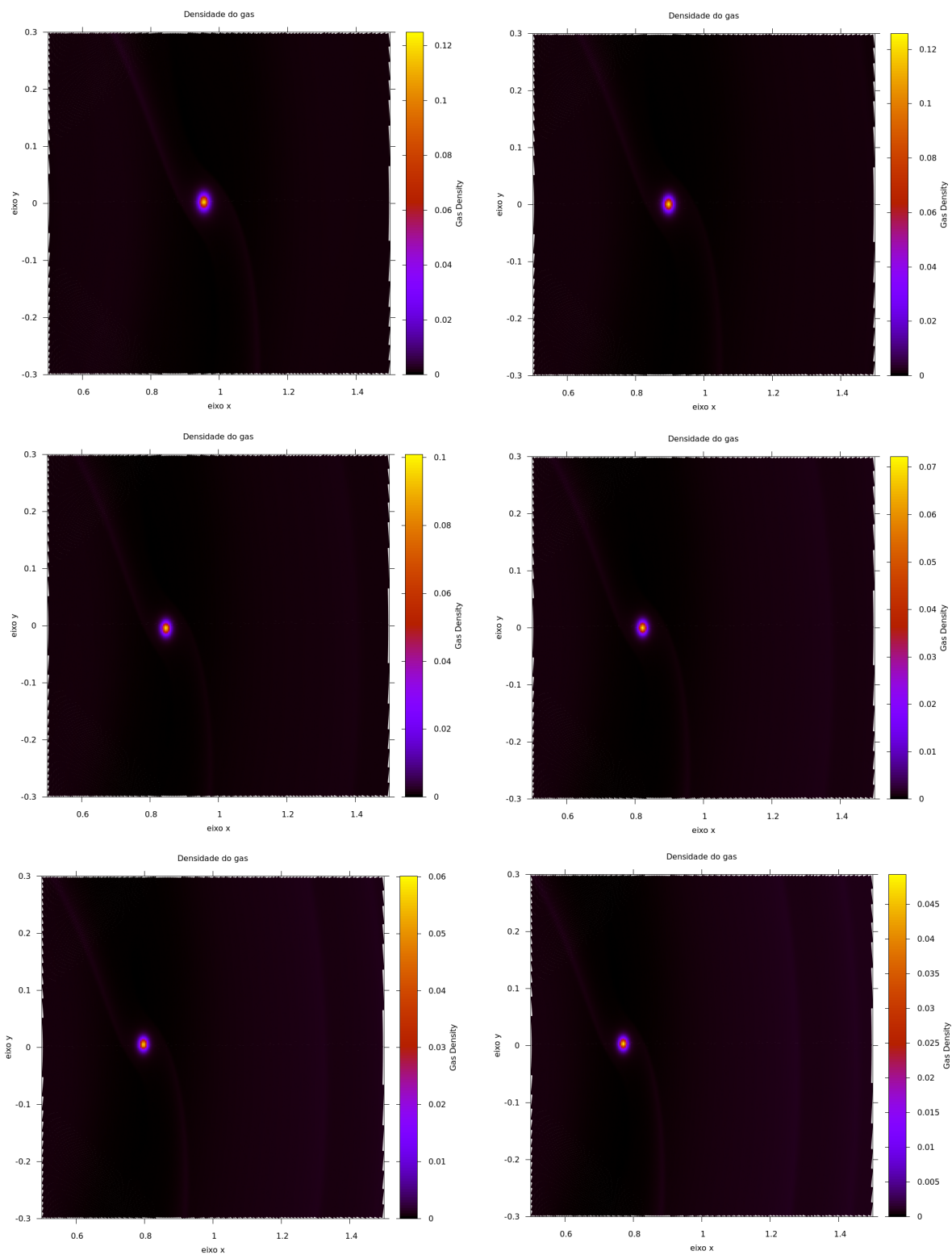


Figura 7.7: Perfil de densidade de superfície de Júpiter após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas, respectivamente.

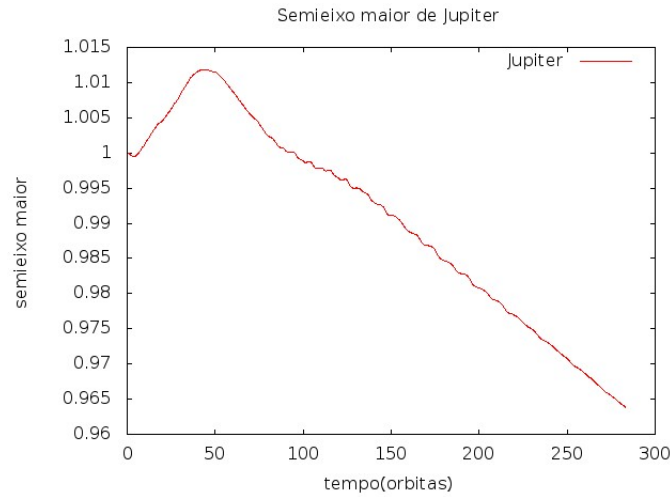


Figura 7.8: Semieixo maior de Júpiter após 300 órbitas.

planeta, esteja afetando sua excentricidade. Percebemos que após 100 órbitas a excentricidade atinge seus maiores valores e continua a oscilar, porém agora, os valores dessa oscilação são mais altos que os valores anteriores. Não coincidentemente esse é o período em que estipulamos a abertura da falha pelo planeta. Uma primeira conclusão que pode-se tirar desse fato é que a abertura de uma falha tende a aumentar a excentricidade do planeta quando este está exposto aos efeitos de migração e interage com o seu disco, mas ainda é necessário que se faça uma análise utilizando um tempo de integração maior para que se tenha, de fato, uma conclusão mais confiável a esse respeito.

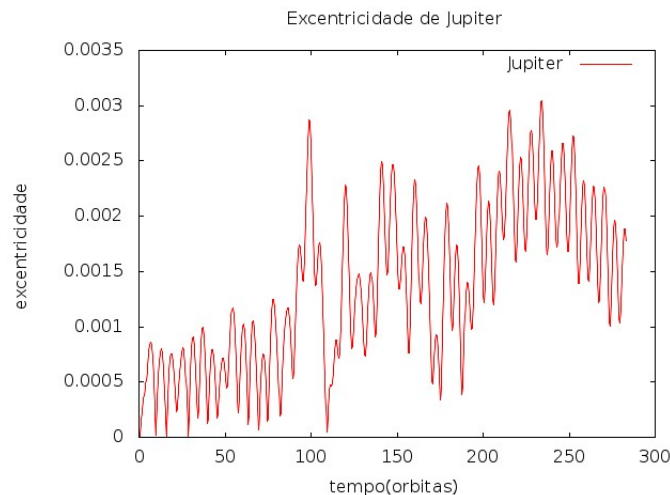


Figura 7.9: Excentricidade de Júpiter após 300 órbitas.

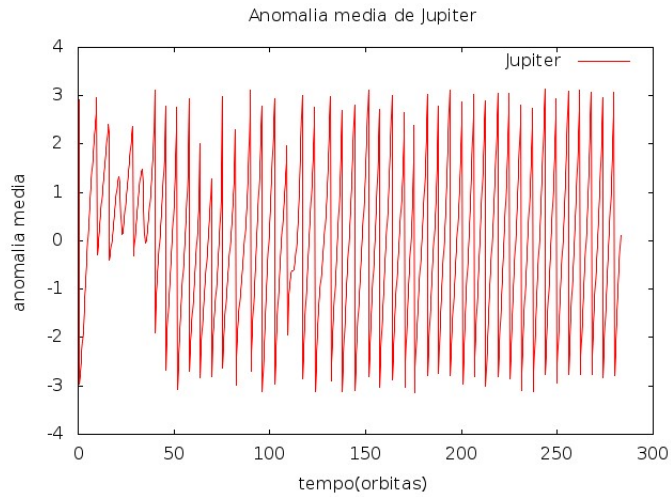


Figura 7.10: Anomalia média de Júpiter após 300 órbitas.

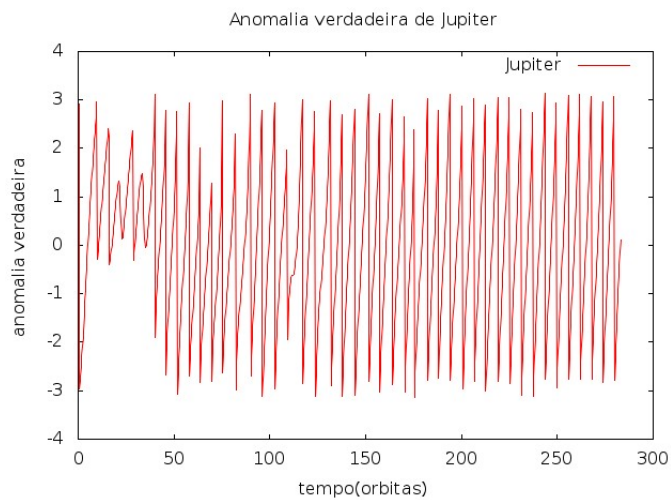


Figura 7.11: Anomalia verdadeira de Júpiter após 300 órbitas.

7.3 Considerações

Nesta seção foram analisados os resultados das simulações numéricas. Vamos dividir nossos comentários em duas situações: primeiramente trataremos da simulação com partículas e em seguida faremos a análise do estudo da migração do planeta.

No primeiro caso, foi simulada a evolução apenas de um planeta com as características de Júpiter por 300 órbitas e a partir desse ponto foram inseridas as partículas nas duas regiões, à esquerda e à direita do planeta, encontradas no capítulo anterior. Esperava-se observar um comportamento das partículas de forma que elas permanecessem nessa regiões, porém o que se observou é que as partículas são rapidamente ejetadas dessa região,

não permanecendo nas mesmas sequer por uma órbita integrada. Tal comportamento deve ser estudado mais cuidadosamente em estudos futuros.

No segundo caso apresentamos uma simulação utilizando a maior resolução dentre as outras simulações deste trabalho. Ainda expomos o planeta aos efeitos de migração, o que se observou foi que o planeta realiza uma migração do tipo II, que é o caso onde o planeta migra mesmo quando sua falha já se encontra aberta. Também pode-se destacar o curioso comportamento da excentricidade do planeta, que oscila entre valores altos. Essa situação também deve ser analisada mais cuidadosamente em trabalhos futuros.

Capítulo 8

Estudo dos corpos da família de Hilda

Neste capítulo estudaremos as características de uma família de asteroides que habita o Cinturão Principal de asteroides, a família dos Hildas. Voltaremos nossa atenção à possibilidade de captura desses corpos por Júpiter via arrasto gasoso.

8.1 Asteroides da família de Hilda

Os asteroides da família de Hilda localizam-se numa região conhecida como Cinturão Principal de Asteroides.

Este Cinturão é uma região localizada entre as órbitas de Marte e Júpiter (1,52 U.A. à 5,20 U.A.), e foi a primeira região identificada a abrigar aglomerados de asteróides. Ele surgiu depois do descobrimento de, até então, dois planetas. O primeiro a ser descoberto foi Ceres por Giuseppe Piazzi e a seguir Palas por Heinrich Olbers. Ambos, Ceres e Palas, orbitavam a mesma posição, o que ia contra a Lei de Titus-Bode, que, a grosso modo, dizia que dois planetas não poderiam orbitar na mesma posição. Assim, para adaptar a descoberta de Ceres e Palas à teoria de Titus-Bode, foi proposto que ambos os corpos seriam fragmentos de algum planeta, dessa forma nascia uma nova classe de corpos celestes, os asteroides.

De todos os elementos do Cinturão Principal, os Hildas se destacam por sua relação com Júpiter, essa família de asteroides se encontra em uma ressonância de movimento médio 3:2 com Júpiter, isso quer dizer que esses asteroides completam três períodos orbitais enquanto Júpiter completa dois períodos no mesmo espaço de tempo. Se T_H é o período orbital dos Hildas e T_j é o período orbital de Júpiter, podemos descrever essa ressonância de movimento médio matematicamente como:

$$3T_H = 2T_j \tag{8.1}$$

Seguindo Gaspar (2011) vamos usar a Terceira Lei de Kepler para encontrar uma aproximação para a posição dos Hildas no Cinturão Principal de Asteroides. Aplicando a

Terceira Lei de Kepler para Júpiter temos

$$T_j^2 = \frac{4\pi^2}{G(M_* + M_j)} a_j^3 \quad (8.2)$$

$$\frac{4\pi^2}{T_j^2} a_j^3 = G(M_* + M_j). \quad (8.3)$$

onde G é a constante gravitacional de Newton, M_j é a massa de Júpiter e a_j é o valor do semieixo maior de Júpiter. Agora, aplicaremos a mesma Lei para os Hildas, assim

$$T_H^2 = \frac{4\pi^2}{G(M_* + M_H)} a_H^3 \quad (8.4)$$

$$\frac{4\pi^2}{T_H^2} a_H^3 = G(M_* + M_H). \quad (8.5)$$

onde M_H é a massa do asteroide e a_H é o valor do semieixo.

Considerando que a soma entre a massa solar e a massa de Júpiter é comparável à soma entre a mesma massa solar e a massa do asteroide, das equações (8.3) e (8.5) temos a seguinte aproximação

$$\frac{4\pi^2}{T_j^2} a_j^3 \approx \frac{4\pi^2}{T_H^2} a_H^3 \quad (8.6)$$

dessa maneira podemos calcular o valor do semieixo maior do asteroide por

$$a_H = \left(\frac{T_H}{T_j} \right)^{2/3} a_j. \quad (8.7)$$

Utilizando valores numéricos reescrevemos (8.7) como

$$a_H \approx \left(\frac{2}{3} \right)^{2/3} \cdot (5, 2) = 3, 97 \text{ U.A.} \quad (8.8)$$

O valor encontrado para a_H nos será útil no momento das simulações, pois a partir dele saberemos onde posicionar nossas partículas teste.

8.2 Ressonância 3:2

As ressonâncias são fenômenos comuns em sistemas dinâmicos, podendo ser estáveis ou instáveis (Gaspar, 2011). Os estudos que serão realizados a seguir focarão nas ressonâncias instáveis, porém abriremos espaço para uma breve discussão sobre o caso estável.

8.2.1 Ressonância 3:2: Caso estável

Analisaremos primeiramente o caso estável da ressonância 3:2 experimentada por Júpiter e um Hilda. Para simularmos esse caso, precisamos primeiramente normalizar a posição do Hilda dada por (8.7) em relação ao sistema de coordenadas do FARGO. Lembrando que no sistema do FARGO 5,2 U.A. equivalem a uma unidade do FARGO. Tomando \bar{a}_H como o semieixo maior do Hilda normalizado em unidades, temos que:

$$\bar{a}_H = 0,7963461538. \quad (8.9)$$

Ainda, utilizaremos o Radau 4 para estimar a excentricidade do Hilda a ser simulado partindo de $e_H = 0,3$. Os snapshots da figura (8.1) mostram a evolução da órbita de um asteroide da família de Hilda conforme se altera sua excentricidade. Da figura (8.1)

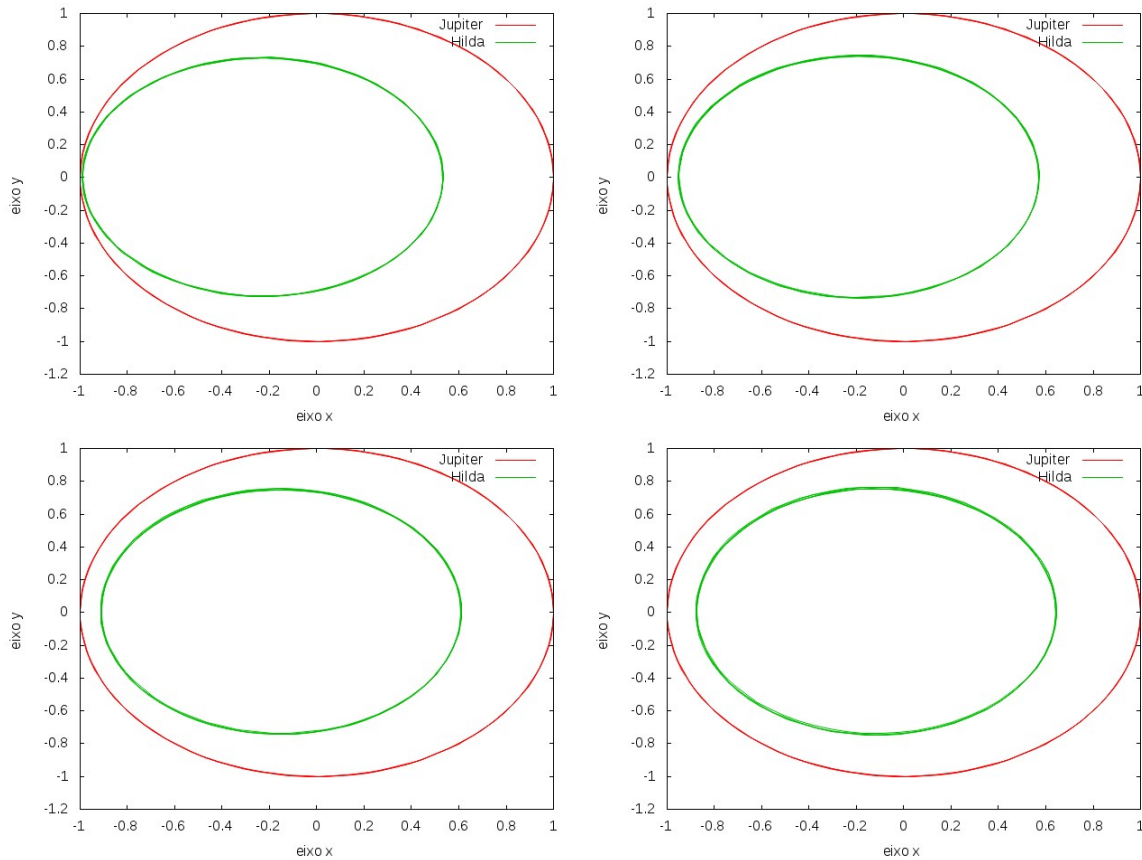


Figura 8.1: Snapshots mostrando as trajetórias de Júpiter e de um asteroide da família de Hilda. Foram tomados os seguintes valores para a excentricidade do asteroide: $e_H = 0,30$, $e_H = 0,25$, $e_H = 0,20$ e $e_H = 0,155$, respectivamente.

podemos observar que conforme a excentricidade do Hilda diminui até o valor de $e_H = 0,155$ a trajetória que esse corpo descreve em relação a órbita de Júpiter torna-se mais estável. Assim, tomaremos este valor como a excentricidade do asteroide que será simulado com o FARGO.

A simulação do asteroide junto ao planeta será conduzida da seguinte maneira: primeiramente simularemos apenas um planeta com as características de Júpiter por 300 órbitas (tempo suficiente para o planeta abrir sua falha); a partir dessas 300 órbitas introduziremos uma partícula de massa 10^{24} kg, posicionada de acordo com a aproximação dada por (8.9), com excentricidade $e_H = 0,155$ e todos os outros elementos orbitais nulos. Essa partícula será simulada juntamente com o planeta por 50 órbitas com um passo de integração meio décimo da órbita de Júpiter em uma grade de 300 por 900. A trajetória da partícula em relação ao planeta é mostrada na figura (8.2).

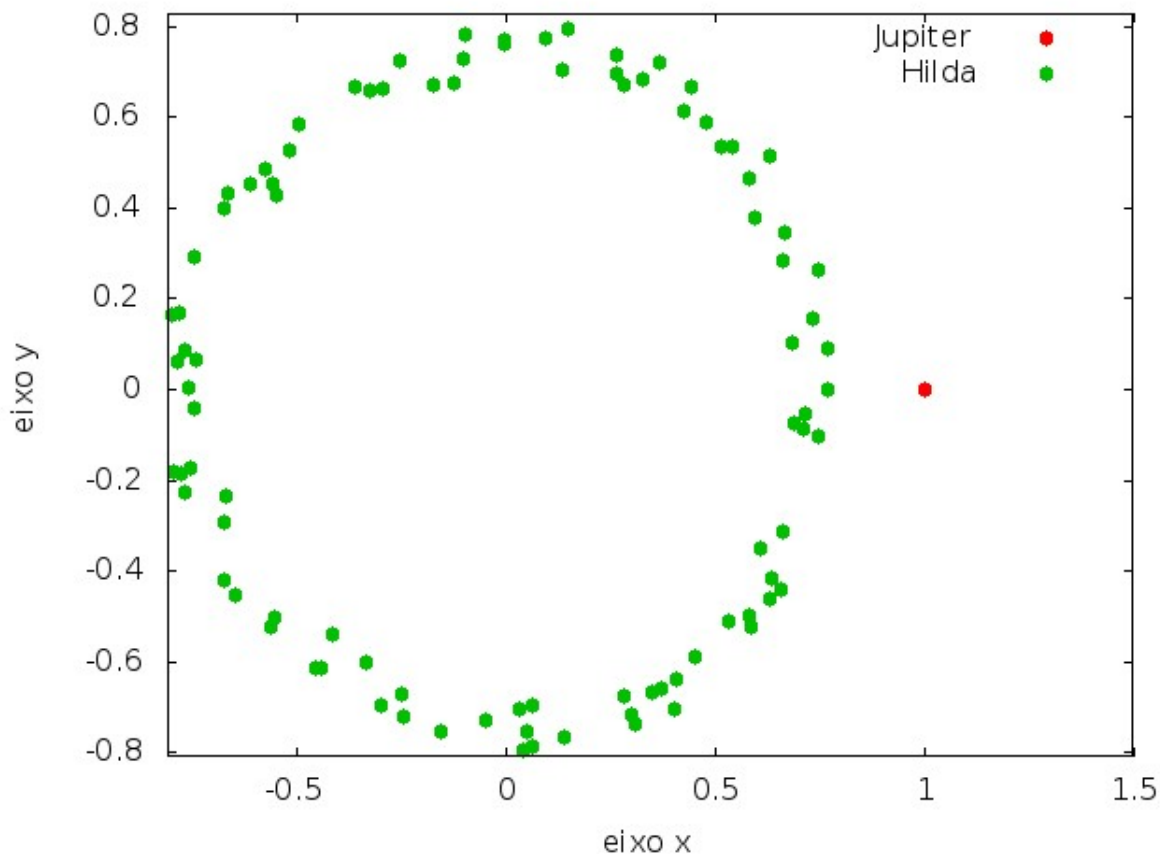


Figura 8.2: Trajetória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.

Podemos observar da figura (8.2) que a partícula descreve uma trajetória com um certo apontamento na direção oposta ao planeta, esse resultado concorda com o descrito por Gaspar (2011) no que diz respeito à uma ressonância 3:2 estável entre os Hildas e Júpitar.

8.2.2 Ressonância 3:2: Caso instável

Diferentemente do caso estável, o caso instável da ressonância 3:2 entre os Hildas e Júpiter nos interessa pela possibilidade de captura por arrasto gasoso de um corpo pertencente a

família de Hilda por Júpiter. A figura (8.3) mostra a configuração de trajetória de uma partícula usual de Hilda em uma ressonância 3:2 instável com Júpiter.

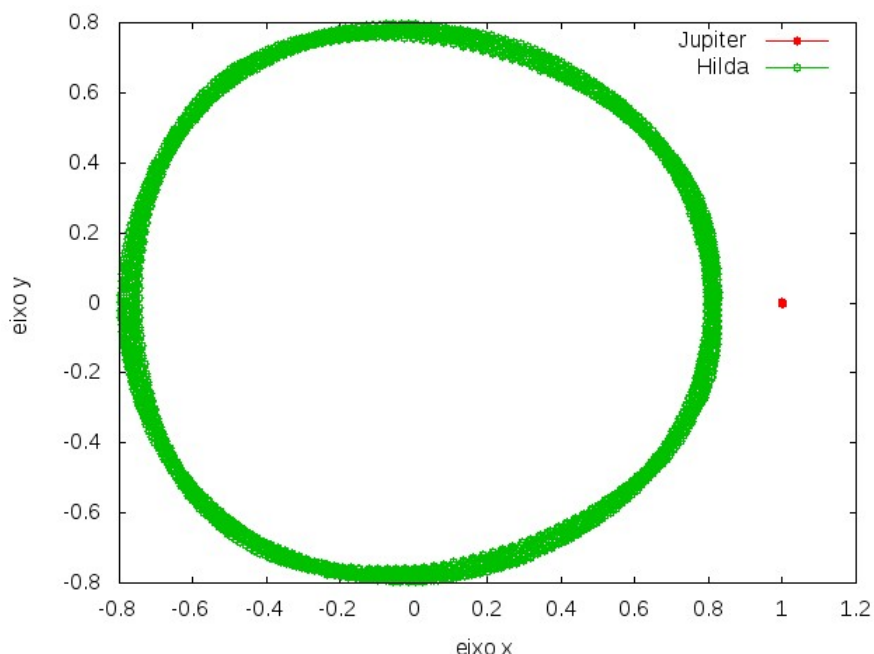


Figura 8.3: Trajetória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.

Mais uma vez faremos uso do Radau 4. para estimar uma excentricidade apropriada para a partícula que será simulada. Porém dessa vez não buscaremos uma excentricidade que nos leve à uma órbita estável, mas sim uma excentricidade que nos ofereça uma trajetória que acompanha a órbita de Júpiter o mais próximo possível. Para entrarmos no caso instável tomaremos a argumento do pericentro como $\omega = 180^\circ$. Os snapshots da figura (8.4) mostram a evolução da órbita de um asteroide da família de Hilda conforme se altera sua excentricidade. Da figura (8.4) observamos que quando a excentricidade do corpo pertencente a Hilda diminui até o valor de $e_H = 0,155$ a órbita que esse corpo descreve se aproxima da órbita de Júpiter, chegando inclusive a cruzá-la diversas vezes. Por essa razão, tomaremos este valor como a excentricidade do asteroide que será simulado com o FARGO.

A simulação do asteroide junto ao planeta será conduzida da mesma maneira que a simulação para o caso de ressonância estável, com a diferença que nesse caso tomamos o argumento do perigeu como $\omega = 180^\circ$ para entrar no regime instável. Também modificamos o passo de integração para meio milésimo de órbita de Júpiter. Esse investimento considerável no refinamento do passo de integração é justificado pelo fato de que nossa região de interesse é muito próxima do planeta, sendo assim uma região que tende a perder resolução quando se utiliza um passo maior. Também estamos querendo que os resultados tenham sua precisão aumentada, mesmo que a um alto custo computacional, visto que

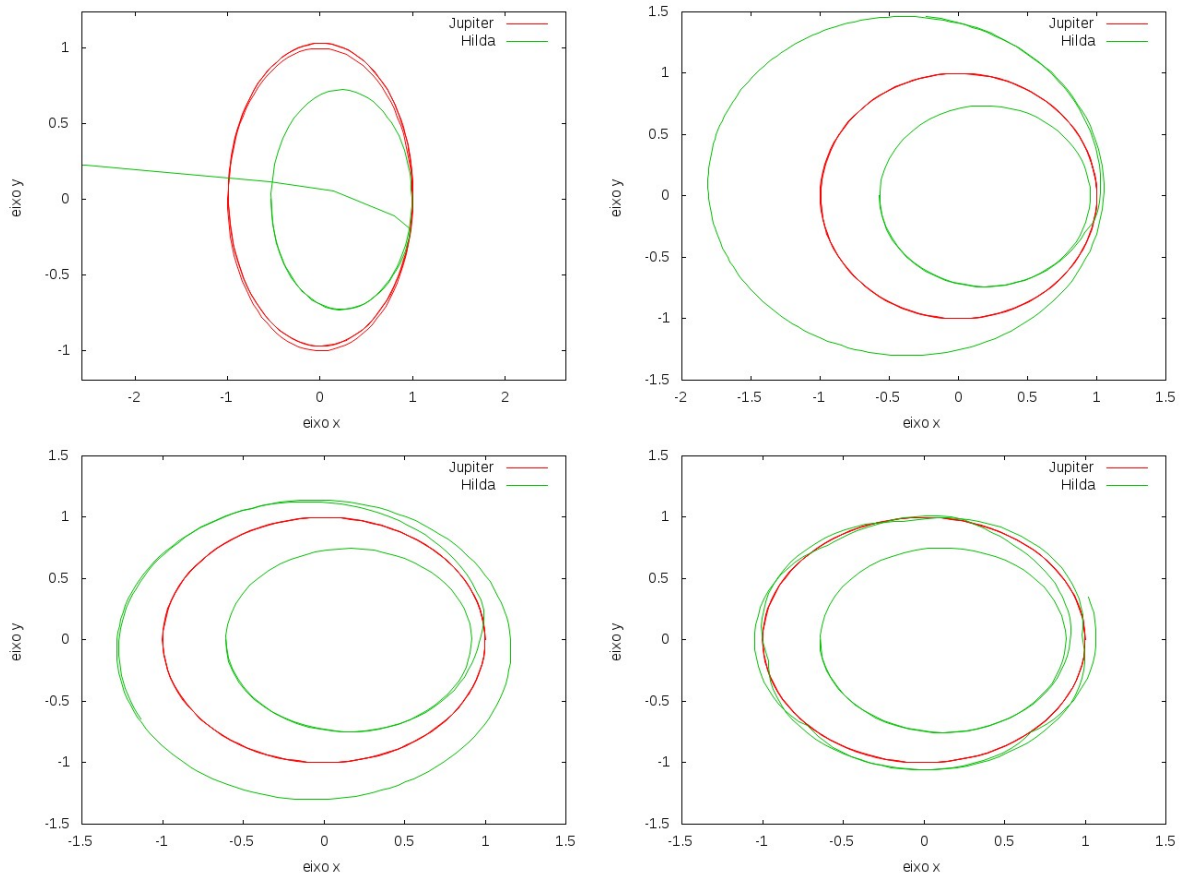


Figura 8.4: Snapshots mostrando as trajetórias de Júpiter e de um asteroide da família de Hilda. Foram tomados os seguintes valores para a excentricidade do asteroide: $e_H = 0,30$, $e_H = 0,25$, $e_H = 0,20$ e $e_H = 0,155$, respectivamente.

este estudo é o principal desse capítulo. A trajetória da partícula simulada em relação ao planeta pode ser observada na figura (8.5), onde podemos notar que a partícula fica em órbita por pouco tempo até ser ejetada. Possivelmente, a partícula é ejetada após cair na falha aberta pelo planeta.

8.3 Considerações

Neste capítulo estudamos as ressonâncias 3:2 entre Júpiter e Hilda estável e instável. O estudo do caso estável teve como objetivo apenas encontrar condições de contorno suficientes de modo a corroborar o que já havia sido feito por Gaspar (2011), porém dessa vez utilizando um regime hidrodinâmico. Já o estudo do caso instável da ressonância 3:2 foi estudado mais cautelosamente, pois buscavamos alguma evidência de possibilidade de captura de um corpo da família de Hilda por Júpiter via arrasto gasoso. Para isso encontramos condições de contorno adequadas para este problema, além de refinar o passo de

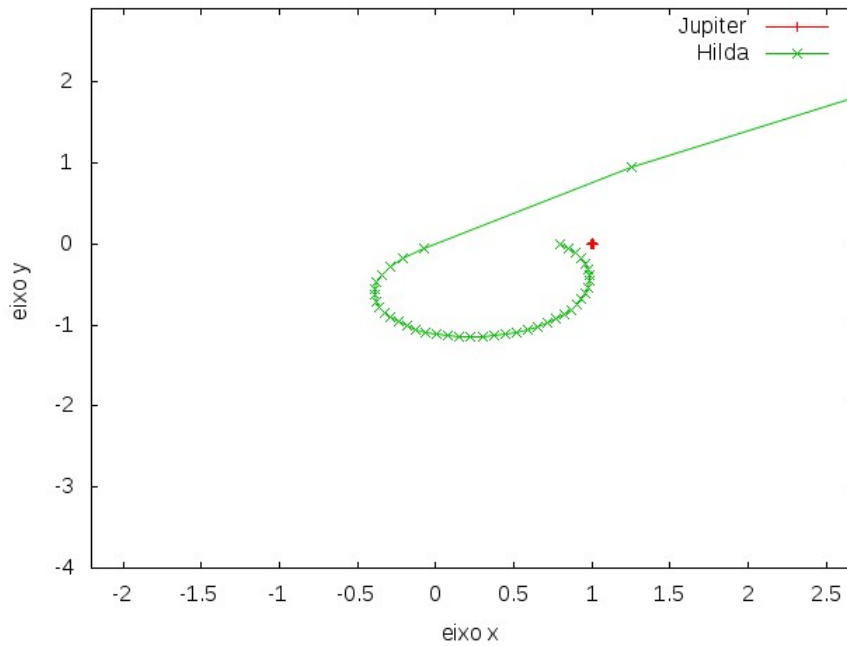


Figura 8.5: Trajetória de um asteroide da família de Hilda em relação à Júpiter.

integração de forma que o passo utilizado nessa simulação foi o mais apurado utilizado em todo esse trabalho. De fato, como mostrado na figura (8.5), não conseguimos uma captura da partícula, visto que ela foi rapidamente ejetada. Porém, encontramos um comportamento interessante no regime instável da família dos Hildas. Quando comparamos nosso resultado com os resultados apresentados por Gaspar (2011), percebemos que a presença do gás impede que os asteroides se aproximem tanto de Júpiter, como é apresentado em nossa referência.

Capítulo 9

Alteração no Potencial Gravitacional

Neste capítulo vamos propor uma alteração no potencial gravitacional. O intuito dessa alteração é adicionar os termos relacionados com as forças de Coriolis afim de modelar um caso mais realístico.

O potencial gravitacional utilizado nas simulações realizadas anteriormente neste trabalho é o potencial proposto por Kley (1999) e Lubow et al. (1999) que leva em consideração apenas os termos referentes à estrela e ao planeta, dado por

$$\Phi = -G \left[\frac{M_*}{r} + \frac{M_p}{(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|^2 + r_{sm}^2)^{\frac{1}{2}}} \right].$$

9.1 Termos de Coriolis

Os termos de Coriolis recebem esse nome em homenagem ao engenheiro francês Gustave-Gaspard Coriolis. Esses termos surgem de um efeito que ocorre quando se trabalha em um sistema rotacional de referência (efeito de Coriolis), nesse tipo de sistema o efeito de Coriolis atua como uma força real produzindo aceleração, porém a força de Coriolis se origina como consequência da inércia.

Os termos da aceleração de Coriolis e da aceleração centrífuga aparecem naturalmente ao se resolver o Problema Restrito de Três Corpos (PR3C). Esse problema é detalhadamente discutido em Murray & Dermott (1999), e os termos que queremos surgem do gradiente de um potencial escalar $U(x, y, z)$ descrito como (Murray & Dermott, 1999):

$$\nabla U(x, y, z) = (\ddot{x} - 2n\dot{y}, \ddot{y} + 2n\dot{x}, \ddot{z}) \quad (9.1)$$

onde n é a frequência do movimento médio do corpo, descrito como o quociente do período de um círculo. Os termos relacionados à aceleração de Coriolis são descritos nas duas primeiras componentes do lado direito da equação (9.1) são eles: $-2n\dot{y}$ e $2n\dot{x}$.

Integrando (9.1) afim de encontrar o valor de $U(x, y, z)$ temos um potencial que pode

ser escrito como a soma de dois potenciais diferentes dado por

$$U(x, y, z) = \Phi_C + \Phi_G \quad (9.2)$$

onde

$$\Phi_C = \frac{n^2}{2} (x^2 + y^2) \quad (9.3)$$

é o potencial devido aos termos de Coriolis, chamado de potencial centrífugo e Φ_G corresponde ao potencial gravitacional devido ao planeta e a estrela. Nosso objetivo é adicionar o termo de Coriolis Φ_C ao potencial gravitacional descrito em (6.4), assim teremos um potencial com a mesma configuração que o dado pela equação (9.2).

Em Bisikalo et al. (2013) os autores estudam os tipos de envelope gasoso que envolvem exoplanetas conhecidos como "*hot Jupiters*" utilizando um potencial diferenciado composto por um termo gravitacional e um termo de Coriolis deslocado dado por:

$$\Phi = -G \left[\frac{M_*}{r} + \frac{M_p}{r_{\delta x}} \right] - \Phi_{C_{\delta x}}. \quad (9.4)$$

onde $r_{\delta x}$ a posição da estrela com um deslocamento A no eixo x que corresponde ao raio orbital do planeta. O termo de Coriolis do potencial proposto por Bisikalo et al. (2013) também conta com um deslocamento em seu eixo x em relação ao termo dado por (9.3). Assim $\Phi_{C_{\delta x}}$ é dado por (Bisikalo et al., 2013)

$$\Phi_{C_{\delta x}} = \frac{1}{2} \Omega^2 \left[\left(x - A \frac{M_p}{M_* + M_p} \right)^2 + y^2 \right] \quad (9.5)$$

onde Ω^2 é a velocidade angular do sistema. Diferentemente do que foi feito por Bisikalo et al. (2013) não pretendemos alterar de qualquer forma o termo de Coriolis. Nosso objetivo é inseri-lo no potencial como uma compensação por alterar o sistema de referência e analisar o comportamento do gás ao redor do planeta.

9.2 Simulação Numérica

Para realizar nossa simulação, colocaremos o planeta no centro do sistema no lugar da estrela, sendo orbitado por um satélite com as características de Ganymede, para podermos analisar com maior precisão os efeitos da adição dos termos de Coriolis no potencial.

Tomaremos as mesmas condições descritas na simulação realizada na seção (6.1), com uma grade mais fina de 300 por 900, um passo de integração de meio centésimo de órbita de Júpiter e com um potencial composto pela parte gravitacional e a parte devida aos termos de Coriolis, dada por:

$$\Phi = -G \left[\frac{M_p}{r_p} + \frac{M_s}{(|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_s|^2 + r_{sm}^2)^{\frac{1}{2}}} \right] - \frac{n_*^2}{2} (x^2 + y^2) \quad (9.6)$$

onde n_* é a frequência da estrela. Aqui o potencial gravitacional é composto por uma parte devido ao planeta e uma parte devido ao satélite e a parte de Coriolis surge como uma compensação ao fato de tirarmos a estrela do centro do sistema de referência.

Os snapshots da figura (9.1) mostram a evolução do perfil de densidade do gás com um planeta com as características de Júpiter no centro do sistema e um satélite o orbitando⁴.

Quando comparamos os resultados apresentados pelos snapshots da figura (9.1) com os resultados dos snapshots da figura (7.2) percebemos que ao adicionar os termos de Coriolis ao potencial a densidade da região em torno do planeta aumenta significativamente. Como o planeta está no centro do sistema a região a ser analisada se encontra ao redor de $x = 0$ e $y = 0$, enquanto que na figura (7.2) o planeta se encontra em $x = 1$ e $y = 0$.

Podemos entender esse aumento na densidade como sendo gerado pelo fato do termo extra do potencial fazer com que o gás presente durante o início da formação do planeta demore mais tempo para se dissipar. Isso pode favorecer um processo de formação de satélites nessa região, visto que como a densidade do gás é maior as partículas próximas ao planeta se moveriam ainda mais devagar, aumentando assim a probabilidade de colisões acretivas entre elas. Ainda em um meio mais denso um corpo de maior massa teria seu movimento freado pelo gás diminuindo as chances desse corpo escapar após atingir uma certa massa.

9.3 Considerações

Neste capítulo discutimos sobre as origens dos termos de Coriolis e de como eles surgem naturalmente da resolução do PR3C. Apresentamos um potencial formado por um termo gravitacional e um termo termo de Coriolis (que dá origem ao potencial centrífugo), e mostramos um exemplo desse tipo de potencial, como o proposto no trabalho de Bisikalo et al. (2013).

Com esses dados, adicionamos os termos de Coriolis ao potencial proposto por Kley (1999) e Lubow et al. (1999) e fizemos uma simulação semelhante à que havia sido feita na seção (6.1), porém utilizando nosso novo potencial.

Como resultado de nossa simulação obtivemos um quadro com gás mais denso próximo ao planeta, em relação à simulação feita com o potencial antigo. Justificamos esse aumento na densidade pelo fato de que os termos de Coriolis terem agido dificultando a dissipação desse gás primordial.

⁴A posição de Ganymede, nessa simulação, foi tomada para corresponder à uma unidade do FARGO.

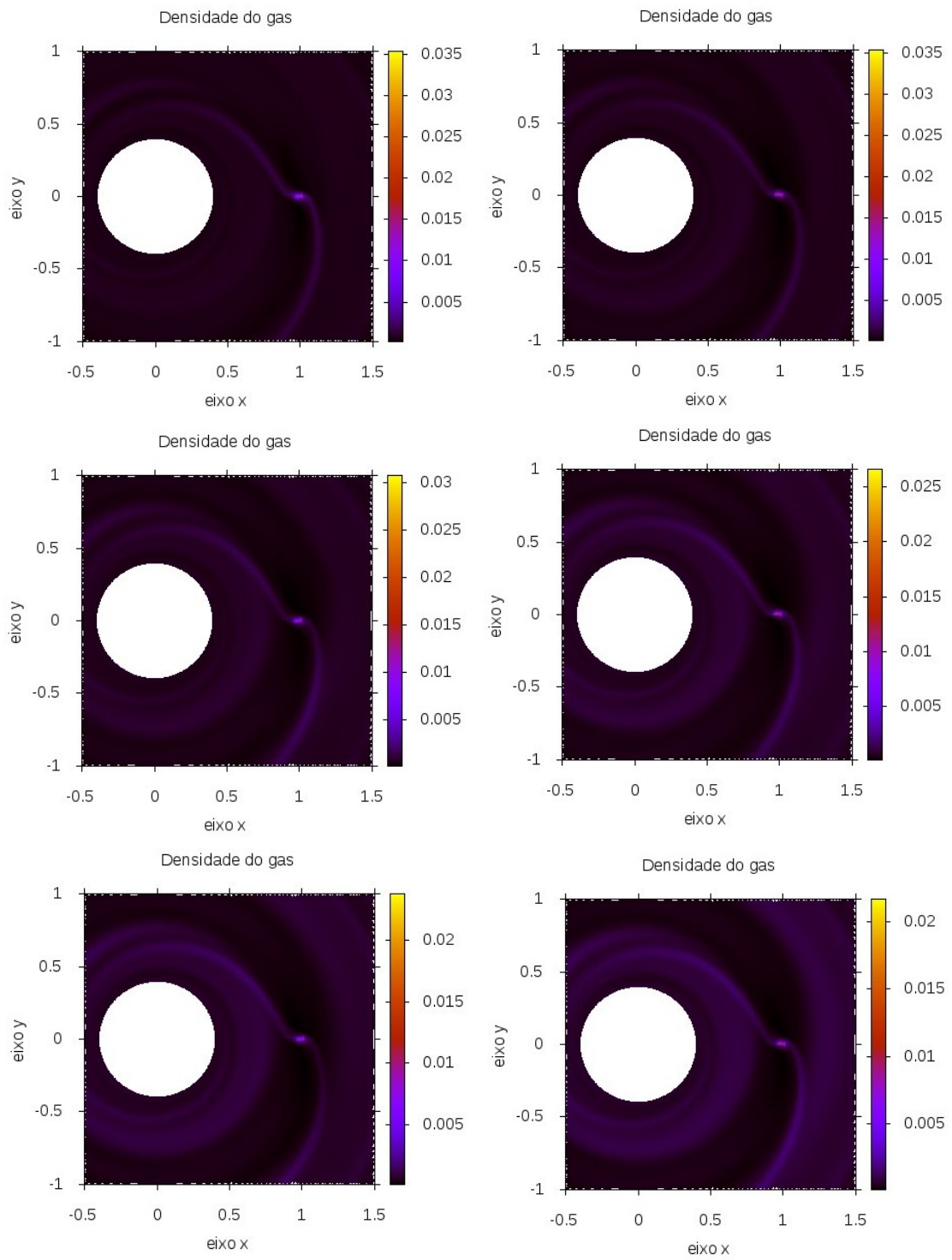


Figura 9.1: Perfil de densidade do gás em torno de Júpiter após 50, 100, 150, 200, 250 e 300 órbitas, respectivamente.

Capítulo 10

Conclusão e discussões

10.1 FARGO

Começamos com a análise voltada ao trabalho e desempenho do integrador hidrodinâmico numérico FARGO.

Um dos objetivos iniciais desse trabalho era explorar ao máximo as funcionalidades do FARGO. Assim sendo, procuramos utilizar todos os recursos que ele disponibiliza, deixando de lado apenas o sistema de paralelização de simulações (MPI). Como já dito anteriormente, dentre todos os integradores hidrodinâmicos disponíveis, o que mais se encaixava as nossas necessidades era o FARGO, seja pela linguagem em que ele foi escrito, seja por sua velocidade no processamento de dados. Além de utilizar o integrador para resolver um dos problemas que ele foi desenvolvido para atender, a simulação estudando migração, fizemos algumas adaptações buscando torná-lo um bom recurso para o estudo de formação de satélites.

Quando utilizado para o estudo de migração o FARGO atendeu todas as expectativas, nos oferecendo resultados que concordavam com os artigos encontrados na bibliografia. Porém, quando foi adaptado para o estudo de formação de satélites, obtivemos resultados não satisfatórios, apesar de que, como previsto na literatura, as regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche do planeta gigante foram encontradas nas simulações apresentadas no presente trabalho. Assim, podemos concluir que o FARGO apresenta resultados satisfatórios e, de fato, é um bom recurso computacional quando se deseja estudar migrações ou evoluções planetares. Porém, para o estudo de formação de satélites ele se mostrou insatisfatório, devido a série de adaptações necessárias para sua utilização combinado com o altíssimo tempo computacional exigido. Ainda, em nosso estudo, os resultados obtidos não foram totalmente conclusivos.

10.2 Regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche do planeta gigante

Na seção (6.1), fizemos uma simulação investigando o comportamento do gás ao redor do planeta analisando sua densidade e seu campo de velocidades radiais. Encontramos que após um certo tempo de simulação a falha aberta pelo planeta ejeta todo o gás de sua região, restando apenas dois "braços" pelos quais o planeta continua acretando gás. Na figura (6.2) mostramos o campo de velocidades radiais do gás nessa região e observamos que próximo do planeta as velocidades do gás apontam para o vórtice formado pelo planeta. Isso significa que o gás está espiralando para o planeta, essa situação constitui a acreção de gás pelo planeta, ainda, determinadas regiões desses "braços" apresentam um evento parecido com um "choque" entre velocidades, podemos interpretar essa situação como sendo duas correntes de gás colidindo por estarem sendo transportadas em direções opostas. Esse "choque" tende a estabilizar as regiões onde ele acontece, visto que nesses locais o gás começa a se acumular. Devido à essa sequência de acontecimentos, além de estabilizar essas regiões essa colisão entre as correntes de gás acaba diminuindo a velocidade radial do gás nessas regiões, formando assim, regiões de baixas velocidades. Esses lugares localizam-se próximos, porém fora do lóbulo de Roche do planeta. Essa análise atesta a existência das regiões de baixas velocidades e tal resultado concorda com os resultados apresentados em Kley (1999) e Lubow et al. (1999).

10.3 Formação de satélites nas regiões de baixas velocidades próximas ao lóbulo de Roche do planeta gigante

Uma vez identificadas as regiões de baixas velocidades e estudada a densidade de gás nesse locais, nosso objetivo passou a ser estudar essas regiões como possíveis sítios para o acúmulo de partículas, possivelmente satélites planetários. Sendo assim, estudamos os modelos mais aceitos para a formação de satélites e elaboramos nossas simulações utilizando o FARGO adaptado para esse tipo de simulação. Nossos parâmetros foram escolhidos de forma a concordarem com os modelos encontrados na literatura e não contrariarem a teoria de formação de satélites. Dessa forma simulamos apenas a formação do planeta por 300 órbitas; em Lubow et al. (1999) o autor mostra que nesse tempo de simulação o planeta já tem sua falha aberta; após esse tempo acrescentamos as partículas, igualmente distribuídas nas duas regiões encontradas anteriormente e prosseguimos com nossa simulação por cerca de mais 600 órbitas. Porém como mostrado nas figuras (7.5) e (7.6) as partículas são ejetadas dessas regiões imediatamente após serem inseridas, o que de certa forma mostra que esses locais, a primeira vista, não são bons sítios para o acúmulo

de material. Porém, há de se estudar as causas desse resultado insatisfatório. Antes de mais nada, em estudos futuros, pretendemos investigar os parâmetros das partículas, tais como sua massa, a distância entre uma e outra, bem como a posição onde foram colocadas, lembrando que essas posições específicas foram encontradas utilizando o integrador de trajetórias Radau 4. Pode-se diminuir o passo de integração e eventualmente aumentar a resolução da simulação, sendo que essa última medida visaria procurar por algum comportamento anômalo do gás nesses locais que talvez tenha passado despercebido pelo tamanho da grade utilizada. Após verificados esses parâmetros, ao persistirem os resultados, resta-nos estudar se essas regiões, de fato, são estáveis. podemos ainda estudar o efeito de outros corpos que talvez exerçam alguma influencia sobre esses locais.

10.4 Migração tipo II de Júpiter

Utilizamos o FARGO para simular um planeta com as características de Júpiter apto à interagir com o disco e exposto aos efeitos de migração. Nosso objetivo era observar o comportamento do gás em torno do planeta durante sua migração e para isso foi utilizada uma grade mais refinada do que as utilizadas em simulações anteriores. Assim, simulamos Júpiter por 300 órbitas, período mais que suficiente para a abertura da falha pelo planeta e, evidentemente, para sua migração. Porém encontramos uma migração do tipo II, ou seja, Júpiter passou a migrar mesmo depois da abertura de sua falha, o que segundo a migração do tipo I não ocorre. A migração do tipo II se estenderá enquanto houver gás no sistema, o que significa que o planeta ainda não está em sua posição final.

Um ponto que requer alguma atenção nos próximos estudos é a excentricidade do planeta que oscilou entre valores muito altos, principalmente após a abertura da falha pelo planeta. Tal questão não é simples e requer algumas outras simulações e análise para que se possa concluir algo de concreto sobre esse fato.

10.5 Captura de partículas da família de Hilda em ressonância 3:2 instável com Júpiter

Na seção (8.2) estudamos o caso estável e instável da ressonância 3:2 entre a família de Hilda e Júpiter. Para o caso estável nosso objetivo era encontrar um resultado compatível com o apresentado em Gaspar (2011) utilizando uma simulação hidrodinâmica. Nossas simulações, para essa situação, conseguiram corroborar com o que foi apresentado no trabalho utilizado como referência.

Já para o caso instável utilizamos o FARGO para testar a possibilidade de captura de um corpo pertencente a família de Hilda por Júpiter. Nossa simulação não foi capaz de reproduzir uma captura do asteroide, pois o corpo simulado foi ejetado algum tempo

depois da simulação ser iniciada. Por outro lado, ao comparar nossa simulação do caso instável com a simulação feita por Gaspar (2011), observamos que o asteroide da família de Hilda não se aproxima tanto do planeta quanto o mostrado por Gaspar (2011). Esse efeito pode ter sido produzido pela presença do gás em nosso estudo. Ainda, conseguimos estimar uma determinada excentricidade capaz de fazer com que a órbita de um Hilda siga de maneira muito próxima a órbita de Júpiter. Essa excentricidade, $e_H = 0.155$, pode ser utilizada nos estudos que podem vir a seguir sobre captura de objetos dessa família de asteroides.

10.6 Densidade do gás primordial próximo a Júpiter

Na seção (9.2) realizamos uma simulação nos mesmos moldes da realizada na seção (6.1), excessão feita ao fato de que nessa nova simulação a estrela foi tirada da origem e em seu lugar foi colocado o planeta. Porém utilizando um potencial diferenciado dado por (9.6).

Podemos concluir, via uma comparação entre as simulações feitas nas seções (9.2) e (6.1), que a adição do termo de Coriolis no potencial utilizado influenciou nossos resultados, fazendo com que o gás ao redor do planeta seja mais denso, ou seja, o gás se dissipou mais lentamente. Uma análise posterior ainda resta ser feita para se identificar outras particularidades da região, após essa troca do sistema de referências e adição do termo de Coriolis.

Referências Bibliográficas

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. (1976). The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula. *Progress of Theoretical Physics*, 56:1756–1771.
- Armitage, P. E. (2010). *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press.
- Bisikalo, D. V., Kaigorodov, P. V., Ionov, D. E., & Shematovich, V. I. (2013). Types of gaseous envelopes of "hot jupiter" exoplanets. *Astronomy Reports*, 57:715–725.
- Boss, A. P. (1997). Giant planet formation by gravitational instability. *Science*, 276, 1836.
- Canup, R. M. (2010). Origin of saturn's rings and inner moons by mass removal from a lost titan-sized satellite. *Nature*, 468:943–946.
- Canup, R. M. (2012). Forming a moon with an earth-like composition via a giant impact. *Science*, 338:1052–.
- Ćuk, M. & Burns, J. A. (2004). Gas-drag-assisted capture of himalia's family. *Icarus*, 167:369–381.
- Gaspar, H. S. (2009). Satélites irregulares de júpiter: Configurações propícias do processo de captura de asteróides binários. Master's thesis, UNESP, Guaratinguetá.
- Gaspar, H. S. (2011). *Origem dos satélites irregulares de Júpiter: Captura de asteroides binários primordiais*. PhD thesis, UNESP.
- Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. (2005). Accretion of the gaseous envelope of jupiter around a 5–10 earth-mass core. *Icarus*, 159, 274.
- Irwin, P. G. J. (2006). *Giant Planets of Our Solar System*. Praxis Publishing Ltd.
- Klahr, H. & Brandner, W. (2006). *Planet Formation*. Cambridge University Press.
- Kley, W. (1999). Mass flow and accretion through gaps in accretion discs. *MNRAS*, 303, 696.

- Kley, W. (2009). Modelling the evolution of planets in disks. *MNRAS*, *303*, 696.
- Kuiper, G. P. (1956). On the origin of the satellites and the trojans. *Vistas in Astronomy*, *303*, 1631.
- Lissauer, J. J. & Stevenson, D. J. (2007). *Protostars and Planets*. University of Arizona Press.
- Lubow, S., Seibert, M., & Artymowicz, P. (1999). Disk accretion onto high-mass planets. *ApJ*, *526*, 10001.
- Lubow, S. H. & Martin, R. G. (2012). Dead zones in circumplanetary discs as formation sites for regular satellites. *MNRAS*, *428*, 2668.
- Masset, F. (2000). Fargo: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. *Astronomy and Astrophysics*, *141*, 165.
- Masset, F. (2013). Fargo.
- Mizuno, H. (1980). Formation of the giant planets. *Progress of Theoretical Physics*, *64*, 544.
- Moraes, R. A. & Vieira Neto, E. (2013). A study of low velocities regions near the roche lobe during the gas giant planets formation. *Journal of Physics: Conference Series*, 465.
- Murray, C. D. & Dermott, S. F. (1999). *Solar System Dynamics*. Cambridge University Press.
- Nelson, R. P. (2000). The migration and growth of protoplanets in protostellar discs. *MNRAS*, *318*, 18-36.
- Oliveira Filho, K. S. & Saraiva, M. F. O. (2004). *Astronomia e Astrofísica*. Livraria da Física.
- Peale, S. J. (1999). Origin and evolution of the natural satellites. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, *37*, 533.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., & Bodenheimer, e. a. (1996). Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus*, *124*, 62.
- Safronov, V. S. (1969). Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets. *1969*.
- Sais, L. (2013). La limite de roche.

Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, *24*, 337.

solarsystem.nasa.gov (2013). Solar system exploration.

Springel, V. (2005). The cosmological simulation code gadget-2. *MNRAS*, *364*, 1105.

Stone, J. & Norman, M. L. (1992). Zeus-2d: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. ii. the magnetohydrodynamic algorithms and tests. *ApJS*, *80*, 753.

Toomre, A. (1964). On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, *139*, 1217.

Ziegler, U. & Yorke, H. W. (1997). A nested grid refinement technique for magnetohydrodynamical flows. *Comput. Phys. Commun.*, *101*, 54.