UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

BÁRBARA CELI BRAGA CAMARGO

Formação planetária usando uma abordagem hidrodinâmica: Aplicações em Sistemas binários compactos e Sistema Solar

Guaratinguetá
2021

Bárbara Celi Braga Camargo

Formação Planetária usando uma abordagem hidrodinâmica: Aplicações em Sistemas binários compactos e Sistema Solar

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, para a obtenção do título de Doutora em Física.

Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter
Co-Orientador: Prof. Dr. Dietmar William Foryta

GUARATINGUETÁ
2021

Camargo, Bárbara Celi Braga
C173f Formação planetária usando uma abordagem hidrodinâmica: aplicações em sistemas binários compactos e sistema solar / Bárbara Celi Braga Camargo – Guaratinguetá, 2021.
210 f .: il.
Bibliografia: f. 195-210

Tese (doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2021.
Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter
Coorientador: Prof. Dr. Dietmar William Foryta

1. Sistema solar. 2. Exoplanetas. 3. Planetas – Exploração. I. Título.

CDU 523.4(043)

Luciana Máximo
Bibliotecária-CRB-8/3595

unesp **UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA**
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

BARBARA CELI BRAGA CAMARGO

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

PROGRAMA: FÍSICA
CURSO: DOUTORADO

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:

PROF. DR. OTHON CABO WINTER
Orientador / UNESP/FEG

participou por videconferência

PROFA DRA. SILVIA MARIA GIULIATTI WINTER
UNESP/FEG

participou por videconferência

PROF. DR. ANDRÉ IZIDORO FERREIRA DA COSTA
UNESP/FEG

participou por videconferência

PROF. DR. ROBERTO VIEIRA MARTINS
Observatório Nacional

participou por videconferência

PROF. DR. ELBERT EINSTEIN NEHRER MACAU
UNIFESP

participou por videconferência

Maio de 2021

DADOS CURRICULARES

BÁRBARA CELI BRAGA CAMARGO

NASCIMENTO	$04.11.1988$ – Rio de Janeiro / Brasil
FILIAÇÃO	Carlos Alberto Camargo
	Regina Celi Braga Camargo
$2006/2012$	Curso de Graduação Bacharelado e Licenciatura em Física
	Universidade Federal do Paraná - UFPR
$2013/2015$	Curso de Pós-Graduação em Física, Nivel de Mestrado
	Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá
	Universidade Estadual Paulista-UNESP
$2015/2021$	Curso de Pós-Graduação em Física, Nivel de Doutorado
	Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá
	Universidade Estadual Paulista-UNESP

Dedico este trabalho a minha família, aos presentes e aos que se foram.

AGRADECIMENTOS

O contexto que este trabalho foi realizado foi muito difícil, a vida simplesmente não para para que possamos realizar nossos sonhos mas algumas pessoas colaboraram diretamente para que esse trabalho fosse possível.

A minha mãe, Regina Celi Braga Camargo e meu pai Carlos Alberto Camargo que sempre me apoiaram e entenderam a minha procura por conhecimento.

Ao meu irmão, Vítor Augusto Camargo que me ensinou a ser dura e mesmo assim paciente.

A minha avó, Sebastiana Oliveira pela deliciosa comida que sempre esteve a minha espera quando voltava para casa.

Ao meu avô, Antônio Oliveira, que não pode ver esta conquista mas que sempre apoiou os meus estudos.

Ao meu orientador, Othon Cabo Winter, pelo grande apoio nos momentos difíceis, pela paciência, pelo conhecimento passado em todos esses anos e pela forte colaboração no desenvolvimento deste trabalho.

Ao coorientador, Wilhelm Kley, por me receber no seu grupo de pesquisa na Universidade de Tuebingen e colaborar diretamente nos resultados deste trabalho.

Ao Coorientador, Dietmar William Foryta, que me auxiliou nos meus primeiros passos na astronomia e acompanhou grande parte da minha caminhada dentro da academia.

Ao professor e colega André Izidoro pelas discussões e orientações sobre o trabalho realizado.

À todos os meus demais mestres, professores e orientadores que fizeram parte dessa jornada.

Ao meu tio, James Camargo, que também não viu essa conquista mas sempre se mostrou orgulhoso de mim.

Aos meus tios e primos, Zé, Nivelina, Priscila, Celem, Roselane, Léo, Lucas e Ihan pelo carinho incondicional.

Aos meus amigos que estiveram do meu lado todos esses anos, que me ajudaram nos dias mais difíceis e que me mostram que as pessoas podem ser espetaculares.

Aos colegas de estudos que tiveram paciência e dedicaram parte de seus raros tempos livres para me auxiliar.

Ao Grupo de Dinâmica Orbital e Planetologia por me ajudar a realizar o maior sonho que tive na minha vida.

À minha gata Bowie que teve que segurar a barra sozinha ao meu lado em vários momentos.

Este trabalho contou com o suporte financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - **CAPES** e a Fundação Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - **FAPESP** , processo 2016/24561-0.

“ Tenho consciência de ser autêntica e procuro superar todos os dias minha própria personalidade, despedaçando dentro de mim tudo que é velho e morto, pois lutar é a palavra vibrante que levanta os fracos e determina os fortes. O importante é semear, produzir milhões de sorrisos de solidariedade e amizade. Procuro semear otimismo e plantar sementes de paz e justiça. Digo o que penso, com esperança. Penso no que faço, com fé. Faço o que devo fazer, com amor. Eu me esforço para ser cada dia melhor, pois bondade também se aprende. Mesmo quando tudo parece desabar, cabe a mim decidir entre rir ou chorar, ir ou ficar, desistir ou lutar; porque descobri, no caminho incerto da vida, que o mais importante é o decidir.”

Cora Coralina

RESUMO

Mais de 4 mil exoplanetas foram encontrados desde a descoberta, em 1995, do primeiro exoplaneta orbitando uma estrela da sequência principal. Essas descobertas, devem-se,em sua maioria à bem sucedida missão Kepler. A quantidade de planetas que foram descobertos evidenciou uma diversidade de sistemas planetários e com isso, surgiram diversas dúvidas sobre quais seriam as condições necessárias para a formação de cada tipo de sistema. O próprio sistema Solar apresenta questões sobre sua formação não respondidas. Diante dessa complexidade é notório que para ser capaz de abranger todos esses sistemas, seja necessário explorar diferentes ambientes para a formação planetária. A utilização de códigos hidrodinâmicos, como o pacote *FARGO*, se tornou uma excelente ferramenta capaz de reproduzir satisfatoriamente a formação de planetas dentro de discos de gás. Neste trabalho, exploramos diversos sistemas e parâmetros para a modelagem dos discos protoplanetários a fim de analisar as possibilidades de formação de planetas nesses sistemas. O sistema $\gamma - Cephei$ é um sistema binário compacto, ou seja, a estrela secundária está muito próxima da primária. Para investigarmos a formação do planeta $\gamma - Cephei$ Ab utilizamos, inicialmente, discos isotérmicos e radiativos e comparamos a evolução em ambos os casos. Para explorarmos a influência de uma estrela secundária na formação planetária, observamos a evolução dos discos protoplanetários e protoplanetas em diferentes cenários para a estrela secundária. Consideramos diferentes massas e semi-eixos maiores para a estrela companheira e avaliamos a evolução do sistema. Um ponto importante a ser observado é a física dos discos protoplanetários, neste contexto, exploramos a auto-gravidade do disco protoplanetário e a influência na migração planetária de planetas gigantes. Para isso, aplicamos às condições do sistema Solar, explorando os planetas Júpiter e Saturno em diferentes condições de discos de gás.

PALAVRAS-CHAVE: Discos de gás. Sistema $\gamma - Cephei$. Sistemas Binários Compactos. Sistema Solar. Abordagem hidrodinâmica. Migração Planetária.

ABSTRACT

More than 4,000 exoplanets have been found since the discovery, in 1995, of the first exoplanet orbiting a star in the main sequence. Mostly due to the successful Kepler mission. The number of planets that were discovered showed a diversity of planetary systems and with that, several doubts about what would be the necessary conditions for the formation of each type of system. The Solar system itself presents unanswered questions about its formation. In view of this complexity, it is notorious, and evident, that to be able to cover all these planetary systems, it is necessary to explore different scientific theories. The use of hydrodynamic codes, such as the *FARGO* package, has become an excellent tool capable of satisfactorily reproducing the formation of planets inside gas disks. In this work, we explore several systems and parameters for modeling protoplanetary disks. The $\gamma - Cephei$ system is a compact binary system, that is, the secondary star is very close to the primary. To investigate the formation of the planet $\gamma - Cephei$ b, we initially used isothermal and radioactive disks and compared the evolution in both cases. To explore the influence of a secondary star on planetary formation, we observe the evolution of protoplanets inside the disks in different scenarios for the secondary star. We consider different masses and semi-major axes for the second star and evaluate the evolution of the system. An important point to note is the physics of protoplanetary disks, in this context, we explore the self-gravity of the protoplanetary disk and its influence on the planetary migration of giant planets. For this, we apply the conditions of the Solar system, exploring the planets Jupiter and Saturn in different conditions of gas disks.

KEYWORDS: Gas disks. $\gamma - Cephei$ System. Compact Binary Systems. Solar system. Hydrodynamic approach. Planetary Migration.

LISTA DE FIGURAS

1 Esta é uma imagem composta que mostra a Nuvem Molecular de Orion. Os pontos amarelos são os locais de protoplanetas observados pelo VANDAM sobreposta pela imagem de fundo em azul feita pelo Observatório Espacial Herschel (ESA). As imagens inseridas mostram nove protoestrelas observadas pelo ALMA, em azul, e pelo VLA, em amarelo. Fonte: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO) J. Tobin (AUI/NSF) S. Dagnello (Herschel/ESA). 17

2 Esta imagem mostra uma lacuna em um disco protoplanetário de poeira e gás girando em torno da estrela anã vermelha TW Hydrae reside a 176 anos-luz de distância, na constelação de Hydra (a serpente do mar). A presença da brecha é melhor explicada devido aos efeitos de um planeta invisível e crescente que está varrendo gravitacionalmente o material e esculpindo uma pista no disco, como um arado de neve. Na imagem do Telescópio Espacial Hubble (NASA/ESA) pode-se ver uma lacuna a cerca de 12 bilhões de quilômetros da estrela no centro do disco. Se o suposto planeta orbitasse em nosso Sistema Solar, seria aproximadamente duas vezes a distância de Plutão do nosso Sol. A imagem foi tirada no infravermelho próxima pela NICMOS. Esta camera usa um dispositivo de máscara para bloquear o brilho da estrela, para que a estrutura do disco pudesse ser vista. As observações revelam que a lacuna, que tem pouco mais de 3 bilhões de quilômetros de largura, não foi completamente eliminada. Creditos: NASA, ESA, J. Debes (STScI), H. Jang-Condell (University of Wyoming), A. Weinberger (Carnegie Institution of Washington), A. Roberge (Goddard Space Flight Center), e G. Schneider (University of Arizona/Steward Observatory) 18

3 Esta imagem foi capturada com o ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array), apresenta um disco protoplanetário em torno da jovem estrela Elias 2-27, a cerca de 450 anos-luz de distância. Ve-se claramente dois braços espirais distintos uma clara assinatura das ondas de densidade espiral. Próximo da estrela, o ALMA encontrou um disco plano de poeira, que se estende até o que seria aproximadamente a órbita de Netuno em nosso próprio Sistema Solar. Além desse ponto, na região análoga ao nosso Cinturão de Kuiper, o ALMA detectou uma banda estreita com muito menos poeira, o que pode ser uma indicação de formação de planetas. Brotando da borda externa dessa lacuna estão os dois braços espirais que se estendem a mais de 10 bilhões de quilômetros de distância da estrela. Fonte: B. Saxton/NRAO/AUI/NSF; ALMA/ESO/NAOJ/NRAO. 19

4 Este é o sistema protoestelar binário classe I L1551 NE, que está a 460 anos-luz de distância na constelação do Touro, foi observado pelo ALMA. As estrelas deste sistema tem 0.67 M_{sol} e 0.13 M_{sol} e estão separadas de 145 ua. O disco circumbinário observado tem aproximadamente 300 ua de tamanho. A direita temos um disco simulado utilizando o supercomputador ATERUI/Cray XC30 da NAOJ (Takakuwa et al., 2014) 21

5 Perturbação da velocidade radial devido a um potencial. Uma onda do disco é lançada nas ressonâncias Lindblad interna e externa (linhas tracejadas). As ondas se mantém confinadas e não se propagam no raio de corotação (linha pontilhada) e entre as ressonâncias de Lindblad (Masset, 2008). 25

6 A estrutura vertical de discos finos é definida por um equilíbrio entre o componente vertical da gravidade da estrela (g_z) e um gradiente de pressão (Armitage, 2010). 27

7 Passos para a formação de um sistema planetário. No primeiro quadro temos uma nebulosa que inicia o processo de contração. No segundo quadro a medida que a nebulosa encolhe, sua rotação faz com que ela se achate em um disco. (Fonte: https://courses.lumenlearning.com/astronomy/chapter/formation-of-the-solar-system/l) 31

8 Evolução da massa do núcleo para a simulação da formação in situ de Júpiter em 5,2 ua. A massa do gás está indicada em linha pontilhada verde, a massa dos sólidos em linha tracejada vermelha e a massa total na linha tracejada azul. (Pollack et al., 1996; Mordasini et al., 2012). 34

9 Migração do Tipo I: devido a pouca massa do planeta, a migração ocorre com a presença do gás em toda sua vizinhança (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html). 36

10 Migração do Tipo II: o planeta limpa a matéria coorbital abrindo um gap (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html). 38

11 Migração do Tipo III: o planeta abre o gap parcialmente, esse processo pode ser uma transição entre a migração do tipo I e a migração do tipo II (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html). 39
12 Resultados da migração dos planetas gigantes na hipótese do Grand Tack (Walsh et al., 2011) 42

13 Exemplo de um grid (malha) com espaçamento logarítmico. 46
14 O perfil do disco com uma proporção de aspecto exagerada e alargada para maior clareza visual. H é a altura do plano do disco, r é a distância radial do centro do disco (Russell, 2011). 47
15 Grade da zona de acreção. O ponto preto representa a localização do planeta, as regiões sombreadas mais claras e mais escuras representam a área delimitada por $f_1 R_H$ e $f_2 R_H$ respectivamente (Russell, 2011). 48

16 Densidade do disco de gás em gramas por centímetro quadrado no tempo zero. Acima temos um disco de gás com a massa inicial obedecendo a distribuição $\propto r^{-1}$ como referência no instante zero. Usando o código `FARGO 2D` podemos estudar a evolução do disco e do protoplaneta inserido neste disco. 57
17 Densidade do disco de gás isotérmico em gramas por centímetro quadrado para alguns instantes de tempo. Distribuição da densidade no disco protoplanetário em 25, 50, 75 e 100 anos usando o pacote `FARGO 2D`. Nestes instantes de tempo o disco sente a perturbação da estrela secundária e do protoplaneta imerso no disco, entretanto o protoplaneta ainda não acreta matéria do gás nem sente a sua influência. 58
18 Densidade do disco de gás isotérmico em 500 anos e mil anos. Na primeira linha temos o caso para um protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 1 ua, na segunda linha a 2,5 ua e na terceira linha a 4 ua. Nos primeiros mil anos o protoplaneta não sente os efeitos do disco, mas o disco sente a presença do protoplaneta, devido a isso as distribuições de densidade de gás ao fim do truncamento do disco podem ser distintas em cada caso. 59
19 Densidade do disco de gás radiativo em 500 anos e mil anos. Na primeira linha temos o caso para um protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 1 ua, na segunda linha a 2,5 ua e na terceira linha a 4 ua. Nos primeiros mil anos o protoplaneta não sofre os efeitos do disco mas o disco sente a presença do protoplaneta, devido a isso as distribuições de densidade de gás ao fim do truncamento do disco podem ser distintas em cada caso. Além disso por se tratar de um disco radiativo, há as modificações de densidade devido as diferenças de temperatura no disco 60

20 Evolução da massa do disco de gás para os primeiros mil anos. No painel superior é apresentado o caso com disco de gás isotérmico. O painel inferior é referente ao caso do disco de gás radiativo. Cada cor corresponde a uma simulação onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior indicado. . . . 62
21 Distribuição da densidade de gás para o protoplaneta a 4 ua em 20 anos, a esquerda e 45 anos a direita. Há o acumulo de matéria no braço espiral, no primeiro gráfico fica evidente que o causador da deformação do disco é o protoplaneta. No segundo gráfico o braço espiral está relacionado com a aproximação da estrela secundária. 63
22 Imagem do sistema AB Aur obtida com o SPHERE-ALMA, a esquerda. A direita temos indicado no círculo onde o protoplaneta está se formando (Boccaletti et al, 2020). 63
23 Evolução da excentricidade do disco de gás num modelo de disco isotérmico e radiativo, respectivamente. As cores corresponde onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior nas simulações. 65
24 Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 1 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados o disco de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos. 66
25 Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 2,5 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados os discos de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos. 67
26 Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 4 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição do disco de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos. 68
27 Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Nos gráficos são apresentados os dados referentes a protoplanetas em diferentes valores semi-eixo maior inicial. A faixa cinza denota os intervalos de massa, semi-eixo maior e excentricidade obtido observacionalmente para γ Cephei Ab. 69
28 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás. Simulações para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo isotérmico após o início da acreção do protoplaneta. As cores corresponde onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior nas simulações. 70

29 Perfil de densidade de gás do disco isotérmico. A linha tracejada indica o perfil inicial. No gráfico à esquerda o protoplaneta tem um semi-eixo maior inicial de 2,5 ua enquanto que à direita o semi-eixo maior inicial é de 4,0 ua. A linha vermelha indica a posição do protoplaneta no disco e N o instante de tempo em anos. 71
30 Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 1 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos. 74
31 Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 2,5 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos. 75
32 Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 4 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás.Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos. 76
33 Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso no dico de gás. Simulações para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo radiativo Nos gráficos são apresentados os dados referentes a protoplanetas em diferentes valores semi-eixo maior inicial. A faixa cinza denota os intervalos de massa, semi-eixo maior e excentricidade obtido observacionalmente para γ Cephei Ab. 77
34 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás. Simulaçõres para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo radiativo após o início da acreção do protoplaneta. As cores corresponde ao semi-eixo maior inicial do protoplaneta. 78
35 Semi-eixo maior final, massa final e excentricidade do planeta em função do semi-eixo maior inicial, para os casos isotérmicos (verde) e radiativo (vermelho). 81
36 Duas simulações mostrando a evolução temporal da excentricidade usando perturbação secular com diferentes excentricidades iniciais. No painel à esquerda temos a excentricidade inicial de $0,049$, enquanto que no painel à direita temos como zero o valor para a excentricidade inicial. A linha azul mostra o valor obtido observacionalmente de 0,049 de γ Cephei Ab e a área cinza é a barra de erro associada a este valor. 82

37 Densidade do disco de gás no tempo zero (a esquerda) e a mil anos (a direita) para o caso sem uma estrela binária. Usando o código FARGO 2D. O disco de gás obedece a distribuição $\propto r^{-1}$ como referência no instante zero com o protoplaneta iniciando com semi-eixo maior de 3 ua. 87
38 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 88
39 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua para o caso B110 $(1,0M_{Sol})$ em 6, 10, 14 e 18 anos. 89
40 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 10 ua, nos primeiros 1 mil anos, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 90
41 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$. 91
42 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 20 ua, nos primeiros 1 mil anos,para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$. 92
43 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em mil anos para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$. 94
44 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 30 ua, nos primeiros 1 mil anos, para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$. 95
45 Distribuição do disco de gás nos instantes 2 mil e 3 mil anos para o caso de um sistema sem uma estrela binaria. 96
46 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em 2 mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 97
47 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em 3 mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 98
48 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 10 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 99
49 Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 10 ua, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. 100
50 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em 2 mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.101
51 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em 3 mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.102

52 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 20 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta para os casos B201 ($0,1M_{Sol}$), B204 ($0,4M_{Sol}$), B210 ($1,0M_{Sol}$) e B214 ($1,4M_{Sol}$). . 103
53 Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 20 ua, para os casos B201 ($0,1M_{Sol}$), B204 ($0,4M_{Sol}$), B210 ($1,0M_{Sol}$) e B214 ($1,4M_{Sol}$). 104
54 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em 2 mil anos para os casos B301 ($0,1M_{Sol}$), B304 ($0,4M_{Sol}$), B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$).106
55 Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em 3 mil anos para os casos B301 ($0,1M_{Sol}$), B304 ($0,4M_{Sol}$), B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$).107
56 Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 30 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta para os casos B301 ($0,1M_{Sol}$), B304 ($0,4M_{Sol}$), B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$). . 108
57 Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 30 ua, para os casos B301 ($0,1M_{Sol}$), B304 ($0,4M_{Sol}$), B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$). 109
58 Massa e excentricidade do disco de gás após mil anos de simulação. Neste tempo temos o truncamento do disco de gás para todo o conjunto de casos apresentados na tabela 7. No eixo y temos os valores de massa e excentricidade final do disco de gás e no eixo x temos os valores de massa para a estrela secundária. Os valores são divididos em três conjuntos para os valores do semi-eixo maior da estrela secundária, 10 ua (vermelho), 20 ua (verde) e 30 ua (azul). 110
59 Valores finais da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso no disco de gás em função da massa da estrela secundária. Os valores são divididos em três conjuntos para os valores do semi-eixo maior da estrela secundária, 10 ua (vermelho), 20 ua (verde) e 30 ua (azul). 111
60 Evolução do disco de gás para o caso SAG1-2. São apresentados os instantes 505, 1 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG1-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 118
61 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG1-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas relativas a Saturno. 119

62 Torque de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG1-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo. 119
63 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG1-2. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 120
64 Ângulos ressonantes analisados para o caso SAG1-2. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$) , 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$) e 7:4 ($\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_S$). 121
65 Evolução do disco de gás para o caso SAG1-4. São apresentados os instantes 505, 800, 900, 1 mil, 2,5 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG1-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 123
66 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG1-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno. 124
67 Torques para Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG1-4). A linha vertical tracejada indica o instante de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo. 125
68 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG1-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 125
69 Ângulos ressonantes analisados para o caso SAG1-4. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$) e 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$, $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$, $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$). 127
70 Evolução do disco de gás para o caso CAG1-2. São apresentados os instantes 500, 800, 1 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG1-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 129

71 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG1-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referente ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referente a Saturno. 130
72 Torques para Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG1-2). A linha vertical tracejada indica o instante de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo. 130
73 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG1-2. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 131
74 Ângulos ressonantes analisados para o caso CAG1-2. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$) e 7:4 ($\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + \varpi_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_J$). 132
75 Evolução do disco de gás para o caso CAG1-4. São apresentados os instantes 505, 800, 900, 1 mil, 2,5 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG1-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 133
76 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG1-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referente ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referente a Saturno. 134
77 Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG1-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo. 135
78 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG1-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 135

79 Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG1-4. São encontradas as ressonâncias, 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$ $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$). 136
80 Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter (verde) e Saturno (roxo). Nos painéis superiores é apresentado os casos sem gravidade, SAG1-2 e SAG1-4. Nos painéis inferiores temos os casos com auto-gravidade, CAG1-2 e CAG1-4. 137
81 Evolução do disco de gás para o caso SAG5-2. São apresentados os instantes 505, 200, 1 mil, 1,5 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG5-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html . 140
82 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de gás de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG5-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno. 141
83 Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG5-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta. 142
84 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG5-2 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 143
85 Ângulo Ressonante analisados para o caso SAG5-2. O caso 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$) é um exemplo dos resultados que não apresentam qualquer indicação de ressonância. Na ressonância 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) encontramos uma estrutura de circulação lenta. 143
86 Evolução do disco de gás para o caso SAG5-4. São apresentados os instantes 505, 750, 800, 1,5 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG5-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html . 144
87 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG5-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno. 145

88 Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG5-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta. 146
89 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG5-4 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 146
90 Ângulo Ressonante analisados para o caso SAG5-4. São encontradas as ressonâncias 2:1 de argumentos $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$. . 147
91 Evolução do disco de gás para o caso CAG5-2. São apresentados os instantes 505, 545, 600, e 810 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html . 148
92 Evolução do disco de gás para o caso CAG5-2. São apresentados os instantes 1.615, 1.620, 1.625, 2.630, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 149
93 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG5-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno. 150
94 Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG5-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta. 151
95 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG5-2 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 151
96 Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG5-2. É apresentadas a ressonância 5:2 para os argumentos $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J + \varpi_S$ e $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$. 152
97 Evolução do disco de gás para o caso CAG5-4. São apresentados os instantes 505, 525, 660 e 900 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html . 153

98 Evolução do disco de gás para o caso CAG5-4. São apresentados os instantes 1.300, 1.335, 1.390 e 1.810 anos. A densidade de gás está em unidades do código. Notamos que neste caso há um gap extenso entre 2 ua e 4 ua nos gráficos superiores, entretanto o gás preenche essa lacuna com o tempo e a região mais interna entre 0,5 ua e 1 ua apresenta um gap nos gráficos inferiores. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html . 154
99 Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG5-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno. 155
100 Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG5-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta. 155
101 Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG5-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas. 156
102 Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG5-4. Neste caso são encontradas as ressonâncias, 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:1 ($\varphi = \lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) e 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$). 157
103 Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter (verde) e Saturno (roxo). Nos painéis superiores é apresentado os casos sem gravidade, SAG5-2 e SAG5-4. Nos painéis inferiores temos os casos com auto-gravidade, CAG5-2 e CAG5-4. 158
104 Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 10 MMNS, sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG10-2) e 10^{-4} (SAG10-4) e para os casos com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG10-2) e 10^{-4} (CAG10-4). 159
105 Evolução do disco de gás para o caso SAG10-2. São apresentados os instantes 505 e 790 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG10-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html . 159
106 Evolução do disco de gás para o caso SAG10-4. São apresentados os instantes 505 e 600 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG10-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html . 160

107 Evolução do disco de gás para o caso CAG10-2. São apresentados os instantes 505 e 590 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG10-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html . 160
108 Evolução do disco de gás para o caso CAG10-4. São apresentados os instantes 505 e 565 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG10-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html . 161
109 Distribuição do material no disco de gás para o caso CAG10-2 em 505 anos e 590 anos. Na primeira linha temos os instantes de tempo para o caso com Júpiter e Saturno. Na linha central, apresentamos os resultados do caso com apenas Júpiter imerso no disco. Na última linha incluímos os resultados referentes ao caso sem nenhum planeta imerso no disco. 162
110 Perfil da densidade do disco de gás para o caso CAG10-2 em 505 anos e 590 anos.Na primeira linha temos os instantes de tempo para o caso com Júpiter e Saturno. Na linha central, apresentamos os resultados do caso com apenas Júpiter imerso no disco. Na última linha incluímos os resultados referentes ao caso sem nenhum planeta imerso no disco. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 163
111 Perfil de densidade do disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 10 anos, 20 anos, 30 anos e 40 anos.A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 165
112 Densidade do disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 100 anos, 200 anos, 300 anos e 400 anos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 166
113 Disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 700 anos e 800 anos. Na primeira coluna apresentamos o disco de gás nesses instantes. Na segunda coluna apresentamos a distribuição de densidade do gás nos dois momentos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 167
114 Perfil da densidade do disco de gás sem planeta imerso, nos instantes de 100 anos, 200 anos, 300 anos e 400 anos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 168
115 Caso do disco sem a presença de planetas imerso, nos instantes de 1.000 anos, 1.270 anos e 1.430 anos. Na primeira coluna apresentamos o disco de gás nesses instantes. Na segunda coluna apresentamos a distribuição de densidade do gás em cada momentos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua. 169

LISTA DE TABELAS

1 Dados do Sistema γ Cephei. O Sistema é constituído por uma binária excêntrica bem como um planeta orbitando com baixa excentricidade a estrela primária. Os parâmetros que serão usados estão listados a partir trabalho de Endl et al. (2011). 54

2 Parâmetros utilizados neste trabalho. Inserimos estes valores no pacote `FARGO 2D`, um simulador hidrodinâmico que pressupõe a existência de um disco circunstelar cujos parâmetros indicados descrevem os diversos modelos que se pode estudar. 55

3 Parâmetros utilizados para o disco de gás nos trabalhos de Kley & Nelson (2008) e Müller & Kley (2012). 55

4 Valores finais de massa, semi-eixo maior e excentricidade para os casos isotérmicos e radiativos. 80

5 Parâmetros das estrelas de alguns sistemas binários compactos (Schwarz, 2016). 84

6 Parâmetros dos planetas de alguns sistemas binários compactos (Schwarz, 2016). 85

7 Parâmetros da Estrela Secundária correspondente a cada index. 86

8 Parâmetros fixados referentes a estrutura do disco de gás. 115

9 Parâmetros de Júpiter e Saturno inseridos nas simulações. 116

10 Parâmetros da simulação correspondente a cada index. 116

SUMÁRIO

1 **INTRODUÇÃO** 14
2 **FORMAÇÃO E ESTRUTURA DE DISCOS PROTOPLANETÁRIOS** . . . 16
2.1 FORMAÇÃO DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS 16
2.2 MASSA DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS 18
2.3 RAIO DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS 20
2.4 TEMPERATURA EM DISCOS PROTOPLANETÁRIOS 21
2.5 MAGNETO-HIDRODINÂMICA EM DISCOS DE GÁS 22
2.6 RESSONÂNCIAS EM DISCOS DE GÁS 23
2.6.1 RESSONÂNCIAS DE CORROTAÇÃO 24
2.6.2 RESSONÂNCIAS DE LINDBLAD 25
2.7 MODELAGEM DE DISCOS PROTOPLANETÁRIOS 26
2.7.1 VISCOSIDADE DO DISCO 26
2.7.2 ESTRUTURA VERTICAL DO DISCO DE GÁS 27
2.7.3 PARÂMETRO DE TOOMRE 29
3 **FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO PLANETÁRIA** 30
3.0.1 ACREÇÃO POR PEBBLES 30
3.1 FORMAÇÃO DE PLANETESIMAIS 31
3.2 FORMAÇÃO DE PLANETAS TERRESTRES 31
3.3 FORMAÇÃO DE PLANETAS GASOSOS 33
3.4 RAIO DE HILL 35
3.5 MIGRAÇÃO PLANETÁRIA 35
3.5.1 MIGRAÇÃO TIPO I 36
3.5.2 MIGRAÇÃO TIPO II 37
3.5.3 MIGRAÇÃO TIPO III 38
3.6 RESSONÂNCIA PLANETÁRIA 39
3.7 MODELO DE NICE 40
3.7.1 GRAND TACK 41
3.8 FORMAÇÃO PLANETÁRIA DE EXOPLANETAS 43
4 **FARGO: UM ALGORITMO PARA DISCOS COM ROTAÇÃO** 44
4.1 FARGO 2D 44
4.1.1 EQUAÇÕES INCORPORADAS 44
4.1.2 GRID 45
4.1.3 PROPORÇÕES DO DISCO 46

4.1.4 ACREÇÃO DO GÁS 48
4.1.5 INTEGRAÇÃO DOS PLANETAS 49
4.2 FARGO COM EQUAÇÃO DE ENERGIA 50
4.3 FARGO COM AUTO-GRAVIDADE 51
5 **ESTUDO DA FORMAÇÃO DE γ CEPHEI Ab** 53
5.1 O PLANETA γ-CEPHEI Ab 53
5.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA 54
5.3 TRUNCAMENTO DO DISCO 56
5.3.1 DENSIDADE DO DISCO 57
5.3.2 BRAÇOS ESPIRAIS 62
5.3.3 EXCENTRICIDADE DO DISCO 64
5.4 DISCO ISOTÉRMICO 66
5.5 DISCO RADIATIVO 73
5.6 PERTURBAÇÃO SECULAR 80
5.7 CONSIDERAÇÕES 83
6 **FORMAÇÃO PLANETÁRIA EM SISTEMAS BINÁRIOS COMPACTOS** 84
6.1 SISTEMAS BINÁRIOS 84
6.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA 86
6.3 TRUNCAMENTO DO DISCO 87
6.3.1 SEMI-EIXO MAIOR A 10 ua 88
6.3.2 SEMI-EIXO MAIOR A 20 ua 92
6.3.3 SEMI-EIXO MAIOR A 30 ua 93
6.4 FORMAÇÃO PLANETÁRIA 95
6.4.1 SEMI-EIXO MAIOR A 10 ua 96
6.4.2 SEMI-EIXO MAIOR A 20 ua 100
6.4.3 SEMI-EIXO MAIOR A 30 ua 105
6.5 CONSIDERAÇÕES 107
7 **INFLUÊNCIA DA AUTO-GRAVIDADE DO DISCO DE GÁS NA MIGRAÇÃO PLANETÁRIA** 114
7.1 FORMAÇÃO E ESTABILIDADE DE JÚPITER E SATURNO 114
7.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA 115
7.3 1 MMNS 116
7.3.1 SAG1-2 116
7.3.2 SAG1-4 122
7.3.3 CAG1-2 127
7.3.4 CAG1-4 132
7.3.5 COMPARAÇÕES 137
7.4 5 MMNS 138
7.4.1 SAG5-2 139
7.4.2 SAG5-4 143

7.4.3 CAG5-2 147
7.4.4 CAG5-4 151
7.4.5 COMPARAÇÕES 155
7.5 10 MMNS 155
7.5.1 COLAPSO DO DISCO 160
7.6 CONSIDERAÇÕES 167
8 **CONCLUSÕES** 170
8.1 PERSPECTIVAS FUTURAS 171
REFERÊNCIAS 172

1 INTRODUÇÃO

Em 2019, Michel Mayor e Didier Queloz, ambos, da Universidade de Genebra, conquistaram o prêmio Nobel pela descoberta do primeiro exoplaneta a orbitar uma estrela semelhante ao Sol. Desde essa descoberta, anunciada em 1995, mais de 4 mil exoplanetas foram detectados, em sua maioria devido aos dados da missão Kepler (Han et al., 2014). A quantidade de planetas descobertos evidenciou a existência de uma diversidade de sistemas planetários. Essas descobertas, também trouxeram consigo diversas dúvidas sobre as condições necessárias para a formação desses sistemas.

O Sistema Solar, por si só, suscita diversas incógnitas com relação à formação dos planetas. O modelo clássico de formação do Sistema Solar consegue abranger parte desse percurso evolutivo, porém muitas lacunas ainda permanecem. Considerando que o Sistema Solar contém apenas uma estrela podemos adicionar maior complexidade quando falamos de formação de planetas em sistemas com mais de uma estrela.

Estima-se que cerca de 70 por cento das estrelas da sequência principal e pré-principal compõem sistemas binários ou sistemas de estrelas múltiplas. Atualmente foram confirmados cerca de 98 sistemas binários e, nesses cerca de 144 planetas foram detectados (Schwarz et al., 2016). Além de sistemas com duas estrelas, sistemas com mais de uma companheira também já foram registrados. O primeiro planeta detectado em um sistema multi-estelar foi encontrado em um sistema triplo (16 Cyg, Cochran et al. 1997) e o exoplaneta mais próximo que se tem conhecimento, *Proxima Centauri b*, também faz parte de um sistema triplo de estrelas (Worth & Sigurdsson, 2016).

No caso de sistemas binários, de acordo com o trabalho de Rabl e Dvorak (1988), podem-se distinguir três tipos de configurações para órbitas planetárias: o Tipo-S ou movimento circunstelar, onde o planeta orbita uma das duas estrelas, até o momento, sabe-se que, a maioria dos sistemas binários detectados apresentam esta configuração; o Tipo-P, ou movimento circumbinário, onde o planeta tem uma órbita externa às duas estrelas; e o Tipo-T, onde um planeta pode orbitar próximo a um dos dois pontos lagrangianos de equilíbrio, L4 e L5 (Schwarz et al., 2016).

Os efeitos mais proeminentes de uma estrela companheira muito próxima são o truncamento do disco protoplanetário e um aumento nas velocidades relativas de pequenos objetos (Kley & Nelson, 2008). Estudos teóricos mostram que a presença de uma estrela secundária torna o processo de formação do planeta mais difícil do que em torno de estrelas isoladas. Devido ao distúrbio gravitacional, o disco protoplanetário é mais quente e dinamicamente mais excitado, de tal modo, que influenciam o processo de crescimento

de objetos no sistema (Müller & Kley, 2012).

Müller e Kley (2013) enfatizam que a formação de planetas ocorrem em discos de gás, ou seja, percebemos que, a estrutura dinâmica do disco é crucial para o processo de formação. A formação planetária usando a abordagem hidrodinâmica precisa considerar vários parâmetros para simular discos de gás, entre eles, devem ser explorados: a viscosidade, a temperatura e a massa do disco. Além disso nos casos com estrelas companheiras muito próximas, ambas devem ser consideradas no estudo de formação.

O objetivo central deste trabalho é analisar a formação e a evolução de planetas em diferentes cenários, explorando diferentes parâmetros para o discos de gás, planetas e estrelas, em especial com companheiras muito próximas.

No capítulo 2 introduzimos a parte teórica sobre a formação, a dinâmica e a modelagem de discos protoplanetários.

Em seguida, no capítulo 3, revisamos os processos de formação e de evolução planetária.

Apresentamos os conceitos básico por de trás do pacote *FARGO* no capítulo 4. É importante ressaltar que esse programa foi nossa principal ferramenta na elaboração deste trabalho.

No capítulo 5 são apresentados os resultados e as discussões a cerca da reprodução da formação do planeta $\gamma - Cephei$ Ab em discos isotérmicos e radiativos, explorando as diferenças em cada caso.

No capítulo 6 exploramos os limites para a formação de planetas em sistemas binários compactos, ou seja, com uma estrela secundária muito próxima da estrela primária. Para isso, foram introduzidos diferentes massas e semi-eixos maiores para a estrela secundária e acompanhamos a evolução do disco de gás e do protoplaneta em cada caso.

Em seguida, no capítulo 7, investigamos os efeitos da auto-gravidade do disco de gás na migração dos planetas Júpiter e Saturno em diferentes cenários.

No capítulo 8 são apresentados os principais resultados sobre o trabalho desenvolvido e as perspectivas de trabalhos futuros.

2 FORMAÇÃO E ESTRUTURA DE DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

À partir do colapso de uma nuvem molecular forma-se em seu centro uma protoestrela e um disco de acreção circunstelar correspondente, que pode se tornar um disco protoplanetário. As propriedades dos discos protoplanetários são cruciais para a formação de um sistema planetário. Neste capítulo apresentamos os processos de formação e evolução dos discos protoplanetários, com isso exploramos as modelagens dos parâmetros que regem esses discos para em seguida discutirmos a formação de planetas nesses cenários.

2.1 FORMAÇÃO DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

As nuvens moleculares presentes em todo o universo não são estruturas homogêneas, devido à existência de acúmulos de gás em diversas regiões. As estrelas se formam a partir de densos nodos de gás. uma vez que o gás colapsa, em seu núcleo se forma a estrela, e a região de colapso possui momento angular diferente de zero, levando à formação de discos ao redor de estrelas recém-formadas, chamado de discos protoplanetários (Chabrier, 2009).

Os discos se formam porque as estrelas nascem de gás relativamente difuso com muito momento angular, o que impede o gás de colapsar diretamente para o núcleo estelar. Os discos sobrevivem como estruturas bem definidas de quase-equilíbrio, uma vez que o gás se estabelece em um disco ao redor de uma estrela jovem, seu momento angular aumenta com o raio. Para haver acúmulos de gás, o momento angular deve ser perdido ou redistribuído dentro do disco (Armitage, 2010).

O disco circunstelar tem sua massa inicial, tamanho e composição química estabelecidos a partir da formação estelar, enquanto sua evolução subsequente pode ser influenciada por efeitos como radiação estelar, acúmulo de gás ou flybys estelares (Armitage, 2010). Os Discos protoplanetários de gás e poeira são observados cercando estrelas jovens durante os primeiros milhões de anos de sua evolução. Estas estruturas são os locais de nascimento e evolução de corpos celestes imersos no gás (Armitage, 2010). A Figura 1 mostra a nuvem molecular de Orion, sendo os pontos amarelos regiões que maior densidade de gás indicando a presença de protoplanetas imersos.

A primeira detecção de um disco circunstelar ocorreu a partir da análise da distribuição espectral da emissão térmica da composição de sua poeira (Chabrier, 2009). Atualmente, ao lado do campo observacional, os modelos computacionais do discos têm sido um amplo campo de pesquisa explorado.

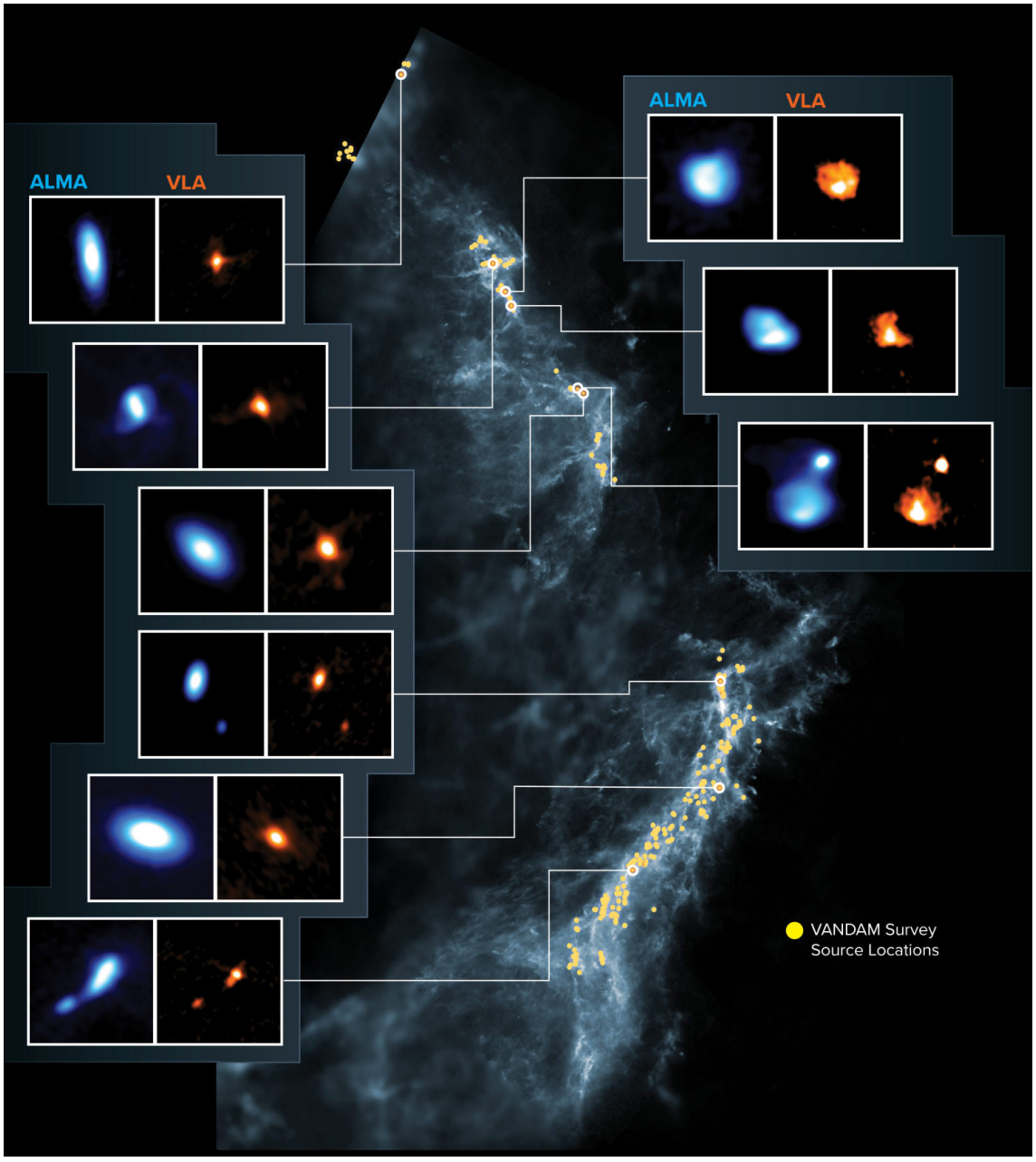

Figura 1: Esta é uma imagem composta que mostra a Nuvem Molecular de Orion. Os pontos amarelos são os locais de protoplanetas observados pelo VANDAM sobreposta pela imagem de fundo em azul feita pelo Observatório Espacial Herschel (ESA). As imagens inseridas mostram nove protoestrelas observadas pelo ALMA, em azul, e pelo VLA, em amarelo. Fonte: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO) J. Tobin (AUI/NSF) S. Dagnello (Herschel/ESA).

Discos circunstelares passam por vários estágios antes de se tornarem sistemas planetários. Os discos protoplanetários mantêm um reservatório de gás e poeira, grande o suficiente para implicar o potencial de formação do planeta, que pode abrir lacunas no disco de gás, na Figura 2 vemos a detecção de um disco protoplanetário de poeira e gás girando em torno da estrela anã vermelha TW Hydrae e uma lacuna nesse disco.

Compreender as propriedades dos discos de gás é essencial para o estudo da forma-

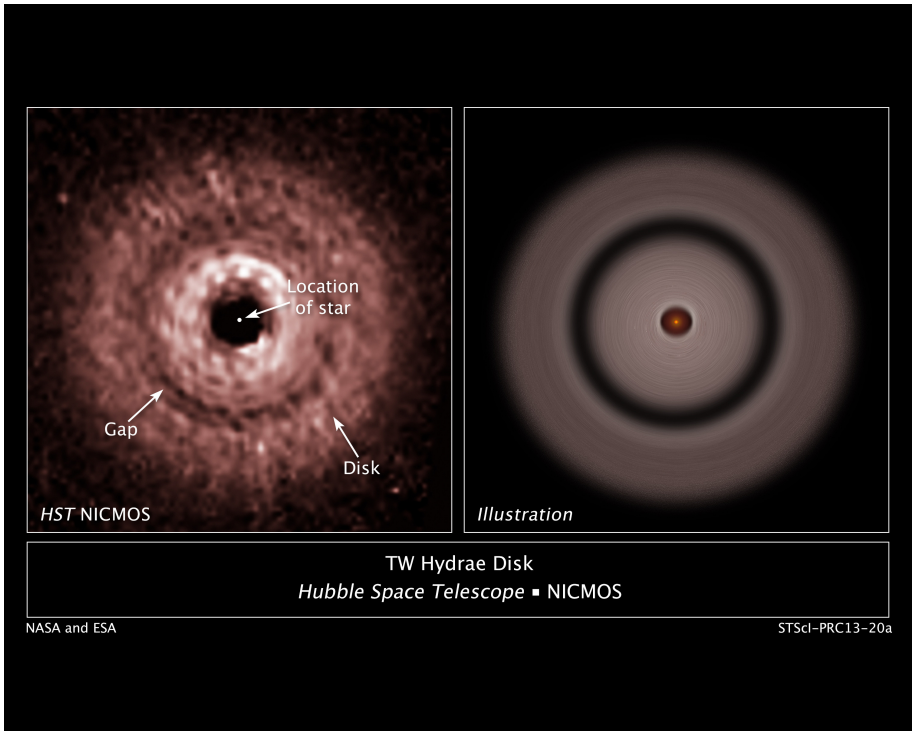

Figura 2: Esta imagem mostra uma lacuna em um disco protoplanetário de poeira e gás girando em torno da estrela anã vermelha TW Hydrae reside a 176 anos-luz de distância, na constelação de Hydra (a serpente do mar). A presença da brecha é melhor explicada devido aos efeitos de um planeta invisível e crescente que está varrendo gravitacionalmente o material e esculpindo uma pista no disco, como um arado de neve. Na imagem do Telescópio Espacial Hubble (NASA/ESA) pode-se ver uma lacuna a cerca de 12 bilhões de quilômetros da estrela no centro do disco. Se o suposto planeta orbitasse em nosso Sistema Solar, seria aproximadamente duas vezes a distância de Plutão do nosso Sol. A imagem foi tirada no infravermelho próxima pela NICMOS. Esta camera usa um dispositivo de máscara para bloquear o brilho da estrela, para que a estrutura do disco pudesse ser vista. As observações revelam que a lacuna, que tem pouco mais de 3 bilhões de quilômetros de largura, não foi completamente eliminada. Creditos: NASA, ESA, J. Debes (STScI), H. Jang-Condell (University of Wyoming), A. Weinberger (Carnegie Institution of Washington), A. Roberge (Goddard Space Flight Center), e G. Schneider (University of Arizona/Steward Observatory)

ção planetária. Algumas propriedades dos discos interferem diretamente na evolução dos sistemas planetários, tais quais a massa do disco, a composição química, o raio, a temperatura, a espessura, a viscosidade entre outros.

2.2 MASSA DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

A determinação das massas de discos protoplanetários é fundamental para a compreensão de quase todos os aspectos da física dos discos, desde sua formação e evolução, até os tipos e composições dos planetas gerados dentro do disco (Bergin et al., 2018).

A determinação da massa de gás em discos tem sido um problema há décadas (Bergin

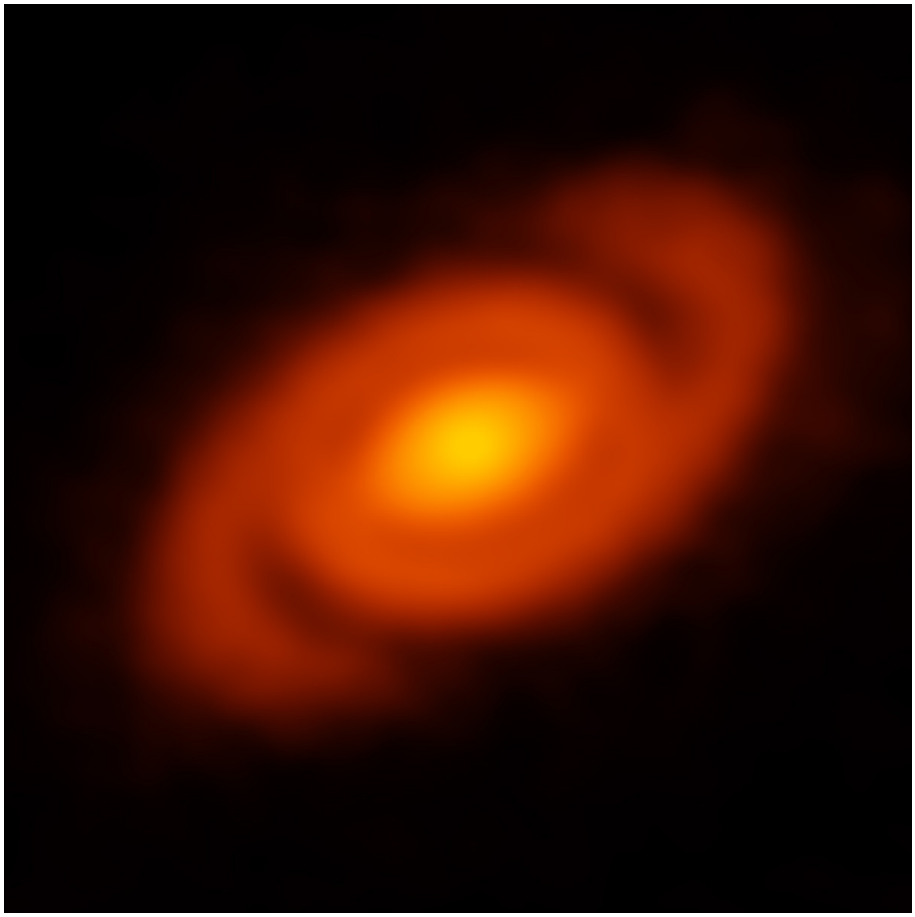

Figura 3: Esta imagem foi capturada com o ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array), apresenta um disco protoplanetário em torno da jovem estrela Elias 2-27, a cerca de 450 anos-luz de distância. Ve-se claramente dois braços espirais distintos uma clara assinatura das ondas de densidade espiral. Próximo da estrela, o ALMA encontrou um disco plano de poeira, que se estende até o que seria aproximadamente a órbita de Netuno em nosso próprio Sistema Solar. Além desse ponto, na região análoga ao nosso Cinturão de Kuiper, o ALMA detectou uma banda estreita com muito menos poeira, o que pode ser uma indicação de formação de planetas. Brotando da borda externa dessa lacuna estão os dois braços espirais que se estendem a mais de 10 bilhões de quilômetros de distância da estrela. Fonte: B. Saxton/NRAO/AUI/NSF; ALMA/ESO/NAOJ/NRAO.

et al., 2018). Williams e Cieza (2011) apontam que as massas dos discos são melhor determinadas a partir de observações dos comprimentos de ondas, em que a emissão de poeira é opticamente fina, com exceção para as regiões mais internas, onde as densidades verticais são mais altas.

A Mínima Massa da Nebulosa Solar (MMNS), fornece as propriedades mínimas do disco primordial que formou o Sistema Solar, inferidas a partir de composições planetárias (Kusaka et al 1970; Weidenschilling 1977; Crida et al., 2009). Devido à incerteza na composição dos planetas gigantes, Weidenschilling (1977) propõe um intervalo para o MMNS de 0,01 a 0,07 M_{Sol}.

Ao assumir que os planetas gigantes têm um núcleo rochoso de cerca de 15 M_T,massas

terrestres, e que Júpiter acumulou todo o material sólido disponível entre 1,5 e 7 ua, Hayashi (1981) encontra um perfil de densidade superficial de

$$\Sigma(r) = 1700(r/1ua)^{-3/2} g.cm^{-2}, \quad (1)$$

onde r é a distância do Sol.

Naturalmente, o perfil de densidade obtido depende de maneira crucial da posição dos planetas. Hayashi (1981) assumiu também que os planetas se formaram onde eles atualmente orbitam (Crida et al., 2009).

Em um artigo de Desch (2007) é construído um novo MMNS, assumindo desta vez que os planetas foram formados no disco na posição inicial conforme o modelo de Nice (Gomes et al., 2005). A distribuição de densidade necessária para formar os planetas gigantes nessa configuração, incluindo a presença de um disco exterior de planetesimais, pode ser ajustada por um perfil de densidade de lei de potência. Além disso, no estudo da evolução temporal deste disco, é encontra uma solução de um disco que pode sobreviver com um perfil de densidade praticamente inalterado na região dos planetas gigantes por alguns milhões de anos (Crida et al., 2009).

Muitos planetas detectados até hoje são consideravelmente mais massivos que Júpiter (Johnson 2009). Portanto as massas dos discos protoplanetário desses sistemas seriam proporcionalmente maiores (Williams & Cieza, 2011).

2.3 RAIO DOS DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

Propriedades dos discos protoplanetários, como temperatura e composição química, são inferidas principalmente a partir de observações em comprimentos de onda no infravermelho médio a milimétrico, embora as observações de luz difusa ou infravermelha óptica possam fornecer informações importantes sobre raios de disco e propriedades de grão de poeira (Throop et al. 2000; Williams & Cieza, 2011).

Na figura 2, do Telescópio Espacial Hubble (NASA/ESA), observa-se ver uma lacuna a cerca de 12 bilhões de quilômetros da estrela no centro do disco. Isso mostra a magnitude do tamanho dos discos protoplanetários. No caso da Figura 3, os dois braços espirais que se formam no disco de gás se estendem até mais de 66 ua de distância da estrela.

Para um disco geometricamente fino, a velocidade angular é essencialmente a de uma órbita kepleriana e o momento angular é uma função crescente do raio. Para que o gás no disco flua para dentro e seja acretado pela estrela, ele precisa, portanto, perder o momento angular. Entender os mecanismos que podem resultar na perda de momento angular é um problema na teoria dos discos de acreção, não apenas no contexto protoplanetário, mas também nos discos em torno dos buracos negros e outros objetos compactos (Armitage, 2010).

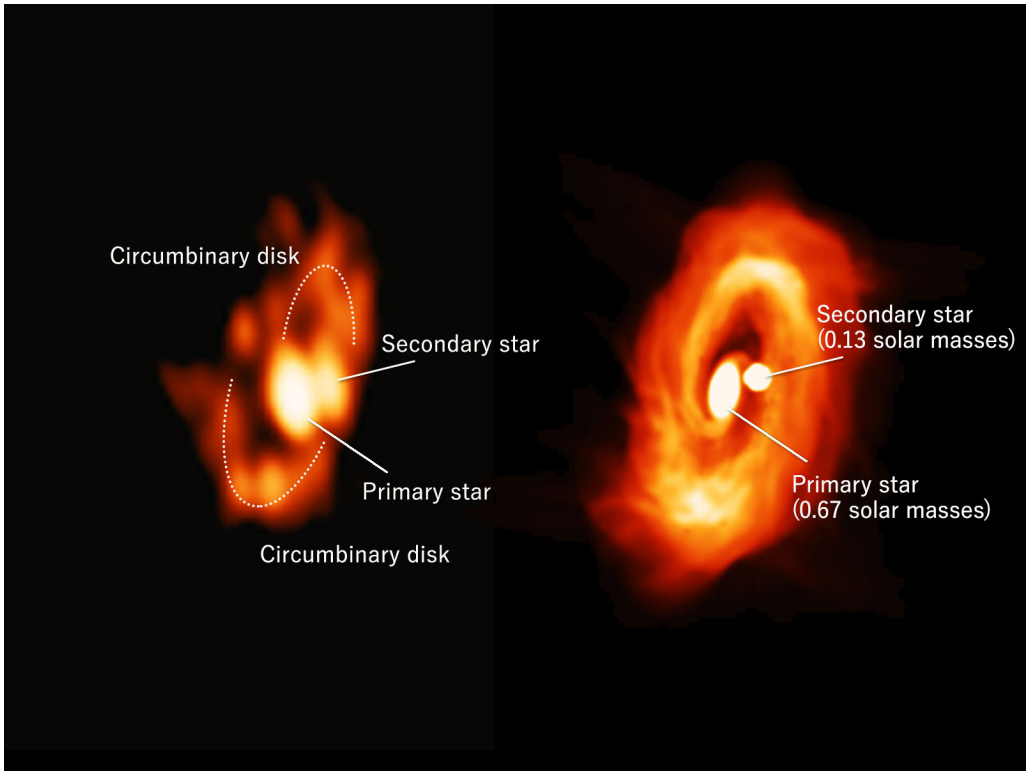

Figura 4: Este é o sistema protoestelar binário classe I L1551 NE, que está a 460 anos-luz de distância na constelação do Touro, foi observado pelo ALMA. As estrelas deste sistema tem 0.67 M_{sol} e 0.13 M_{sol} e estão separadas de 145 ua. O disco circumbinário observado tem aproximadamente 300 ua de tamanho. A direita temos um disco simulado utilizando o supercomputador ATERUI/Cray XC30 da NAOJ (Takakuwa et al., 2014)

2.4 TEMPERATURA EM DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

Na maioria dos raios de interesse dos discos de gás, a opacidade é alta o suficiente para que os discos sejam opticamente espessos tanto para a radiação estelar quanto para sua própria radiação reemitida, que, por isso, possui um espectro térmico (Armitage, 2015).

Um disco pode ser considerado ativo ou passivo termicamente. Alguns discos detectados se mostram muito mais brilhantes do que pode ser explicado por um reprocessamento do calor da estrela, indicando alguma fonte de energia própria. Esses discos são chamados de discos “ativos” pois a fonte de energia vem do acúmulo de material dentro do disco. Se traçarmos a distribuição espectral de energia de uma estrela T-Tauri, descobriremos que há emissão infravermelha em excesso. Isso se deve à poeira no disco protoplanetário, que absorve a radiação estelar e re-irradia no infravermelho. Esses discos são chamados de discos "passivos” (Montesinos et al., 2015).

Um cálculo mais detalhado da emissão de poeira de discos passivos requer a consideração de dois efeitos físicos adicionais. Primeiro, a espessura do disco, medida pela altura da escala de gás, que flui para raios maiores. Se a poeira estiver bem misturada com o gás, um disco intercepta mais radiação estelar em suas regiões externas do que no plano, o que tenderá a torná-lo ainda mais forte. Portanto, é necessário que o disco satisfaça

simultaneamente o equilíbrio hidrostático e térmico a cada raio. Em segundo lugar, pequenos grãos de poeira que estão diretamente expostos à irradiação estelar emitem como um corpo negro diluído com uma temperatura mais alta do que se fossem verdadeiros emissores de corpo negro. A razão para isso é que pequenos grãos de poeira têm emissividade apenas para comprimentos de ondas pequenos. Em comprimentos de onda mais longos, sua emissividade diminui (Armitage, 2015).

Um modelo analítico ilustrativo que incorpora esses efeitos foi desenvolvido por Chiang e Goldreich (1997). Eles consideraram um disco com um perfil de densidade superficial $\Sigma = 10^3(r/1ua)^{-3/2}gcm^{-2}$ em torno de uma estrela com 0,5 massas do Sol, temperatura de 4000 K e raio 2,5 raios do Sol. Dentro de cerca de 100 ua, sua solução tem metade da luminosidade do disco emitido como um corpo negro na temperatura interior,

$$T_i \approx 150(r/1ua)^{-3/7}K, \tag{2}$$

com luminosidade igual em cada raio emergindo de uma camada de poeira de superfície quente em,

$$T_s \approx 550(r/1ua)^{-2/5}K. \tag{3}$$

Se nosso principal interesse estiver nas condições físicas do plano médio do disco dentro da região normal de formação do planeta, ou seja, se queremos excluir distâncias orbitais muito grandes em que o disco está se tornando opticamente fino, modelos para a temperatura da poeira são suficientes. A poeira domina tanto a absorção da luz das estrelas quanto a emissão térmica de radiação e aquecimento de acumulação. No plano intermediário as temperaturas de gás e poeira são quase iguais. A temperatura do gás perto da superfície do disco é, no entanto, de importância crítica para várias aplicações.

As propriedades do gás perto da superfície dos discos estão intimamente ligadas ao fluxo incidente de radiação ultravioleta da estrela. A radiação UV estelar ioniza e dissocia átomos e moléculas e aquece o gás ejetando elétrons dos grãos de poeira, gerando aquecimento fotoelétrico dos grãos.

O grau de ionização do gás em discos protoplanetários é importante porque é essencial para entender como o gás se une aos campos magnéticos e, portanto, para entender o papel dos campos magnéticos na formação de discos, das turbulência dentro deles e a geração de jatos e ventos magneto-hidrodinâmicos (MHD)(Armitage, 2015).

2.5 MAGNETO-HIDRODINÂMICA EM DISCOS DE GÁS

Muito do que entendemos sobre a fase de formação de disco vem da modelagem numérica. Embora os modelos descrevam em detalhes a formação e evolução desses discos, eles são limitados pelo poder computacional, que leva a várias suposições arbitrárias sobre as condições iniciais e sobre a distribuição e redistribuição do momento angular durante e após o colapso. Um quadro completo da formação e evolução de um disco protoplanetá-

rio em toda a sua faixa dinâmica é extremamente custoso quando se usam essas técnicas computacionais (Chabrier, 2009).

A estrutura e a evolução dos discos protoplanetários dependem da taxa em que o gás pode lançar o seu momento angular e, assim, fluir para dentro. Sabe-se que dois mecanismos físicos amplamente aplicáveis levam ao transporte necessário para o momento angular. Se o disco for grande o suficiente, a instabilidade gravitacional leva a um transporte de momento angular. Se o disco de gás é acoplado a um campo magnético, surgem instabilidades que levam à turbulência e ao transporte de momento angular (Armitage et al.,2001).

O problema do momento angular dificilmente pode ser resolvido sem a viscosidade adicional causada por instabilidades magnéticas. A situação em que os campos magnéticos podem não ser importantes é caracterizada pela desigualdade (Klar et al., 2006),

$$\frac{<\mathbf{B}>^{\mathbf{2}}}{8\pi} \ll \frac{\rho <\mathbf{u}>^{\mathbf{2}}}{2}, \tag{4}$$

onde $<\mathbf{B}>$ e $<\mathbf{u}>$ são as médias do campo magnético e da velocidade, respectivamente.

Para um discos kepleriano ser hidrodinamicamente estável, deve-se estar acordo com o critério de Rayleigh,

$$\frac{dj^2}{dr} > 0, \tag{5}$$

onde r é o raio e $j = r^2\Omega$ é o momento angular por unidade de massa.

No entanto, discos gasosos com condutividade suficientemente alta são instáveis sob a influência de um campo magnético fraco. A instabilidade linear de um disco acoplado a um campo magnético é conhecida como a instabilidade magnetorrotacional (MRI) ou Balbus-Hawley (Armitage, 2010).

Há duas condições importantes para a ocorrência da MRI. Em primeiro lugar, é necessário que o disco protoplanetário apresente um perfil kepleriano. O segundo ponto relevante é que os elementos do fluido estejam conectados através de linhas de campo magnético, para que eles possam trocar o momento angular.

A MRI modifica a densidade do disco de gás e, isso é crucial para a formação planetária. O acúmulo de matéria irá determinar o tamanho e a estabilidade dinâmica do planeta. Portanto, quando há modelagem da formação planetária, é possível explorar os termos da magneto-hidrodinâmica.

2.6 RESSONÂNCIAS EM DISCOS DE GÁS

O trabalho de Goldreich e Tremaine (1979),apontou que um protoplaneta exerce torques em um disco protoestelar através da excitação de ondas de densidade em espiral nas ressonâncias Lindblad, e possivelmente através de interação na ressonância de corrotação. As ondas espirais carregam consigo um fluxo de momento angular associado. Este

momento angular é depositado no material do disco onde as ondas são amortecidas, levando a uma troca de momento angular entre o protoplaneta e o disco. O disco externo à órbita do protoplaneta exerce um torque negativo no planeta e o disco interno exerce um torque positivo. Para a maioria dos modelos de disco, o torque negativo domina e o protoplaneta migra para dentro (Nelson et al., 2004). Trataremos mais profundamente as duas ressonância que ocorrem no disco: ressonâncias de corrotação e ressonâncias de Lindblad.

Consideremos um corpo perturbador com as seguintes frequências, o movimento médio (n'), a frequência radial (κ'), e a frequência vertical (ν').

O potencial do satélite pode ser expandido em uma série de Fourier. Para cada argumento na expansão a velocidade do padrão (Ω_p) é definida como a frequência angular de um referencial no qual esse argumento é estacionário. Isso dependerá da combinação exata de frequências em consideração e pode ser escrito como (Murray & Dermott, 1999),

$$m\Omega_p = mn' + k\kappa' + p\nu', \tag{6}$$

Sendo m, k e p inteiros e m é não negativo. Temos que $\kappa' = n' - \dot{\varpi}'$ e $\nu' = n' - \Omega'$, como só trataremos de discos planos a frequência vertical (ν') pode ser suprimida nas nossas análises.

A partir da equação 6, podemos analisar as ressonâncias de corrotação e de Lindblad no disco.

2.6.1 RESSONÂNCIAS DE CORROTAÇÃO

Uma ressonância de corrotação ocorre quando a velocidade padrão do potencial perturbador é igual à frequência orbital da partícula, ou seja, $m(n - \Omega_p) = 0$ (Murray & Dermott, 1999). Utilizando a equação 6 , os elementos orbitais e a condição de $\dot{\varphi}_{CR} = 0$, sendo φ_{CR} o ângulo ressonante de corrotação chegamos na relação,

$$\varphi_{CR} = j\lambda' + (k - j)\lambda - k\varpi', \tag{7}$$

onde $j = m + k$, λ é a longitude média e ϖ' a longitude do pericentro. Podemos ver que este argumento satisfaz a relação d'Alembert.

Fisicamente as partículas em ressonâncias de corrotação giram na frequência do planeta (Baruteau, 2008).

A troca de momento angular nas ressonâncias corresponde a um torque exercido pelo planeta no disco, ou a um torque do disco no planeta, de acordo com a terceira lei de Newton (Baruteau, 2008).

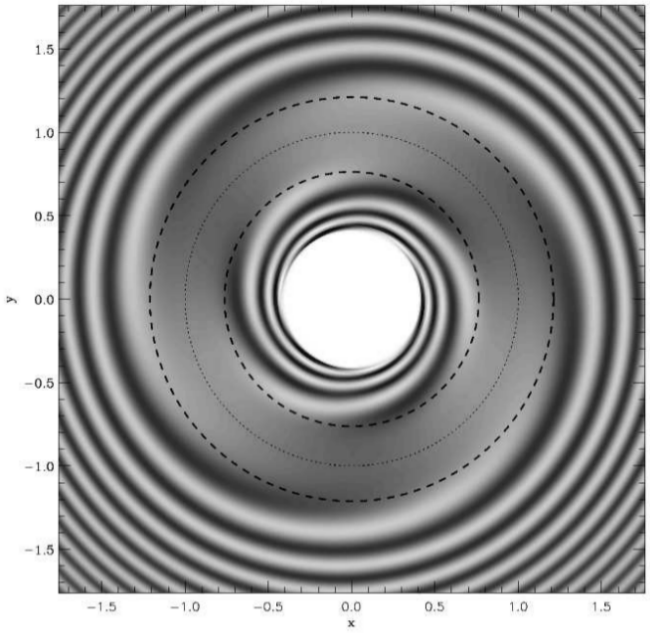

Figura 5: Perturbação da velocidade radial devido a um potencial. Uma onda do disco é lançada nas ressonâncias Lindblad interna e externa (linhas tracejadas). As ondas se mantém confinadas e não se propagam no raio de corotação (linha pontilhada) e entre as ressonâncias de Lindblad (Masset, 2008).

2.6.2 RESSONÂNCIAS DE LINDBLAD

Uma ressonância de Lindblad ocorre quando a velocidade padrão do potencial perturbador corresponde à frequência radial da partícula, ou seja, são as que satisfazem $m(n - \Omega_p) = \pm\kappa$ (Murray & Dermott, 1999).

Dependendo do sinal de κ, temos as localizações das ressonâncias em relação à órbita do planeta, definimos as Ressonâncias Lindblad Interna e Externa, geralmente denotadas por ILR e OLR.

Nos termos do ângulo ressonante de Lindblad, φ_{LR}, temos

$$\varphi_{LR} = j\lambda' + (k \pm 1 - j)\lambda - k\varpi' \mp \varpi, \tag{8}$$

sendo $j = m + k$, λ a longitude média e ϖ a longitude do pericentro.

O efeito da ressonância de Lindblad é induzir uma excentricidade forçada nas partículas que estão em mesma órbita de forma que, em um dado semi-eixo maior, as partículas se movam em movimento linear. Vemos esse efeito na Figura 5, onde temos anéis de densidade devido a onda se propagando nas ressonâncias de Lindblad, em que as linhas tracejadas indicam as fronteiras interna e externa da ressonância de Lindblad. A excentricidade forçada pela ressonância diminuirá conforme a distância da ressonância exata aumenta (Baruteau, 2008).

No caso mais simples que consideramos, ou seja, o de um disco sem pressão, invíscido e sem auto-gravidade, a troca de momento angular ocorre nas ressonâncias de Lindblad

e se acumula em suas localizações exatas. Quando adicionado qualquer processo físico, como pressão, viscosidade ou auto-gravidade, pode-se remover o momento angular depositado nas ressonâncias (Baruteau, 2008). No trabalho de Meyer-Vernet e Sicardy (1987) vemos que a física subjacente modifica a localização, a forma e a largura da região ressonante, mas a expressão de torque é independente dos processos físicos que agem no disco.

2.7 MODELAGEM DE DISCOS PROTOPLANETÁRIOS

A estrutura de equilíbrio do gás em órbita de uma estrela é determinada em geral pela resolução de uma solução de estado estacionário para as equações hidrodinâmicas e a equação de Poisson para o potencial gravitacional (Papaloizou et al., 1984).

Apesar do grandes desenvolvimentos em observações, muito do conhecimento das estruturas dos discos ainda é derivado de espectroscopia e distribuições de energia espectral (SEDs). A interpretação desta informação requer o uso de modelos teóricos, preferencialmente com o máximo de realismo e auto-consistência quanto possível (Dullemond, 2006).

Para discos protoplanetários, usa-se duas simplificações. Primeiro, normalmente supõe-se que a massa total de disco é muito menor que a massa da estrela primária, o que nos permite negligenciar o potencial gravitacional do disco e considerar apenas a gravidade da estrela. Esta aproximação é possível para discos com massas comparáveis à MMNS ($M_{disco} = 0,01 M_{Sol}$) (Armitage, 2010).

A segunda simplificação se faz em relação a viscosidade do disco de gás. A viscosidade deve existir no disco circunstelar para conduzir a acumulação e a transferência de momento angular, no entanto, a fonte real da viscosidade não é conhecida. A viscosidade molecular pura é muitas ordens de magnitude muito baixa para produzir as taxas de acreção observadas, de modo que a viscosidade do disco é conjecturada como resultante de variações caóticas de turbulência exibidas pelo fluido em escalas de tempo e comprimento arbitrariamente curtas (Frank et al. 2002, §4.7).

2.7.1 VISCOSIDADE DO DISCO

A viscosidade tem como função redistribuir o momento angular no disco, porém apenas a viscosidade intrínseca dos elementos presente no disco não reproduzem as quantidades observadas (Shakura & Sunyaev, 1973).

Balbus e Hawley (1991) propuseram que a viscosidade encontrada nos discos de acreção seria fornecida pela turbulência, que se origina da instabilidade magnetorrotacional. A instabilidade se desenvolve quando a matéria no disco de acreção gira de forma não rígida em um campo magnético fraco. Ainda não há consenso sobre o quão fortes são as tensões viscosas resultantes e como exatamente elas moldam os padrões de fluxo nos discos de acreção.

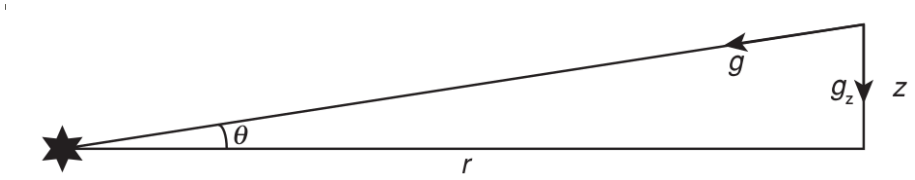

Figura 6: A estrutura vertical de discos finos é definida por um equilíbrio entre o componente vertical da gravidade da estrela (g_z) e um gradiente de pressão (Armitage, 2010).

Devido a dificuldades matemáticas foi implementado um termo que descreve a turbulência a partir da ação de uma viscosidade denominada de *alfa viscosity* (α) introduzida por Shakura e Sunyaev (1973). Desta forma o coeficiente de viscosidade cinemática é assumido como tendo a seguinte estrutura:

$$\nu = \frac{\alpha c_s^2}{\Omega_k} \tag{9}$$

sendo ν a viscosidade cinemática, c_s a velocidade local do som e Ω_k a velocidade orbital kepleriana .

2.7.2 ESTRUTURA VERTICAL DO DISCO DE GÁS

Modelar a estrutura vertical do disco é fundamental para definirmos diversos parâmetros do disco. Considera-se z como a altura do disco e r seu comprimento radial. As forças que atuam para manter a coesão do disco são essencialmente duas, a força da gravidade na vertical e o gradiente de pressão. Na condição de equilíbrio hidrostático:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho \cdot g_z \tag{10}$$

sendo P a pressão do gás, ρ a densidade volumétrica do gás e g_z a aceleração da gravidade em z, sendo expressa como,

$$g_z = \frac{GM\star}{(r^2 + z^2)^{\frac{2}{3}}} \cdot z. \tag{11}$$

Para a massa do disco muito menor que a massa da estrela ($M_{Disco} << M_\star$), usamos $sen(\theta) = z/d$, e $d^2 = r^2 + z^2$.

Agora, considerando que comprimento do disco é muito maior que sua altura z (r»z), e sabendo que a velocidade orbital Kepleriana pode ser escrita como,

$$\Omega_k^2 = GM_\star/r^3, \tag{12}$$

podemos reescrevera aceleração da gravidade em z como,

$$g_z \approx \Omega_k^2 z. \tag{13}$$

Devido à grande extensão do disco quando comparado com a sua espessura podemos aproximar o disco como localmente isotérmico. A pressão pode ser expressa como função da velocidade do som (C_S) ao quadrado, $P = \rho\, C_S^2$.

Podemos utilizar a equação dos gases ideais $P = \rho\, R\, T$ e escrever a velocidade do som como:

$$\sqrt{\frac{P}{\rho}} = C_S, \tag{14}$$

sendo R a constante dos gases ideais e T a temperatura do gás.

A condição de equilíbrio hidrostático pode ser reescrita como,

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\Omega_k^2}{C_s^2}. \tag{15}$$

Definindo H como,

$$H = \frac{C_s}{\Omega_k}. \tag{16}$$

A solução para a condição de equilíbrio é igual a

$$\rho_{(z)} = \rho_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right). \tag{17}$$

Sendo a velocidade angular

$$\omega_m = v_{tgas}/r, \tag{18}$$

onde v_{tgas} a velocidade tangencial do gás.

Sendo assim, chegamos na relação

$$\frac{C_s}{v_{tgas}} = \frac{H}{r}. \tag{19}$$

Usando a equação para os gases ideais é possível verificar que a velocidade do som no disco varia com a temperatura e a temperatura varia de acordo com a distância da estrela, $C_S^2 = TR$, se parametrizarmos a velocidade do som como sendo $C_S \propto r^{-\beta}$, encontraremos

$$\frac{H}{r} \propto r^{-\beta+\frac{1}{2}} \tag{20}$$

que nos mostra que a altura do disco dada por H/r depende da sua temperatura.

O disco localmente isotérmico pode ser expresso pela relação

$$T = \left(\frac{H}{r}\right)^2 \frac{GM_\star}{r}\frac{\mu}{R} \tag{21}$$

sendo μ a massa molecular média do gás.

2.7.3 PARÂMETRO DE TOOMRE

O critério de estabilidade de Toomre é uma relação entre os parâmetros de um disco protoplanetário com sua rotação, que pode ser usado para determinar a estabilidade do sistema (Toomre, 1964). As turbulências no disco de gás podem criar regiões onde o acúmulo de material pode levar o disco a colapsar gravitacionalmente e isso pode ser previsto pelo parâmetro de Toomre (Q) (Izidoro & Raymond, 2018). Um disco é considerado estável quando $Q > 1$ sendo,

$$Q = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G \Sigma} \tag{22}$$

onde Ω_K é a frequência angular kepleriana , G a constante gravitacional e Σ a densidade superficial do disco.

Se um disco tem auto-gravidade, há dois possíveis cenários para a evolução do disco. O primeiro é colapso sem obstáculos, destruindo o disco e formando um ou mais objetos vinculados. A fragmentação do disco por meio deste processo é um mecanismo de formação planetesimal e, talvez, formação de planetas gigantes. Em segundo, o aquecimento adiabático conforme a aglomeração se contrai para uma densidade mais alta podendo produzir pressão suficiente para evitar o colapso completo. Simulações numéricas mostram que o resultado é o desenvolvimento de braços espirais induzidos pela auto-gravidade dentro do disco. As forças gravitacionais criadas pelos braços espirais agem de forma muito semelhante à tensão magnética em um disco instável de ressonância magnética e trabalham para transportar o momento angular para fora e a massa do disco para dentro (Armitage, 2010).

3 FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO PLANETÁRIA

Neste capítulo abordamos alguns modelos para a formação e a evolução planetária. A partir de um disco de gás, partículas coagulam de forma a criar os primeiros planetesimais e embriões. Dentro deste cenário com a presença de gás há a formação dos planetas gasosos e na escassez de gás a formação de planetas terrestres.

Quando é explorado a formação do Sistema Solar vemos diversas lacunas para reproduzir o cenário atual. Com a ampla descoberta de planetas extrasolares, outras incógnitas apareceram na hora de tentar explicar a formação e evolução desses novos sistemas planetários, vemos assim que os modelos de formação ainda precisam de uma ampla discussão.

3.0.1 ACREÇÃO POR PEBBLES

Na Figura 7, vemos os primeiros passos para a formação de um disco protoplanetário, como discutido no capítulo anterior, após esses primeiros estágios temos a formação de pequenos objetos no disco. Em termos gerais, pebbles são partículas de milímetros e centímetros.

O gás afeta os movimentos dos sólidos de várias maneiras, dependendo de seu tamanho, com a poeira se movendo com o gás e os maiores planetesimais orbitando, em grande parte, não afetados pelo gás. Os pebbles são um caso intermediário, o arrasto aerodinâmico faz com que eles se acomodem em direção ao plano central do disco e orbitem a uma velocidade sub-kepleriana, resultando em um deslocamento radial em direção à estrela central.

A acreção por pebbles poderia explicar a incompatibilidade do tempo de formação dos planetas gigantes. O raio de captura de pebbles é maior que de planetesimais (Kretke & Levison, 2014), isso agilizaria o crescimento dos planetas gigantes. Considerando que os planetas gigantes teriam se formado na parte externa do Sistema Solar e migrado em direção à estrela, neste movimento consumiriam pebbles no caminho. Porém este modelo teria dificuldade para explicar as obliquidades de Urano e Netuno (Bitsch et al., 2015).

Na modelo de acreção por pebbles, toda a massa disponível em pebbles estaria presente desde o início das simulações (Kretke & Levison, 2014). No modelo de VSPA (Viscously Stirred Pebble Accreation) os pebbles se formariam continuamente durante a existência do disco gasoso (Levison et al., 2015). Isto permitira um crescimento mais lento dos planetas e alguns pebbles seriam ejetados do sistema devido a excitação com os planetesimais, diminuindo a quantidade de material disponível.

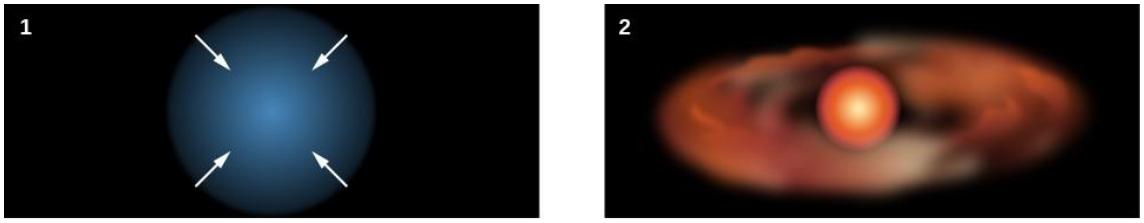

Figura 7: Passos para a formação de um sistema planetário. No primeiro quadro temos uma nebulosa que inicia o processo de contração. No segundo quadro a medida que a nebulosa encolhe, sua rotação faz com que ela se achate em um disco. (Fonte: https://courses.lumenlearning.com/astronomy/chapter/formation-of-the-solar-system/l)

3.1 FORMAÇÃO DE PLANETESIMAIS

Os planetesimais são objetos compactos com quilômetros de tamanho massivos o suficiente para serem mantidos juntos pela gravidade. A hipótese da *streaming instability* para a formação de planetesimais propõe que o arrasto sentido por partículas sólidas em um disco de gás leva à sua concentração espontânea em aglomerados que podem colapsar gravitacionalmente (Johansen et al., 2015).

A *streaming instability* é impulsionada por diferenças nos movimentos do gás e das partículas sólidas no disco protoplanetário. O gás fica mais quente e mais denso perto da estrela, criando um gradiente de pressão que compensa parcialmente a gravidade da estrela. O gradiente de pressão permite que o gás orbite abaixo da velocidade Kepleriana. As partículas sólidas, no entanto, não são suportadas pelo gradiente de pressão e orbitam em velocidades Keplerianas na ausência do gás. A diferença nas velocidades resulta em um vento contrário que faz com que as partículas sólidas espiralem em direção à estrela central à medida que perdem impulso para o arrasto aerodinâmico (Johansen et al., 2007). Quando as partículas sólidas se aglomeram no gás, a reação reduz o vento contrário localmente, permitindo que o objeto orbite mais rápido e sofra menos movimento para dentro. Os objetos mais lentos são ultrapassados e unidos por partículas isoladas, aumentando a densidade local e reduzindo ainda mais o movimento radial, alimentando um crescimento exponencial dos aglomerados iniciais (Johansen et al., 2015).

Formam-se assim filamentos que atingem densidades suficientes para o colapso gravitacional de planetesimais do tamanho de asteroides. O crescimento de sólidos grandes é mais provável fora da linha de gelo onde há mais material sólido e em regiões com turbulência limitada, ou seja onde os objetos não tem altas velocidades e não se fragmentam quando se chocam.

3.2 FORMAÇÃO DE PLANETAS TERRESTRES

Depois que os planetesimais se formam, é suposto que o processo físico dominante que controla o crescimento é a interação gravitacional. Para um objeto ser acretado,

frequentemente usamos o raio de Hill como uma aproximação de quão perto um objeto menor pode estar de um corpo.

A física envolvida seria a gravidade newtoniana o que tornaria o problema da formação dos planetas terrestres muito simples. Entretanto é computacionalmente inviável simular a evolução dos corpos no sistema pois seria necessário 4×10^9 planetesimais com um raio de 5 km para construir os planetas terrestres do Sistema Solar.

Em vez disso, é empregada uma abordagem híbrida. Para as primeiras fases da formação de planetas terrestres, usa-se uma abordagem estatística, semelhante à usada na teoria cinética dos gases. Quando o número de corpos com potencial gravitacional significativo cai para um número gerenciável (da ordem de centenas ou milhares), simulações diretas de N-corpos se tornam viáveis e são usadas para a modelagem final dos planetas terrestres (Armitage, 2010).

Um cenário padrão para o crescimento inicial dos planetas terrestres é apresentado a partir de uma grande população de planetesimais de tamanhos variados, dividido em duas fases.

A primeira seria o crescimento descontrolado. Inicialmente, não existem corpos grandes, portanto, a velocidade aleatória dos planetesimais é definida por um equilíbrio entre a agitação entre os próprios planetesimais e o amortecimento por arrasto do gás. A influência combinada do atrito dinâmico e da força gravitacional resulta no crescimento descontrolado de uma pequena fração dos planetesimais.

Em seguida temos o crescimento oligárquico (Oligarchi Growth). O crescimento descontrolado cessa quando a taxa de agitação viscosa dos planetesimais pelos maiores corpos excede primeiro a taxa de agitação automática entre os planetesimais. O aumento resultante na força da agitação viscosa aumenta a valores de equilíbrio de excentricidade e inclinação planetesimais. Nesse regime, o crescimento de protoplanetas continua a superar o dos planetesimais, mas o domínio é local e não global. Em todo o disco, muitos oligarcas crescem a taxas semelhantes consumindo planetesimais dentro de suas próprias zonas de aproximação. Esses estágios iniciais da formação do planeta terrestre são rápidos estando na ordem de 0,01 a 1 milhões de anos, resultando na formação de talvez 1×10^2 a 1×10^3 grandes corpos na zona do planeta terrestre. São objetos maciços da ordem da massa da Lua ou até Mercúrio, mas ainda não são considerados planetas terrestres propriamente.

A montagem final dos planetas terrestres se inicia quando os oligarcas esgotam o disco planetesimal a tal ponto que o atrito dinâmico não pode mais manter baixas excentricidades e inclinações destes oligarcas. Além deste ponto, a suposição de que cada oligarca cresce isoladamente se rompe e os maiores corpos começam a interagir fortemente, colidir e espalhar corpos menores por uma extensão radial significativa do disco. Simulações numéricas de N-corpos (Raymond et al., 2006 e O'Brien et al., 2006) mostram que esse estágio final (Last Stage Accretion) é o mais vagaroso, com grandes colisões continuando a pelo menos 10 milhões de anos.

O processo final de acreção de material é caótico e, por isso, condições iniciais idênticas podem dar origem a resultados diversos, que são comparados estatisticamente às propriedades observadas dos planetas terrestres do Sistema Solar. O nível de concordância alcançado não é de forma alguma perfeito, com a baixa excentricidade da Terra e a pequena massa de Marte (comparado à da Terra e de Vênus) sendo duas discrepâncias frequentemente citadas. Vistos em um nível mais amplo, no entanto, valores razoáveis da densidade da superfície do disco no Sistema Solar interno parecem reproduzir aproximadamente as propriedades dos planetas terrestres. Isso permite que o cenário colisional básico para o crescimento desses objetos seja válido (Armitage, 2010).

A ampliação dos cálculos da formação de planetas terrestres para o estudo de planetas extrassolares requer uma expansão substancial na gama de parâmetros investigados. Além de variáveis relativas as diferentes massas estelares, as propriedades do disco e o ambiente do planeta gigante durante a formação de planetas terrestres extrassolares também podem ter sido totalmente diferentes dos modelos nominais para o Sistema Solar. Os cálculos existentes sugerem que o resultado típico da formação do planeta terrestre varia dependendo da densidade da superfície do disco planetesimal, e tanto a presença como as propriedades orbitais de planetas gigantes também afetam o resultado da formação de planetas terrestres podendo originar planetas com massas maiores ou menores (Levison & Agnor, 2003; Raymond, 2006).

3.3 FORMAÇÃO DE PLANETAS GASOSOS

Na teoria da formação de planetas gasosos, a aquisição de massa de gás é o ato final de uma peça que começa com a formação de um núcleo de rocha e gelo por meio dos processos idênticos aos que foram discutidos no contexto da formação de planetas terrestres. A escala de tempo (Figura 8) para a formação de planetas gigantes neste modelo depende da rapidez com que o núcleo pode ser montado e da rapidez com que o gás envolto pode esfriar e acumular no núcleo.

O modelo de acreção de núcleos para a formação de gigantes gasosos se baseia na suposição de que um planeta ou núcleo cresce através de colisões de dois corpos com rapidez suficiente para exceder uma certa massa crítica antes da dissipação do disco de gás. Se essa condição for satisfeita, afirmam Perri e Cameron (1974) e Mizuno (1980), o núcleo desencadeia uma instabilidade hidrodinâmica que resulta em um rápido acúmulo de gás.

Inicialmente, o gás que circunda o núcleo sólido está em equilíbrio hidrostático. A energia liberada pelos planetesimais que afetam o núcleo, juntamente com a energia potencial gravitacional liberada quando o próprio envelope se contrai, serão transportadas através do gás por difusão ou convecção radiativa, antes de ser perdida no grande reservatório de gás do disco protoplanetário. Com o tempo, o núcleo e o gás que envolve expande até que, eventualmente, o núcleo excede uma massa crítica. A massa crítica não é uma

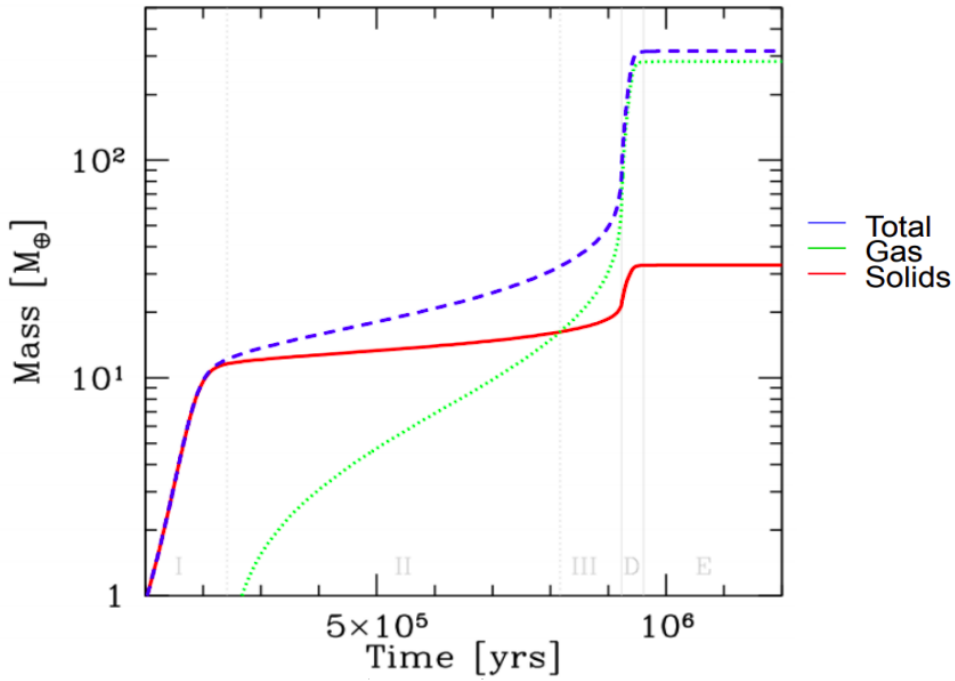

Figura 8: Evolução da massa do núcleo para a simulação da formação in situ de Júpiter em 5,2 ua. A massa do gás está indicada em linha pontilhada verde, a massa dos sólidos em linha tracejada vermelha e a massa total na linha tracejada azul. (Pollack et al., 1996; Mordasini et al., 2012).

constante, mas sim uma função calculável da taxa de acréscimo planetesimal e opacidade do envelope (Armitage, 2010).

Quando a massa crítica é excedida, ocorre uma fase descontrolada de acúmulo de gás. A taxa de crescimento não é mais limitada pela demanda (definida pelas propriedades de resfriamento do envelope), mas pelo fornecimento limitado de material do disco e pela interação hidrodinâmica entre o planeta em crescimento e o disco de gás. Para planetas, a maior parte do envelope planetário é acumulada durante esta fase, que geralmente é da ordem de 1×10^6 anos.

Segundo Armitage (2010), o suprimento de gás eventualmente se esgota, como consequência da dissipação de todo o disco protoplanetário ou devido a abertura de um gap local no disco devido ao próprio planeta. A acreção diminui e o planeta começa uma longa fase de resfriamento e contração.

A teoria clássica da formação de planetas gigantes prevê que planetas devem se formar em órbitas aproximadamente circulares, com uma forte preferência pela formação na parte mais externa do disco. Entretanto, a maioria dos exoplanetas atualmente conhecidos tem órbitas inconsistentes com esse modelo. Mesmo dentro do Sistema Solar, a existência de uma grande população de objetos ressonantes do cinturão de Kuiper e o problema de escala de tempo para a formação de Urano e Netuno sugerem que a teoria clássica de formação não é o suficiente (Raymond et al., 2018).

3.4 RAIO DE HILL

O Raio de Hill é o raio máximo de influência gravitacional de um corpo menor em face de perturbações de um corpo mais massivo (Russel, 2011). Para um corpo de massa m que orbita um corpo mais pesado de massa M com um semi-eixo maior a e e uma excentricidade e então o raio da esfera de Hill do corpo menor (R_{Hill}), calculado em o pericentro, é de aproximadamente

$$R_{Hill} \approx a(1-e)\left(\frac{m}{3M}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{23}$$

Para órbitas quase circulares podemos reescrever como

$$R_{Hill} \approx a\left(\frac{m}{3M}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{24}$$

O Raio de Hill para a Terra se estende por cerca de $1,5 \times 10^6$ km . A Lua está a uma distância média de $0,384 \times 10^6$ km da Terra, portanto dentro da esfera de influência da Terra e se mantendo em órbita.

3.5 MIGRAÇÃO PLANETÁRIA

Existem diferentes mecanismos que podem reger a migração planetária. O primeiro surge como resultado de interações gravitacionais entre corpos vizinhos, onde um objeto grande pode atuar em um menor e, assim, criar uma força resultante igual e oposta de volta. O segundo se deve a outro efeito gravitacional, as forças de maré, que ocorrem principalmente entre a estrela e o planeta, e tendem a resultar em órbitas mais circulares. O terceiro, que focaremos nessa seção, é o processo conduzido por gás no qual o disco protoplanetário atua efetivamente no planeta, o movendo para uma nova posição.

A migração em um disco de gás refere-se a uma mudança no semi-eixo maior de um planeta, que é causada pela troca de momento angular entre o planeta e o disco protoplanetário gasoso circundante. A troca do momento angular é mediada por torques entre o planeta e o disco. Além do momento angular, a energia também é trocada entre o planeta e o disco e, a depender dos detalhes dessas trocas, o resultado líquido pode ocasionar alterações não apenas no semi-eixo maior, mas também na inclinação e na excentricidade (Armitage, 2010).

A migração é potencialmente importante para gigantes gasosos recém-formados e para os núcleos de planetas gigantes que se formam por meio da acumulação de material e coexistem com o disco de gás.

Entretanto, para planetas terrestres no modelo mais atual para a formação no Sistema Solar, o disco de gás teria se dissipado antes da montagem final dos planetas terrestres. Se este for o caso, planetas totalmente formados nunca coexistiram com um disco de gás significativo.

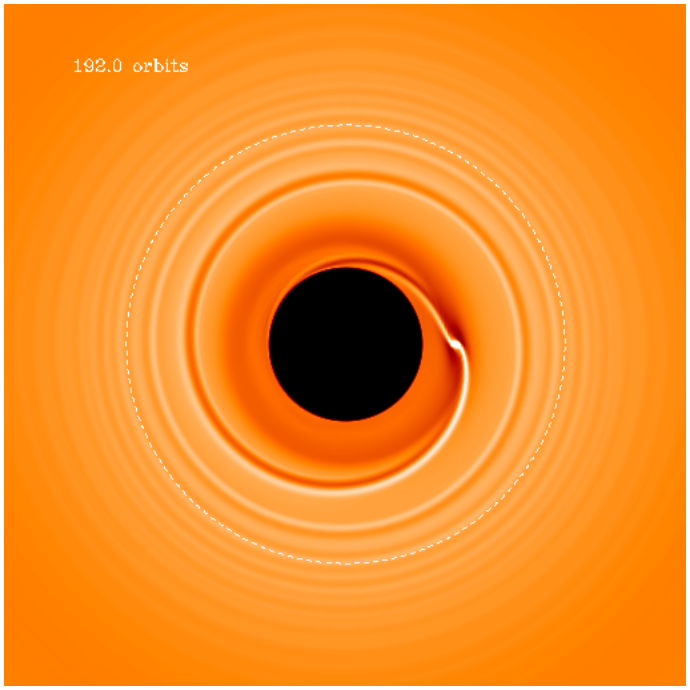

Figura 9: Migração do Tipo I: devido a pouca massa do planeta, a migração ocorre com a presença do gás em toda sua vizinhança (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html).

Existem três regimes para a migração planetária: tipo I, tipo II e tipo III, que serão abordados a seguir.

3.5.1 MIGRAÇÃO TIPO I

A migração do tipo I ocorre em planetas de baixa massa cuja interação com o disco é fraca o suficiente para deixar a estrutura do disco quase imperturbável. Isso ocorre se a troca local de momento angular entre o planeta e o disco for insignificante quando comparado com a redistribuição do momento angular devido à viscosidade do disco, de forma que o planeta permanece totalmente imerso no disco de gás, conforme a Figura 9.

Como dito anteriormente, planetas com até 10 massas da Terra não alteram significativamente o perfil de densidade do disco de gás protoplanetário e podem sofrer uma migração do tipo I. Uma teoria linear pode ser aplicada a estes casos para discretizar as expressões dos torques de Lindblad e de corrotação. O torque total é uma soma dos torques de Lindblad e de corrotação. A magnitude do torque total depende inversamente do quadrado da espessura do disco ou é inversamente proporcional a temperatura do disco, e é linearmente dependente da massa do disco de gás protoplanetário. Este modelo linear foi testado em diversos códigos numéricos para as soluções das equações de Navier-Stokes. Os torques que atuam no planeta causam mudanças no momento angular de um planeta permitindo assim a migração planetária (Kley & Nelson, 2012).

A escala de migração para planetas com poucas massas terrestres ao redor de uma estrela do tipo Sol, em 1 ua, com o um disco de gás isotérmico de mínima massa solar

é muito curta e dificulta a formação planetária (Goldreich & Tremaine, 1980; Kley & Nelson, 2012).

3.5.2 MIGRAÇÃO TIPO II

A migração do tipo II ocorre para planetas de massa mais alta cujos torques gravitacionais dominam localmente o transporte do momento angular dentro do disco. Os torques gravitacionais do planeta agem para repelir o gás do disco para longe da órbita do planeta. Nesse regime, o planeta abre um espaço anular dentro do qual é reduzida a densidade da superfície do disco a partir do seu valor imperturbável. As ressonâncias próximas ao planeta estão seriamente esgotadas e contribuem pouco ou nada para o torque total.

Quando um planeta com a massa de Júpiter está imerso em um disco de gás, provoca forças gravitacionais tão fortes que os meios dissipativos como ondas de choque ou viscosidade não são mais suficientes para remover toda a energia. A energia contida em momento angular fica depositada nas regiões dentro ou fora da região coorbital do disco. O material do disco interior a região coorbital, por exemplo, é capaz de perder momento angular e se afasta do planeta. O mesmo acontece com material do disco fora da região coorbital. Um espaço vazio é criado resultado da migração do disco para regiões opostas à do planeta. As propriedades do gás e a massa do planeta é que fornecem o tamanho e a profundidade radial do gap do disco. A viscosidade e a pressão do gás são características para a definição do gap no disco (Kley & Nelson, 2012).

O gás que seria um fluido aqui é tratado como uma partícula. O mais interessante nesta teoria é que a viscosidade é um meio de dissipação e ela se opõem a abertura do gap, conforme visto na figura 10. O gap é aberto se os torques gravitacionais ou de maré superam os torques produzidos pela viscosidade. Os efeitos da pressão também se opõem a abertura do gap. Os efeitos combinados da pressão e da viscosidade foram analisados por Crida, Morbidelli e Masset (2006).

Com a abertura dos gaps não há mais material na região de corrotação com o planeta e os torques de corrotação não são importantes. Os torques de Lindblad não são mais tão significativos e a velocidade da migração é reduzida. A viscosidade atua como uma grandeza inversamente proporcional ao tempo de escala de migração (Sousa, 2019).

Diferente das teorias clássicas, que diziam que os planetas se formam em suas órbitas atuais, as teorias de formação planetária mais atuais apontam a migração planetária como um evento fundamental na formação dos planetas gigantes. A interação entre o disco de gás e os planetas são as principais causas de migração planetária (Goldreich; Tremaine , 1982; Goldreich; Tremaine ,1980).

O sucesso dos modelos de migração na explicação da estrutura do Cinturão de Kuiper fornece evidências convincentes para a migração externa de Netuno e levou à investigação de modelos mais ambiciosos que tentam vincular a migração ou rearranjo dos planetas gigantes a outros fenômenos observados, mas pouco compreendidos. Para o Sistema Solar há o modelo de Nice, cuja hipótese baseia-se que os planetas gigantes se formaram dentro

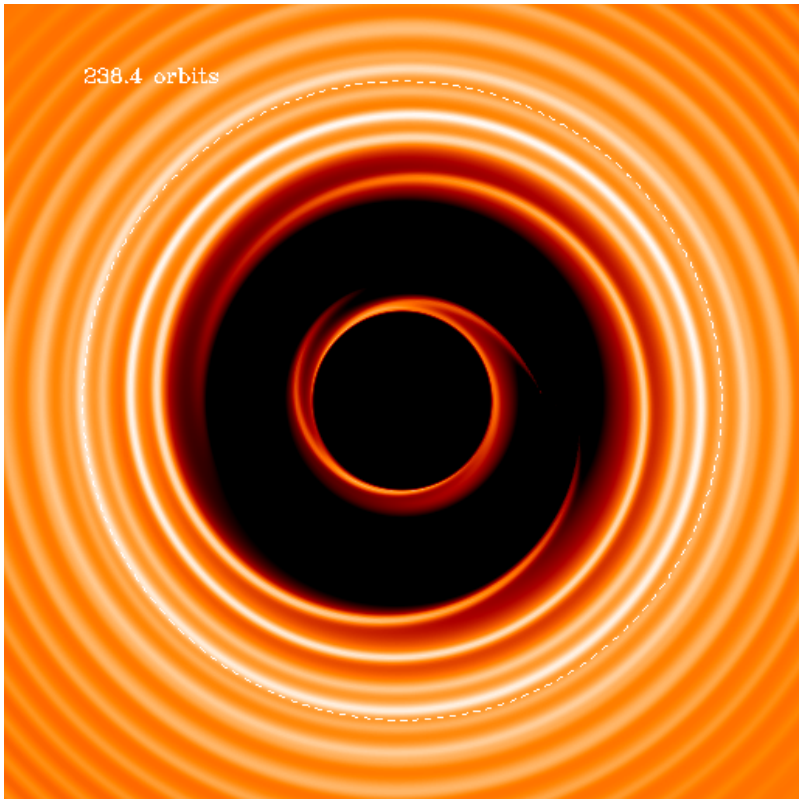

Figura 10: Migração do Tipo II: o planeta limpa a matéria coorbital abrindo um gap (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html).

de uma configuração compacta, com Saturno inicialmente no interior da ressonância de movimento médio 2:1 com Júpiter (Tsiganis et al., 2005).

3.5.3 MIGRAÇÃO TIPO III

A migração de disco do tipo III é caracterizada por escalas de tempo de migração extremamente curtas (Masset & Papaloizou, 2003). Esse tipo de migração é muitas vezes referida como "migração descontrolada", apesar dessa denominação a taxa de migração não aumenta necessariamente com o tempo (D'Angelo et al., 2005). A migração do tipo III é impulsionada pelos torques do gás confinado nas regiões do planeta e do movimento radial rápido do planeta. O movimento radial do planeta desloca o gás em sua região coorbital, criando uma assimetria de densidade entre o gás externo e interno ao planeta (D'Angelo & Lubow, 2008).

A migração do tipo III se aplica a discos que são relativamente massivos e a planetas que só conseguem abrir gaps parciais no disco de gás, como exemplificado na Figura 11 (Lubow & Ida, 2011). A migração do tipo III pode ser uma transição entre a migração do tipo I e a migração do tipo II, quando o planeta ainda não retirou todo o material coorbital.

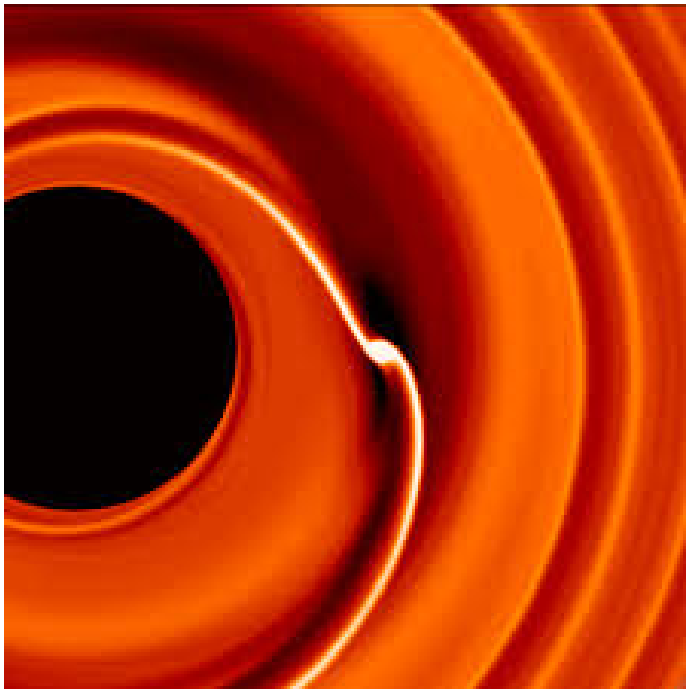

Figura 11: Migração do Tipo III: o planeta abre o gap parcialmente, esse processo pode ser uma transição entre a migração do tipo I e a migração do tipo II (Fonte: https://www.fis.unam.mx/ masset/moviesmpegs.html).

3.6 RESSONÂNCIA PLANETÁRIA

A ressonância orbital ocorre quando os corpos em órbita exercem influência gravitacional regular e periódica uns sobre os outros. As ressonâncias orbitais aumentam a influência gravitacional mútua dos corpos. Em alguns casos, isso resulta em uma interação instável, na qual os corpos trocam momento e mudam de órbita até que a ressonância não exista mais.

Uma ressonância orbital de movimento médio (MMR) ocorre quando dois corpos têm períodos de revolução que são uma razão inteira simples um do outro. Isso pode estabilizar ou desestabilizar a órbita. A estabilização pode ocorrer quando os dois corpos se movem de maneira tão sincronizada que nunca se aproximam. É o caso da ressonância 2:3 entre Plutão e Netuno (Daquin et al., 2016).

A partir dos períodos orbitais dos planetas (T) podemos achar uma relação de comensurabilidade entre dois corpos, expressa por:

$$\frac{T'}{T} \simeq \frac{i}{j} \tag{25}$$

sendo i e j valores inteiros.

Contudo a razão dos períodos não assegura a ocorrência da ressonância suficiente, para afirmarmos que dois objetos estão em ressonância é necessário que exista libração do ângulo ressonante, cuja forma pode ser expressa por:

$$\varphi = j_1\lambda' + j_2\lambda + j_3\varpi' + j_4\varpi + j_5\Omega' + j_6\Omega, \tag{26}$$

sendo λ as longitudes médias, ϖ as longitudes dos pericentros e Ω as longitudes dos nodos ascendentes. Os coeficientes j_i números inteiros que satisfaçam a relação de D'Alembert, ou seja, a soma dos j_i descritos na equação acima deve ser igual a zero.

A migração de planetas pode fazer com que os planetas sejam capturados em ressonâncias e cadeias de ressonâncias se suas órbitas convergirem.

Encontros gravitacionais também podem levar à captura em ressonância de planetas com excentricidades altas (Raymond et al., 2008). Embora se espere que a migração planetária leve a sistemas com cadeias de planetas ressonantes, a maioria dos exoplanetas não está em ressonância.

As cadeias de ressonância podem ser interrompidas por instabilidades gravitacionais, uma vez que o disco de gás se dissipa (Pan et al.,2017). Interações com planetesimais restantes podem quebrar ressonâncias de planetas de baixa massa, deixando-os em órbitas ligeiramente fora da ressonância (Chatterjee et al., 2015). As interações de maré com a estrela, turbulência no disco e as interações com outros planetas também podem romper as ressonâncias (Baruteau et al.,2014).

3.7 MODELO DE NICE

O modelo de Nice clássico propõe um cenário para a evolução dinâmica do Sistema Solar.

O modelo propõe que após a dissipação do gás e poeira do disco primordial do Sistema Solar, os quatro planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano e Netuno) estariam em órbitas quase circulares entre 5,5 e 17 unidades astronômicas (ua), muito mais espaçadas e compactas do atualmente. Um grande e denso disco de pequenas rochas e planetesimais de gelo se encontraria a cerca de 35 ua (Tsiganis et al., 2005).

Os planetesimais na borda interna do disco ocasionalmente passaram por encontros próximos com o planeta gigante mais externo, mudando as órbitas dos planetesimais. Os planetas espalham a maioria dos pequenos corpos de gelo que encontram para dentro, trocando o momento angular com os objetos espalhados de modo que os planetas se movam para fora em resposta, preservando o momento angular do sistema. Esses planetesimais se espalhariam de forma semelhante para fora do próximo planeta que encontram, movendo sucessivamente as órbitas dos planetas gigantes mais externos (Morbidelli et al., 2005).

Apesar do movimento mínimo que cada troca de momento pode produzir, cumulativamente esses encontros próximos entre os planetesimais e os planetas mudam as órbitas dos planetas em quantidades significativas. Este processo continua até que os planetesimais interajam com o planeta gigante mais interno e massivo, Júpiter, cuja gravidade intensa altera as órbitas ou mesmo os ejeta diretamente do Sistema Solar. Em contraste, isso faz com que Júpiter se mova ligeiramente para dentro.

Após centenas de milhões de anos de migração lenta e gradual, Júpiter e Saturno cruzam sua ressonância mútua de movimento médio 2:1. Essa ressonância aumenta as excentricidades, desestabilizando todo o sistema planetário. A disposição dos planetas gigantes muda rapidamente, Júpiter desloca Saturno em direção à sua posição atual, e essa realocação causa encontros gravitacionais mútuos entre Saturno e os dois gigantes de gelo, que impulsionam Netuno e Urano para órbitas muito mais excêntricas. Urano e Netuno então penetram no disco planetesimal, espalhando dezenas de milhares de planetesimais de suas órbitas anteriormente estáveis no Sistema Solar exterior (Hansen, 2005). Essa ruptura espalha quase inteiramente o disco primordial, removendo quase toda a sua massa, um cenário que explica a ausência de uma população transnetuniana densa (Tsiganis et al., 2005). Nesse processo alguns planetesimais são lançados no Sistema Solar interno, produzindo diversos impactos nos planetas terrestres, chamado de *Bombardeio Pesado Tardio* (Gomes et al., 2005).

Durante o período de espalhamento de planetesimais, por Júpiter e Saturno, ocorre a última fase do processo, conhecida como fricção dinâmica. Na fricção dinâmica as excentricidades e as inclinações dos planetas são decrescentes até o sistema se estabilizar completamente (Saslaw, 1985). Para uma grande parte dos experimentos dinâmicos do Modelo de Nice, esta estabilidade tende a ocorrer quando o semi-eixo maior, a inclinação e a excentricidade do Sistema Solar externo são estatisticamente similares às observadas atualmente (Sousa, 2019).

No modelo de Nice atual, encontros próximos de Júpiter e Saturno com um planeta gigante de gelo gerariam tipicamente órbitas hiperbólicas para este último. Uma das justificativas é que existem planetas extrassolares que são ejetados do seu sistema estelar original. Assim seria um possível destino do gigante de gelo ejetado no nosso Sistema Solar.

3.7.1 GRAND TACK

O modelo de Nice ainda possui algumas lacunas. Algumas simulações indicam que o acoplamento ressonante gradual de 2:1 de Júpiter e Saturno teria resultado em um Sistema Solar interno extremamente instável, do qual Marte teria sido ejetado. Outro ponto seria que neste modelo, os análogos de Marte seriam formados com massa entre 0,5 e 1,0 massas terrestres, muito maior que sua massa real de 0,1 vezes a massa da Terra.

Nota-se a necessidade de alterar a densidade do disco, antes que Marte acumule muito material. Um teste dessa ideia foi realizado por Hansen (2009), que mostrou que as propriedades de massa e semi-eixo principal dos planetas terrestres poderiam ser reproduzidas se os planetas formados a partir de uma região de material localizado entre 0,7 e 1,0 ua. Assim, se o disco planetesimal fosse inicialmente truncado em 1,0 ua, o problema de Marte pequeno poderia ser resolvido.

No modelo do *Grand Tack*, Júpiter teria migrado para dentro para 1,5 ua antes de reverter o curso e migrar para fora. A formação de Júpiter ocorreu perto da linha de

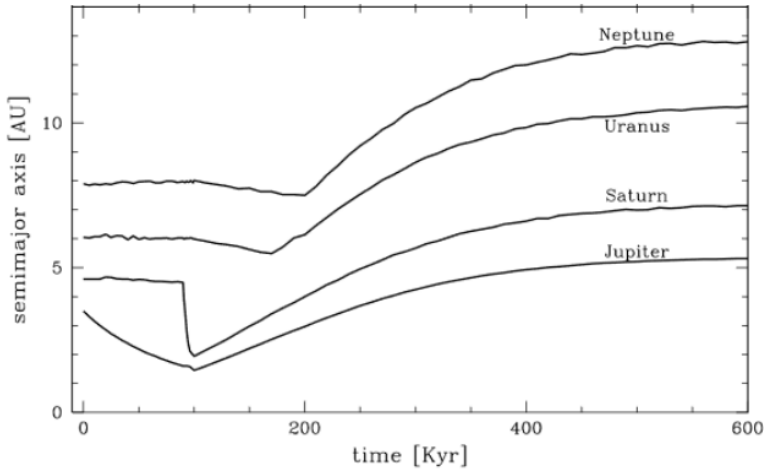

Figura 12: Resultados da migração dos planetas gigantes na hipótese do Grand Tack (Walsh et al., 2011)

gelo, a cerca de 3,5 ua. Depois de limpar uma lacuna no disco de gás, Júpiter passou por uma migração do tipo II, movendo-se lentamente em direção ao Sol (Morbidelli et al., 2007). Saturno também migrou em direção ao Sol, mas sendo menor, migrou mais rápido, passando por migração do tipo I (Walsh et al., 2011). Saturno teria sido capturado em uma ressonância de movimento médio 2:3 com Júpiter durante esta migração. Uma lacuna sobreposta no disco de gás se formou em torno de Júpiter e Saturno, alterando o equilíbrio de forças nesses planetas que começaram a migrar juntos. Saturno limpou parcialmente sua parte da lacuna, reduzindo o torque exercido em Júpiter pelo disco externo.

O torque total nos planetas tornou-se então positivo, com os torques gerados pelas ressonâncias Lindblad internas excedendo os do disco externo, e os planetas começaram a migrar para fora (Morbidelli et al., 2007). A migração para fora foi capaz de continuar porque as interações entre os planetas permitiram que o gás fluísse através da lacuna (Brasser et al., 2016).

O gás trocou momento angular com os planetas durante sua passagem, aumentando o balanço positivo dos torques e transferiu massa do disco externo para o disco interno, permitindo que os planetas migrassem para fora (Masset & Snellgrove, 2001).

A transferência de gás para o disco interno também retardou a redução da massa do disco interno em relação ao disco externo, o que, de outra forma, enfraqueceria o torque interno, encerrando a migração dos planetas para fora. Presume-se que esse processo tenha revertido a migração interna dos planetas quando Júpiter atingiu 1,5 ua. Na figura 12, vemos os resultados produzidos por Walsh et al. (2011), nas evoluções dos semi-eixos maiores dos planetas gigantes.

Os estudos mostraram que se Júpiter migrar para dentro até cerca de 1,5 ua, o disco interno é truncado em torno de 1 ua, reproduzindo as condições iniciais do trabalho de Hansen (2009), que produziam proporções ideais de massa de Marte.

Pesquisas posteriores resultaram num segundo Modelo de Nice, que em parte sugere que a dispersão gradual de planetesimais possibilitou que os dois gigantes gasosos caíssem em uma ressonância orbital 3:2 , permitindo ao Modelo de Nice um Sistema solar interno estável. Além disso a água da Terra poderia ter sido implantada devido aos objetos do cinturão de asteroides que sofreram espalhamento devido a migração dos planetas gigantes (O'Brien et al., 2014).

Segundo o trabalho de Deienno et al. (2016), o modelo do Grand Tack conseguiria também reproduzir a estrutura dinâmica do cinturão de asteroides.

A interrupção da migração de Júpiter e Saturno e a captura de Urano e Netuno em ressonâncias posteriores podem ter evitado a formação de um sistema compacto de superterras semelhante aos encontrados pela missão Kepler (Izadoro et al., 2015).

3.8 FORMAÇÃO PLANETÁRIA DE EXOPLANETAS

Um exoplaneta é um planeta que não pertence ao Sistema Solar. Propor um modelo geral para o processo de formação de sistemas planetários se tornou ainda mais complexo devido a diversidade de exoplanetas descobertos. Dos mais de 4 mil exoplanetas encontrados, grande parte são de Hot Jupiters, isto é, planetas gasosos muito próximos da estrela do sistema. Os modelos com possibilidades de migrações planetárias, podem colaborar para explicar sistemas com planetas gigantes próximos a estrela. Entretanto outras configurações de sistemas planetários ainda carecem de explicações, como no caso de formação planetária em sistemas binários compactos.

Logo, além das dificuldades de unificar os modelos para a formação dos planetas do próprio Sistema Solar, encontram-se por necessário explorar modelos capazes de explicar a formação dos diversos planetas e respectivos sistemas detectados até agora.

4 FARGO: UM ALGORITMO PARA DISCOS COM ROTAÇÃO

Para o estudo de formação planetária com uma abordagem hidrodinâmica foi necessário um código que integrasse tanto as forças gravitacionais envolvidas quanto a dinâmica do disco de gás que compõe o sistema neste instante. Usamos como base o código desenvolvido por Masset (2000), FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks.

No presente capítulo faremos uma introdução do funcionamento do código, os parâmetros necessários e a saída de dados. Além do código padrão apresentaremos brevemente sobre outras versões do programa que incluem outras propriedades físicas em seu escopo.

4.1 FARGO 2D

O FARGO 2D, Advecção Rápida na Rotação de Objetos Gasosos, é um código hidrodinâmico híbrido bidimensional simples e rápido que também inclui N-corpos, dedicado à interações de marés planeta-disco e interações gravitacionais planeta-planeta. O desenvolvimento do código FARGO por Frederic Masset começou em 1999 e desde então o código tem passado por diversas atualizações. Por se tratar de um código aberto também há diferentes versões e algumas serão discutidas nas próximas seções (Russell, 2011).

4.1.1 EQUAÇÕES INCORPORADAS

As principais equações resolvidas pelo código são as de conservação da massa e de momento do sistema. A equação que compreende a conservação da massa, também chamada de equação da continuidade, é dada por (Masset, 2002):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \, \vec{v}) = 0 \tag{27}$$

sendo ρ a densidade total e $\vec{v}$ a velocidade do gás.

Para o disco bidimensional basta integrar esta equação para obter a equação da continuidade em função da densidade superficial do disco (Σ).

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma \, \vec{v}) = 0 \tag{28}$$

A conservação do momento é dada pela também conhecida equação de Navier-Stokes, expressa por,

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\left(\vec{v}\cdot\nabla\right)\vec{v}\right)=-\nabla P+\rho\,\nabla.\Phi+\vec{f} \tag{29}$$

onde Φ é o potencial, P é a pressão e $\vec{f}$ as forças devido a viscosidade do disco.

Para um disco 2D consideramos as velocidades radial (v_r) e azimutal (v_ϕ). Pela equação de Navier-Stokes as velocidades são definidas como:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+\frac{v_\phi}{r}\frac{\partial v_r}{\partial\phi}-\frac{v_\phi^2}{r})=-\frac{1}{\Sigma}\frac{\partial P}{\partial r}-\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{f_r}{\Sigma} \tag{30}$$

e

$$(\frac{\partial v_\phi}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_\phi}{\partial r}+\frac{v_\phi}{r}\frac{\partial v_\phi}{\partial\phi}+\frac{v_r v_\phi}{r})=\frac{1}{r\Sigma}\frac{\partial P}{\partial\phi}-\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial phi}+\frac{f_\phi}{\Sigma} \tag{31}$$

onde P é a pressão verticalmente integrada, f_r e f_ϕ são respectivamente as componentes radial e azimutal da força viscosa e Φ corresponde ao potencial gravitacional.

Para o disco localmente isotérmico temos a equação de estado como,

$$P=C_s^2\,\rho \tag{32}$$

sendo C_s a velocidade do som no meio.

Temos também o termo do potencial gravitacional, dado por,

$$\begin{aligned}\Phi(r,\phi)=-\frac{GM_\star}{r}-\frac{GM_P}{(r^2+r_P^2-2rr_Pcos(\phi)+\epsilon^2)^{\frac{1}{2}}}+\frac{GM_P}{r_P^2}rcos(\phi)+\\ +r\int_{disco}\frac{G\,\sum(r^{'},\phi^{'})}{r^{'2}}cos(\phi-\phi^{'})r^{'}dr^{'}d\phi^{'}\end{aligned} \tag{33}$$

sendo G a constante gravitacional, $M_\star$ a massa da estrela, r a posição do corpo, r_p a posição do planeta, M_P massa do planeta e ϵ o fator de suavização do potencial para o planeta.

4.1.2 GRID

Para representar um disco Kepleriano o código usa uma malha (ou grid) polar bidimensional, isso permite que as propriedades gerais do disco sejam descritas por um pequeno número de parâmetros. A malha tem espaçamento azimutal fixo e espaçamento radial arbitrário entre interfaces de célula e permite que resoluções arbitrárias para as direções radial e azimutal sejam definidas, permitindo uma resolução mais fina ou mais grossa, dependendo dos requisitos específicos do problema. O grid pode usar espaçamento linear ou logarítmico. No espaçamento linear todas as células tem o mesmo tamanho enquanto o espaçamento logarítmico permite que o número de células permaneça o mesmo por toda extensão do disco, figura 13. Ao considerar o disco como bidimensional a complexidade

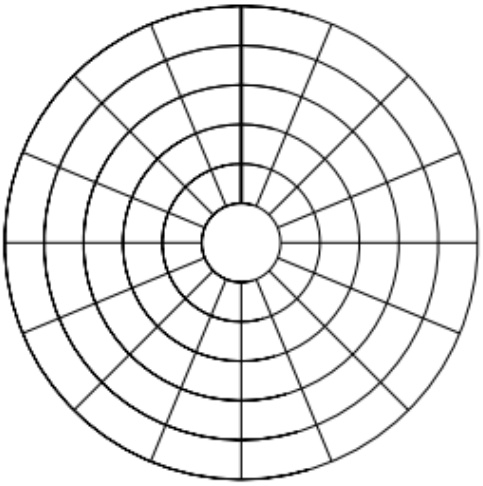

Figura 13: Exemplo de um grid (malha) com espaçamento logarítmico.

computacional envolvida na simulação dos processos hidrodinâmicos e gravitacionais é simplificada, reduzindo bastante o tempo de computação necessário para resolvê-los numericamente.

O frame de referência é centrado na massa primária e, portanto, não inercial. Pode ser não rotativo, girando com uma velocidade angular fixa, co-girando com um planeta ou seu centro de orientação. As forças adicionais que surgem devido à estrutura rotativa são implementadas de forma conservativa no chamado termo potencial indireto.

4.1.3 PROPORÇÕES DO DISCO

O disco está sujeito à gravidade da massa central e à de um número arbitrário de protoplanetas incorporados. As partes da integração de N-corpos do código lidam com as interações gravitacionais entre os protoplanetas incorporados, que são tratados como massas pontuais cujas trajetórias são determinadas usando um integrador Runge-Kutta de quinta ordem.

Existem diferentes parâmetros que definem as simulações do FARGO. No entanto, daremos ênfase nos parâmetros para a modelagem do disco de acreção e os planetas incorporados.

Embora a simulação FARGO seja bidimensional por construção, existem variáveis que tentam aproximar a espessura e a forma do disco de acreção.

Existem dois parâmetros necessários para definir a forma geral do disco. Um parâmetro que define parcialmente a forma do disco de acreção é a razão de aspecto, h_0, que define a razão entre a altura do disco H e a distância radial r, figura 14, além de descrever a rapidez com que essa altura muda linearmente com r. Para definir a forma do disco em qualquer lugar, o índice λ também deve ser definido. Isso define o expoente para o

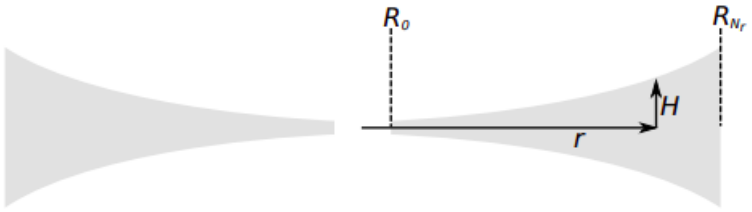

Figura 14: O perfil do disco com uma proporção de aspecto exagerada e alargada para maior clareza visual. H é a altura do plano do disco, r é a distância radial do centro do disco (Russell, 2011).

comportamento da lei de potência da proporção:

$$\frac{H}{r} = h_0.r^{\lambda}. \tag{34}$$

O valor padrão de λ é zero, que correspondendo a uma proporção uniforme do disco, onde a espessura do disco local H é proporcional ao raio r.

A altura do disco, H, está relacionada à velocidade do som local c_s através de:

$$\frac{c_s}{v_k} \approx \frac{H}{r}, \tag{35}$$

onde v_k é a velocidade orbital kepleriana local do disco não perturbado:

$$v_k = \sqrt{\frac{GM_*}{r}} = \Omega r, \tag{36}$$

sendo a frequência orbital local.

No FARGO, a unidade de massa é definida como a massa central. Todos os cálculos de força e acreção são realizados com as constante G e a massa do corpo central normalizados. Com a normalização a precisão do código é duplicada.

Essa estimativa para H é necessária para incorporar alguns efeitos da espessura finita do disco. Como o disco é tratado como bidimensional, cada ponto do disco é na verdade uma integração vertical que abrange $\pm$ H acima e abaixo do plano médio do disco.

O parâmetro de densidade da superfície do gás denotado como Σ_0, pode ser combinado com o parâmetro μ, para definir uma densidade da superfície do gás com lei de potência em todo o disco:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0.r^{-\mu}, \tag{37}$$

O valor padrão para μ é zero, que descreve um disco com densidade de superfície uniforme.

A viscosidade do disco é definida usando o parâmetro α, a partir do formalismo de Shakura & Sunyaev (1973). O coeficiente uniforme α é usado para definir a viscosidade cinemática ν , que é calculada:

$$\nu = \alpha.c_s^2.\Omega^{-1}, \tag{38}$$

onde c_s é a velocidade do som local.

4.1.4 ACREÇÃO DO GÁS

A acreção no FARGO ocorre quando o gás é removido das células que caem dentro de uma zona de acumulação especifica ao redor do planeta em uma escala de tempo fixa. Pode haver um número arbitrário de planetas no disco e cada um é essencialmente tratado como um sumidouro gravitacional do gás circundante. A advecção do gás é tratada pela parte hidrodinâmica do código FARGO. À medida que o gás se acumula, a massa e o momento são transferidos para o planeta. O acréscimo é limitado pela duração do intervalo de tempo fixo das simulações.

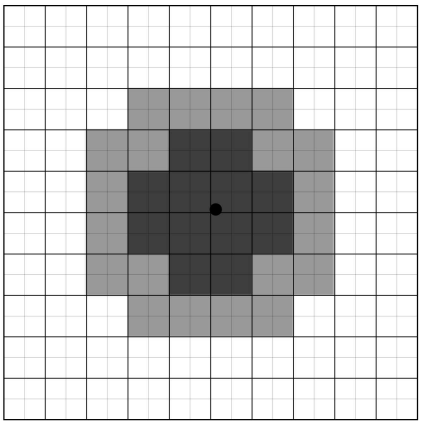

Figura 15: Grade da zona de acreção. O ponto preto representa a localização do planeta, as regiões sombreadas mais claras e mais escuras representam a área delimitada por $f_1 R_H$ e $f_2 R_H$ respectivamente (Russell, 2011).

A zona de acreção para um planeta é definida em termos de seu raiode Hill (R_H). Usando parâmetros prescrito por Kley (1999), a zona de acreção é dividida em 3 subzonas pertencentes a diferentes taxas de acreção. Os parâmetros $f_1 = 0,75$ e $f_2 = 0,45$ descrevem as frações do raio de Hill de um planeta que devem ser usadas para zonas de acreção. A área delimitada por $f_1 R_H$ define a maior zona da qual o gás pode ser agregado. Aqui, o gás acumulável é limitado a $1/3$ do gás total contido na área por unidade de tempo. A zona menor delimitada por $f_2 R_H$ é limitada a $2/3$ do gás restante nesta área. Isso significa que durante uma unidade de tempo, as células dentro de $r < f_2 R_H$ do planeta seriam agregadas duas vezes. Observe que nenhum gás é adicionado da área entre $f_1 R_H$ e R_H.

A fim de determinar quais células da grade realmente caem dentro das zonas acumuláveis, as zonas devem ser discretizadas e aproximadas usando a grade polar subjacente. No centro de cada célula é considerado a localização da densidade do gás e é a partir deste

ponto que se determina a distância da célula ao planeta.

Um intervalo de tempo completo significa que a massa disponível e o momento do gás acumulável circundante foram transferidos para o planeta.

4.1.5 INTEGRAÇÃO DOS PLANETAS

Cada protoplaneta incorporado também precisará de parâmetros para definir seu comportamento gravitacional e influência hidrodinâmica no disco. Durante a inicialização, cada planeta com massa m é colocado a uma distância radial r da massa central, ao longo do eixo x. A excentricidade, só pode ser definida no arquivo de parâmetros de simulação e é aplicada a todos os planetas igualmente. A excentricidade padrão é zero, tornando as órbitas iniciais padrão circulares, mas podem ter qualquer valor maior ou igual a zero.

O esquema de acreção de gás pelos planetas no FARGO é direto: o gás é removido das células que caem dentro de uma zona especificada ao redor do planeta em uma escala de tempo fixa. Pode haver um número arbitrário de planetas no disco e cada um é essencialmente tratado como um ponto gravitacional para o gás circundante. A advecção de gás é tratada pela parte hidrodinâmica do código. À medida que o gás se acumula, massa e momento são transferidos para o planeta. O acréscimo é limitado pela duração discreta fixa das simulações, mas pode ser ajustado usando o parâmetro de acreção (Russell, 2011)

A zona de acúmulo elegível especificada para um planeta é definida em termos de seu raio de Hill R_H - a região na qual um corpo domina a atração gravitacional, ou seja é uma aproximação da esfera de influência gravitacional que um corpo menor tem na presença de perturbações do campo gravitacional gerado por um corpo mais massivo.

Usando os parâmetros prescritos por Kley (1999), a zona de acréscimo elegível é dividida em 3 subzonas pertencentes a diferentes taxas de acréscimo. Parâmetros $f_1 = 0,75$ e $f_2 = 0,45$ são atribuídos as frações do raio de Hill de um planeta que devem ser usadas para zonas de acréscimo.

A área delimitada por $f_1 R_H$ define a maior zona da qual o gás pode ser acumulado. Aqui, o gás acumulado é limitado a $1/3$ do gás total contido na área por unidade de tempo, sendo a unidade de tempo definida como uma órbita de raio $r = 1$ em um período orbital de 2π unidades de tempo FARGO. A zona menor delimitada por $f_2 R_H$ é responsável pelo acúmulo dos $2/3$ do gás restante nessa área. Isso significa que, durante uma unidade de tempo, as células dentro de $r < f_2 R_H$ do planeta seriam acumuladas duas vezes. Observe que nenhum gás é acumulado da área entre $f_1 R_H$ e R_H.

Para determinar quais células da grade realmente se enquadram nas zonas de acreção, as zonas devem ser discretizadas e aproximadas usando a grade polar subjacente. Primeiro, uma seção retangular, garantida para conter o planeta e todo o raio de Hill, é isolada. Essa grade acumulável restringe a região de interesse para conter principalmente células nas quais um planeta estará (Russell, 2011).

Nos processos descritos utilizamos protoplanetas que interagem com os discos de gás, alterando a distribuição de massa. O processo de evolução do disco sem um protoplaneta

imerso pode ser lento, necessitando de milhares de anos para que ocorra uma variação na distribuição da densidade do disco. Uma forma de acelerar a evolução do disco sem protoplanetas imersos é inserir uma pequena variação de densidade no disco, um ruído. Esse ruído permite a quebra de simetria das forças que agem no disco (Baruteau et al, 2011).

4.2 FARGO COM EQUAÇÃO DE ENERGIA

Na versão descrita na seção anterior, o código não inclui a evolução temporal da temperatura do gás, mas utiliza um perfil radial estacionário, de temperatura arbitrária (ou velocidade do som). A conexão entre a pressão (P), densidade superficial (Σ) e temperatura (T) é referida como uma equação de estado localmente isotérmica.

O FARGO modificado por Baruteau (2008), se propõe a considerar a evolução temporal da temperatura através de uma equação de energia.

Utilizando dois termos de calor para permitir um tratamento termodinâmico mais realista do disco, a equação de energia verticalmente integrada é dada como:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla.(E\upsilon) = -p\nabla.\upsilon + Q_+ - Q_-, \tag{39}$$

onde E é a densidade de energia interna, p é a pressão verticalmente integrada, υ é a pressão velocidade (velocidades orbital e radial), Q_+ é o termo da fonte de aquecimento e Q_- é o termo da fonte de refrigeração.

O termo da fonte de aquecimento, Q_+, está associado à dissipação viscosa no disco de gás dada por (Muller & Kley, 2012),

$$Q_+ = \frac{1}{2\nu\Sigma}[\sigma_{rr}^2 + 2\sigma_{r\phi}^2 + \sigma_{\phi\phi}^2] + \frac{2\nu\Sigma}{9}(\nabla\upsilon)^2, \tag{40}$$

onde ν é a viscosidade, Σ é a densidade da superfície e σ é o tensor viscoso de tensão em coordenadas polares.

Como o fluxo de aquecimento viscoso, Q_+, o fluxo de difusão térmica tende a aumentar a entropia de todo o disco. Um cálculo incluindo viscosidade ou difusão térmica por si só aumentará a entropia e os perfis de temperatura do disco, sem atingir um estado estacionário. É por isso que é adicionado um termo de fonte de resfriamento extra,Q_-, no lado direito da equação (Baruteau, 2008). O termo de resfriamento, Q_-, descreve as perdas radiativas da superfície inferior e superior do disco, e é descrito como

$$Q_- = 2\sigma_R\frac{T^4}{\tau_{eff}}, \tag{41}$$

onde σ_R é referente a constante de Stefan-Boltzmann, T a temperatura da estrela e τ_{eff} a profundidade óptica.

A versão do FARGO com as implementações de Baruteau (2008) utiliza um código paralelo ao procedimento da interface de transmissão de mensagens, ou MPI, para abre-

viar. Um determinado cálculo pode ser executado em várias CPUs, cada processo lidando com uma fração da malha total ou sub-malha. A divisão da malha em várias sub-malhas é chamada de decomposição do domínio. Uma malha polar bidimensional é geralmente dividida nas direções radial e azimutal. Essa decomposição não é possível com o código FARGO2D, pois implica no deslocamento azimutal de material de várias zonas ao longo de um passo de tempo (Masset, 2000). Caso contrário, o nível de comunicações na direção azimutal a cada passo do tempo seria proibitivo. Em vez disso, a malha é dividida apenas na direção radial, cada CPU lidando com um determinado número de anéis na malha.

4.3 FARGO COM AUTO-GRAVIDADE

A incorporação da auto-gravidade em cálculos de disco fino 2D pode ser alcançada usando transformadas rápidas de Fourier. No trabalho de Baruteau & Masset (2008) é apresentado um método onde a força é calculada diretamente usando um comprimento de suavização para o planeta e auto-gravidade (Müller et a., 2012).

No trabalho de Li et al. (2005) este método foi usado para calcular o potencial no plano intermediário do disco. O tratamento simultâneo de um planeta embutido e da auto-gravidade do disco pode ser importante porque o último pode influenciar as propriedades de migração do planeta (Pierens & Huré 2005; Baruteau & Masset 2008).

Para disco com auto-gravidade, a aceleração gravitacional radial deve ser incluída no balanço inicial com a força gravitacional do corpo central e a pressão.

Para um disco de gás bidimensional, o potencial gravitacional é dado por:

$$V(r) = -G \int \int \frac{\sigma(\mathbf{r}')\mathbf{dr}'}{||(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2 + \epsilon^2||^{1/2}} \tag{42}$$

onde σ denota a densidade superficial, ϵ é um comprimento de amortecimento sobre o qual a distância$||(\mathbf{r}-\mathbf{r}'||$ é suavizada, para evitar qualquer singularidade quando $r = r'$.

Supondo que a massa seja distribuída em uma malha quadrada de dimensão $N \times N$, o cálculo do potencial por soma direta requer $N(N-1)/2 \equiv \mathcal{O}(N^2)$ operações, que rapidamente se tornam proibitivas quando N atinge alguns milhares. No entanto, podemos nos beneficiar do fato de que o potencial é lido como um produto de convolução para calculá-lo no espaço de Fourier. Denotamos por M a massa, e nos referimos a $K = ||r^2 + \epsilon^2||^{-1/2}$ como uma função de Green. O potencial pode ser reformulado como

$$V = -G\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(M) \times \mathcal{F}(K)], \tag{43}$$

onde $\mathcal{F}$ e $\mathcal{F}^{-1}$ denotam respectivamente os operadores da transformada direta e inversa de Fourier. O ponto forte desse método é reduzir o número de operações para $\mathcal{O}(NlogN)$. Dessa forma o potencial de auto-gravidade é calculado com as transformadas rápidas de Fourier (FFTs).

A auto-gravidade do gás atua como um termo de fonte de aceleração no processo de atualização de gás. Para que as acelerações auto-gravitantes radiais e azimutais sejam encontradas usando as Transformadas Rápidas de Fourier é necessário o uso de uma malha com espaçamento radial logarítmico.

Segundo Müller et al. (2012), para a maioria dos discos com auto-gravidade, a estrutura vertical será afetada tanto pelo objeto de massa central quanto pela auto-gravidade do disco. Nesse contexto a modificação das estruturas dos discos influenciam diretamente a evolução dos protoplanetas imersos nesse cenário, uma vez que estudamos a formação destes, a utilização da auto-gravidade pode tornar o processo mais realista fisicamente.

5 ESTUDO DA FORMAÇÃO DE γ CEPHEI AB

Cepheus, O Rei da Etiópia na mitologia grega, é uma das 48 constelação listadas por Ptolomeu e continua sendo uma das 88 constelações modernas. As estrelas mais brilhantes de uma constelação são respectivamente indicadas pelas letras do alfabeto grego, portanto a terceira estrela é designada pela letra γ.

Tradicionalmente conhecida como *Erral* (Rumrill, 1936), γ Cephei é uma estrela visível a olho nu apresentando uma magnitude aparente de 3.21 e tendo uma anã vermelha como companheira.

Os primeiros indícios de que γ Cephei possuiria um companheiro planetário começaram em Julho de 1988 com dados de velocidade radial, mas só puderam ser confirmadas em 2002 (Campbell et al., 1988; Hatzes et al., 2002;).

Neste capítulo estudaremos a formação do sistema γ Cephei. Para isto utilizaremos uma abordagem hidrodinâmica com diferentes parâmetros no disco protoplanetário e para o protoplaneta. Realizamos também um estudo da perturbação secular no planeta devido a interação com a estrela secundária.

Vídeos referentes aos resultados obtidos neste trabalho estão disponíveis na página: https://tesebcamargo.blogspot.com/. É de grande importância a visualização dos vídeos em conjunto com a leitura deste trabalho.

5.1 O PLANETA γ-CEPHEI AB

Atualmente existem mais de 3 mil exoplanetas confirmados, sendo cerca de 130 deles distribuídos em 91 sistemas de estrelas binárias (Schwarz et al., 2016).

Nos sistemas do tipo S, na maioria dos casos a distância entre as duas estrelas é superior a 100 ua, entretanto este não é o caso do sistema γ Cephei. Neste sistema as duas estrelas estão separadas a apenas 20 ua (Hatzes et al., 2003). Ademais o sistema apresenta um planeta gigante de cerca de 1,8 M_J (massas de Júpiter) orbitando a estrela primária.

Estudos teóricos mostram que a presença de uma estrela secundária modifica o processo de formação planetária. Devido a perturbação gravitacional, o disco protoplanetário é mais quente e dinamicamente mais excitado, de forma a influenciar os planetesimais no processo de crescimento (Müller & Kley, 2012).

Um dos principais efeitos da estrela secundária é o truncamento do disco devido a torques de maré (Artymowicz & Lubow, 1994). O trabalho de Kley e Nelson (2008) mostrou que o sistema γ Cephei sofreu essa perturbação, sendo a excentricidade média

Tabela 1: Dados do Sistema γ Cephei. O Sistema é constituído por uma binária excêntrica bem como um planeta orbitando com baixa excentricidade a estrela primária. Os parâmetros que serão usados estão listados a partir trabalho de Endl et al. (2011).

Objeto	Massa	Semi-eixo maior (ua)	Excentricidade
A	$1.4M_{Sol}$	-	-
B	$0.4M_{Sol}$	20.2	0.36
b	$1.85 \pm 0,16M_{Jup}$	2.05 ± 0.06	0.049 ± 0.034

do disco sem um protoplaneta de cerca de 0.12.

O estudo da formação planetária usando uma abordagem hidrodinâmica precisa considerar vários parâmetros para simular o comportamento dos discos de gás. Parâmetros como viscosidade, temperatura e massa do disco ainda são incertos e devem ser explorados. Exemplos de diferentes comportamentos de discos de gás são mostrados em Müller e Kley (2012). Neste trabalho notou-se que ao aumentar a temperatura do disco, o valor da excentricidade do disco diminui. No mesmo trabalho, os autores mostram que discos com valores altos de viscosidade se tornam mais excêntricos. Portanto, todos esses resultados mostraram que o disco protoplanetário pode mudar sua estrutura devido a alguns parâmetros e isso influenciará a formação do planeta imerso no disco.

O trabalho de Durmmann e Kley (2016) explorou o crescimento e a migração de planetas gigantes usando o código hidrodinâmico `NIRVANA` e usando esses resultados foi possível avaliar a precisão dos nossos resultados preliminares. Porém este estudo foi realizado apenas em sistemas com uma única estrela e com discos de gás isotérmicos. No nosso caso, exploraremos um sistema binário compacto e também consideraremos os casos de discos radiativos. Um disco radiativo pode fornecer uma forma e estrutura interna diferentes quando comparado a um disco semelhante mas localmente isotérmico (Marzari et al., 2012).

Estamos interessados em reproduzir a formação do planeta γ Cephei Ab, explorando diferentes ambientes. O sistema é considerado um sistema binário compacto devido à pequena distância entre as duas estrelas. Em nosso trabalho utilizamos diversas variações de parâmetros físicos com base nos dados do sistema fornecidos na tabela 1 (Endl et al., 2011).

Neste sistema, o valor baixo do semi-eixo maior e a alta excentricidade da estrela secundária sugerem que a formação do planeta foi altamente influenciada pela perturbação da companheira.

5.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Para a integração numérica do sistema utilizamos o código `FARGO 2D` (Masset, 2000), que consiste em resolver as equações de Navier-Stokes em uma grade polar de duas dimensões, para um disco de gás circunstelar.

Tabela 2: Parâmetros utilizados neste trabalho. Inserimos estes valores no pacote FARGO 2D, um simulador hidrodinâmico que pressupõe a existência de um disco circunstelar cujos parâmetros indicados descrevem os diversos modelos que se pode estudar.

Densidade de superfície(Σ_0)	$600\ g/cm^2$
Viscosidade (α)	$0,01$
Termo Adiabático (γ)	$7/5$
Perfil inicial da densidade(Σ)	$\propto r^{-1}$
Perfil inicial da temperatura (T)	$\propto r^{-1}$
Razão de aspecto do disco(H/r)	$0,05$
Grade ($N_r \times N_\phi$)	400×400
Raio do disco ($R_{min} - R_{max}$)	$0,5 - 8,0$ ua

Tabela 3: Parâmetros utilizados para o disco de gás nos trabalhos de Kley & Nelson (2008) e Müller & Kley (2012).

	Kley & Nelson (2008)	Müller & Kley (2012)
Massa do disco de gás (M_{sol})	$1,75 \times 10^{-3}$	$0,01$
Viscosidade (α)	5×10^{-3}	$0,01$
Termo Adiabático (γ)	$7/5$	$7/5$
Perfil inicial da densidade(Σ)	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1}$
Perfil inicial da temperatura (T)	$\propto r^{-1}$	$\propto r^{-1}$
Razão de aspecto do disco(H/r)	$0,05$	$0,05$
Grade ($N_r \times N_\phi$)	300×300	256×574
Raio do disco ($R_{min} - R_{max}$)	$0,5 - 8,0$ ua	$0,5 - 8,0$ ua

Este disco está sujeito à gravidade da massa central, de um protoplaneta imerso e de uma estrela secundária. Lembrando que as simulações usam coordenadas polares centradas na estrela principal. Neste caso não há a auto-gravidade do disco, nem a influência do campo magnético das estrelas.

A viscosidade do disco de gás é simulada usando o formalismo alfa-disco de Shakura e Suyanev (1973). Isso permite que as propriedades gerais do disco possam ser descritas por um número relativamente pequeno de parâmetros (Russell, 2011).

Para testar os efeitos da propagação da temperatura no disco de gás na formação planetária, utilizamos a modificação do FARGO 2D apresentada em Müller e Kley (2012). Essa modificação leva em consideração as equações de estado para simular a propagação do calor e seus efeitos no disco de gás.

Para usar o pacote FARGO 2D, é necessário fornecer parâmetros para o disco de gás. A tabela 2 apresenta alguns desses parâmetros, sendo que a densidade superficial é fundamental para a evolução do planeta. Em nossos testes preliminares utilizamos diversos valores e distribuições para a massa do disco. Notamos que o valor de $600\,\mathrm{g/cm^2}$ tem um resultado mais rápido para o crescimento do protoplaneta, por isso utilizamos esse valor

para este trabalho.

Para o estudo da formação de γ Cephei Ab, são utilizados dois modelos de disco. No primeiro, o disco de gás que envolve a estrela principal é isotérmico. No segundo caso, usamos um disco radiativo, ou seja, é levado em consideração dois termos de calor no disco, um termo de aquecimento devido a quantidade de luminosidade da estrela e um termo de resfriamento, devido as perdas de calor pela superfície do disco protoplanetário, apresentados nas equações de número 39, 40 e 41.

As simulações foram feitas para uma massa protoplanetária inicial de $0,1 M_J$. Consideramos uma grade de valores de semi-eixo maior inicial começando em 1,0 ua até 4,0 ua com espaçamento de 0,5 ua.

No trabalho apresentado por Kley & Nelson (2008) é explorada a formação do planeta γ Cephei Ab considerando apenas discos isotérmicos. Os parâmetros utilizados pelos autores estão apresentados na tabela 3 e diferem em alguns pontos dos casos apresentados neste trabalho. Em nosso trabalho usamos uma abordagem similar de Müller & Kley (2012), tabela 3. Visto que em Müller & Kley (2012) é apresentada apenas a evolução do disco no sistema γ Cephei, isotérmico e radiativo, entretanto os autores não exploram a formação planetária nestes cenários. Portanto nesse capítulo exploramos a formação planetária no sistema γ Cephei em discos isotérmicos e radiativos.

Os discos adotados nas simulações, apresentam bordas abertas, para que o material gasoso do disco possa escapar através dos limites do sistema. Portanto, a massa total do disco diminui com o tempo. Limites fechados não permitiriam esse processo, o que levaria a um disco mais denso influenciando diretamente na formação do planeta.

5.3 TRUNCAMENTO DO DISCO

Um dos efeitos mais relevantes de uma estrela secundária muito próxima de um disco de gás em torno da estrela principal é o truncamento do disco (Artymowicz & Lubow, 1994). Geralmente os torques induzidos pela companheira tendem a reduzir o tamanho do disco (Thébault et al., 2004). A evolução da estrutura do disco exposta aos efeitos da estrela secundária foi estudado no caso do sistema de γ Cephei (Kley & Nelson, 2008; Müller & Kley 2012; Marzari et al., 2012), e verificou-se que o truncamento do disco leva a um aumento na excentricidade do disco que pode consequentemente explicar a formação de corpos excêntricos perto da estrela principal, como no caso de HD 196885.

Em Kley & Nelson (2008), os autores verificaram que, para alcançar um truncamento do disco no caso do sistema γ Cephei é necessária uma simulação inicial para que o disco entre em equilíbrio e que o protoplaneta evite as primeiras ondas de choque, também conhecidas como braços espirais, que levam para o centro do disco de gás. Para isso é realizada uma simulação onde o disco sente os efeitos dos corpos do sistema mas o protoplaneta imerso no disco de gás não começa o processo de acreção nem sente a influência do disco. No trabalho mencionado os autores utilizam como tempo para o

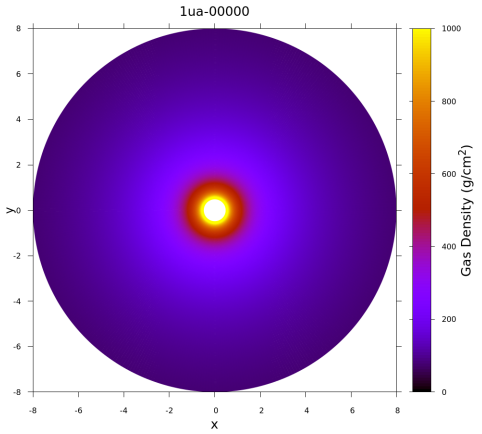

Figura 16: Densidade do disco de gás em gramas por centímetro quadrado no tempo zero. Acima temos um disco de gás com a massa inicial obedecendo a distribuição $\propto r^{-1}$ como referência no instante zero. Usando o código `FARGO 2D` podemos estudar a evolução do disco e do protoplaneta inserido neste disco.

equilíbrio 100 órbitas da estrela secundária, o que levaria a aproximadamente 660 anos. Em nosso trabalho, utilizamos 1000 anos para o tempo de simulação inicial, conforme sugerido no trabalho de Müller & Kley (2012) devido aos modelos de discos radiativos. Também escolhemos este tempo para garantir o equilíbrio, visto que nosso modelo difere em alguns aspectos como, por exemplo, já considerar o planeta imerso porém sem sofrer a perturbação do disco de gás.

Na Figura 16 é apresentada a densidade inicial do disco de gás. No instante zero o disco obedece a distribuição do perfil de densidade igual a r^{-1}. Iniciada a simulação, há uma redistribuição da densidade de massa de gás ao longo do disco devido à perturbação da estrela secundária, da presença do protoplaneta e da inclusão ou não dos termos de calor no disco.

5.3.1 DENSIDADE DO DISCO

No trabalho de Kley & Nelson (2008) foi apresentado um estudo sobre o truncamento de um disco de gás sem um planeta incorporado, mostrando que o disco perde parte de seu material durante os primeiros períodos orbitais da estrela binária. Quando a estrela secundária se aproxima do disco, parte do material flui para fora do sistema.

O trabalho de Müller & Kley (2012) mostra que após 15 períodos orbitais binários o disco tende a um estado quase-estacionário. Como o período orbital da secundária é de cerca de 66,6 anos justifica-se os mil anos iniciais de simulação para criar a estrutura inicial do disco de gás. Neste trabalho, nos primeiros mil anos o protoplaneta não sente o disco apenas a estrela secundária. Entretanto o disco sente a presença do protoplaneta durante esse primeiro momento da simulação.

Verificamos que na Figura 16 a densidade inicial do disco de gás no instante zero

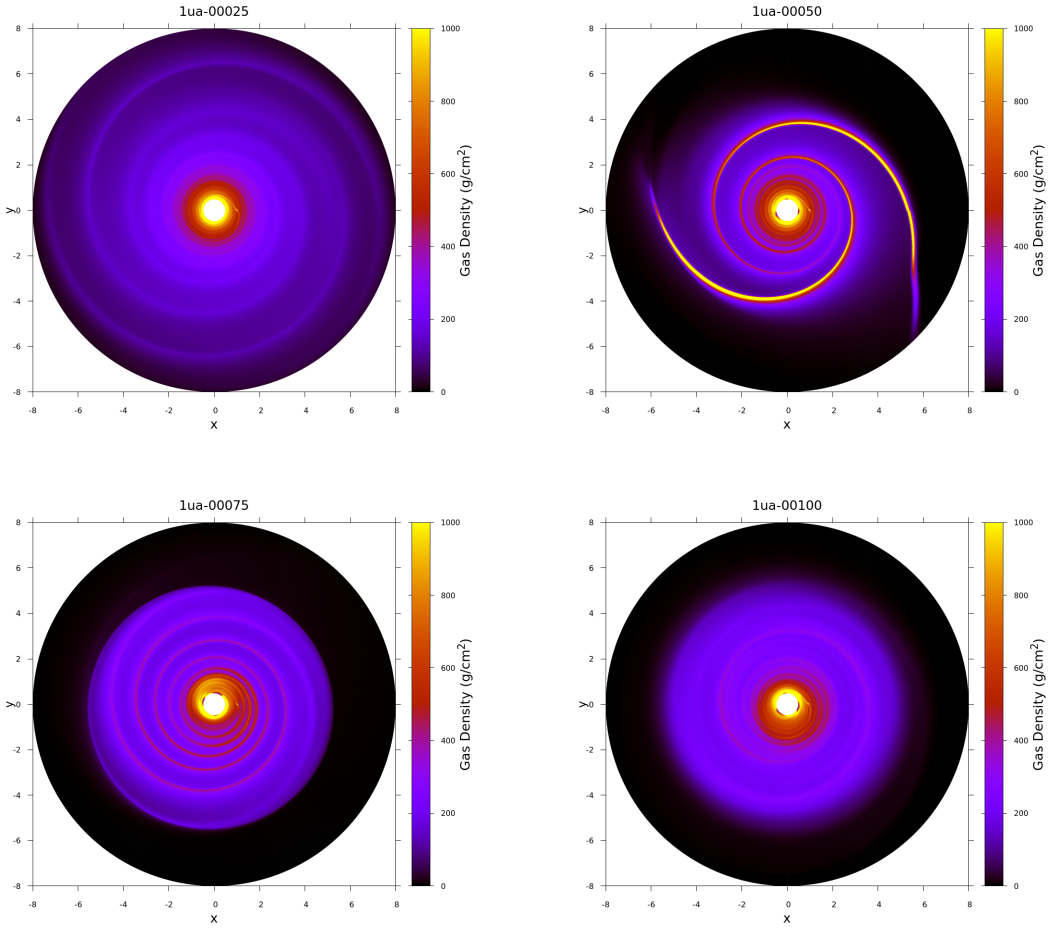

Figura 17: Densidade do disco de gás isotérmico em gramas por centímetro quadrado para alguns instantes de tempo. Distribuição da densidade no disco protoplanetário em 25, 50, 75 e 100 anos usando o pacote `FARGO 2D`. Nestes instantes de tempo o disco sente a perturbação da estrela secundária e do protoplaneta imerso no disco, entretanto o protoplaneta ainda não acreta matéria do gás nem sente a sua influência.

obedece a distribuição do perfil de densidade igual a r^{-1}.

Devido à perturbação da estrela secundária, da presença do protoplaneta e da inclusão ou não do calor no disco a distribuição da densidade de gás é alterada. Logo o cenário para o crescimento e a estabilidade do protoplaneta não é o mesmo encontrado no instante zero .

Na Figura 17 podemos acompanhar a evolução em um disco de gás isotérmico. Neste caso há a presença de um protoplaneta com semi-eixo maior igual a 1 ua. Notamos que em 25 anos a estrutura já é modificada e apesar do periélio da estrela secundária ocorrer próximo aos 66 anos, a aproximação da estrela secundária já afeta consideravelmente a estrutura inicial do disco.

Nota-se também logo de início a formação de braços espirais. Este efeito tende a ficar mais forte com a aproximação da estrela secundária como podemos notar no instante de 50 anos na Figura 17. Iremos explorar o tema nas próximas subseções assim como a

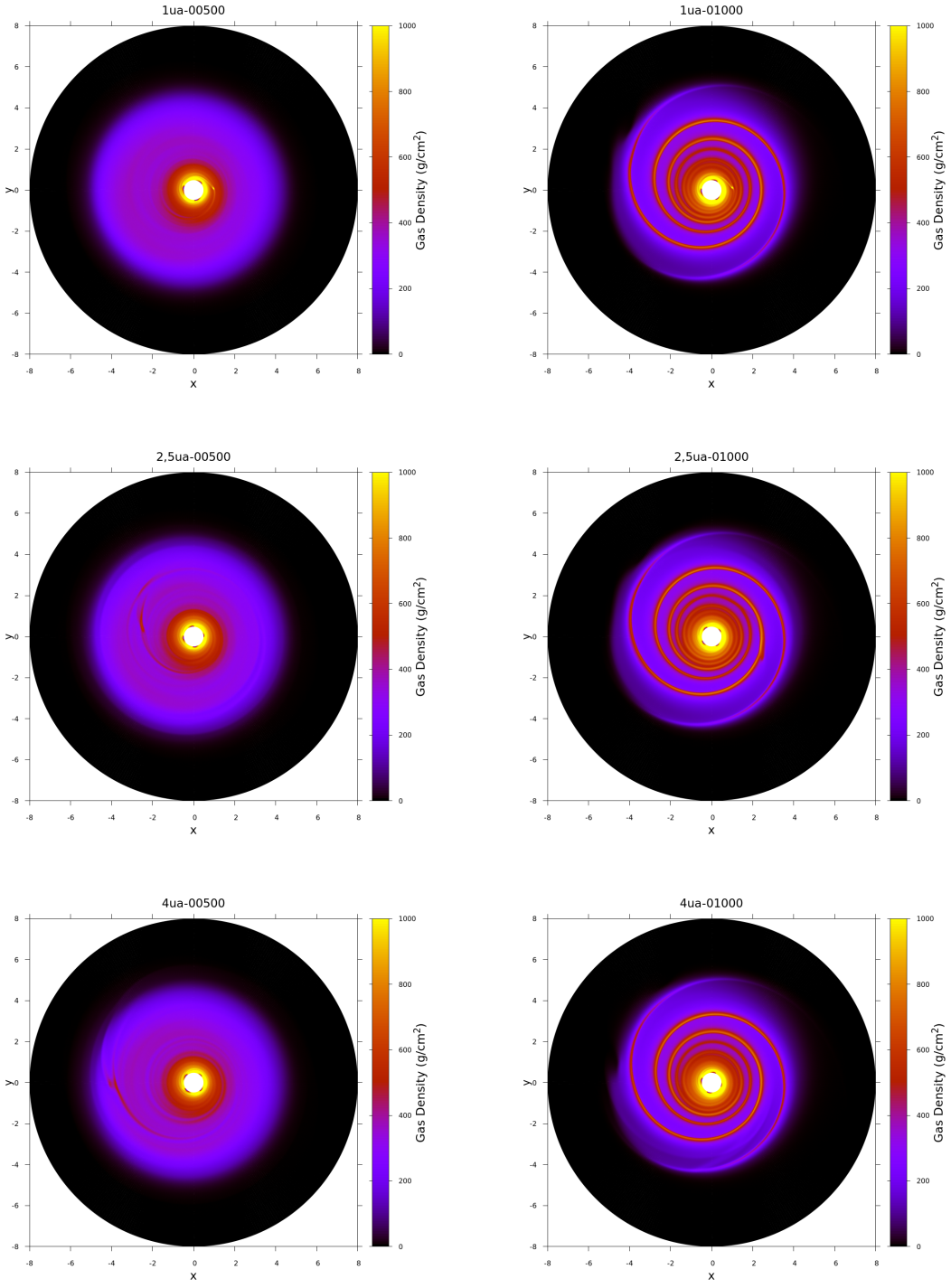

Figura 18: Densidade do disco de gás isotérmico em 500 anos e mil anos. Na primeira linha temos o caso para um protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 1 ua, na segunda linha a 2,5 ua e na terceira linha a 4 ua. Nos primeiros mil anos o protoplaneta não sente os efeitos do disco, mas o disco sente a presença do protoplaneta, devido a isso as distribuições de densidade de gás ao fim do truncamento do disco podem ser distintas em cada caso.

excentricidade do disco que também se altera com a interação com a estrela secundária.

Após a aproximação máxima da estrela secundária o disco parece voltar a circularizar

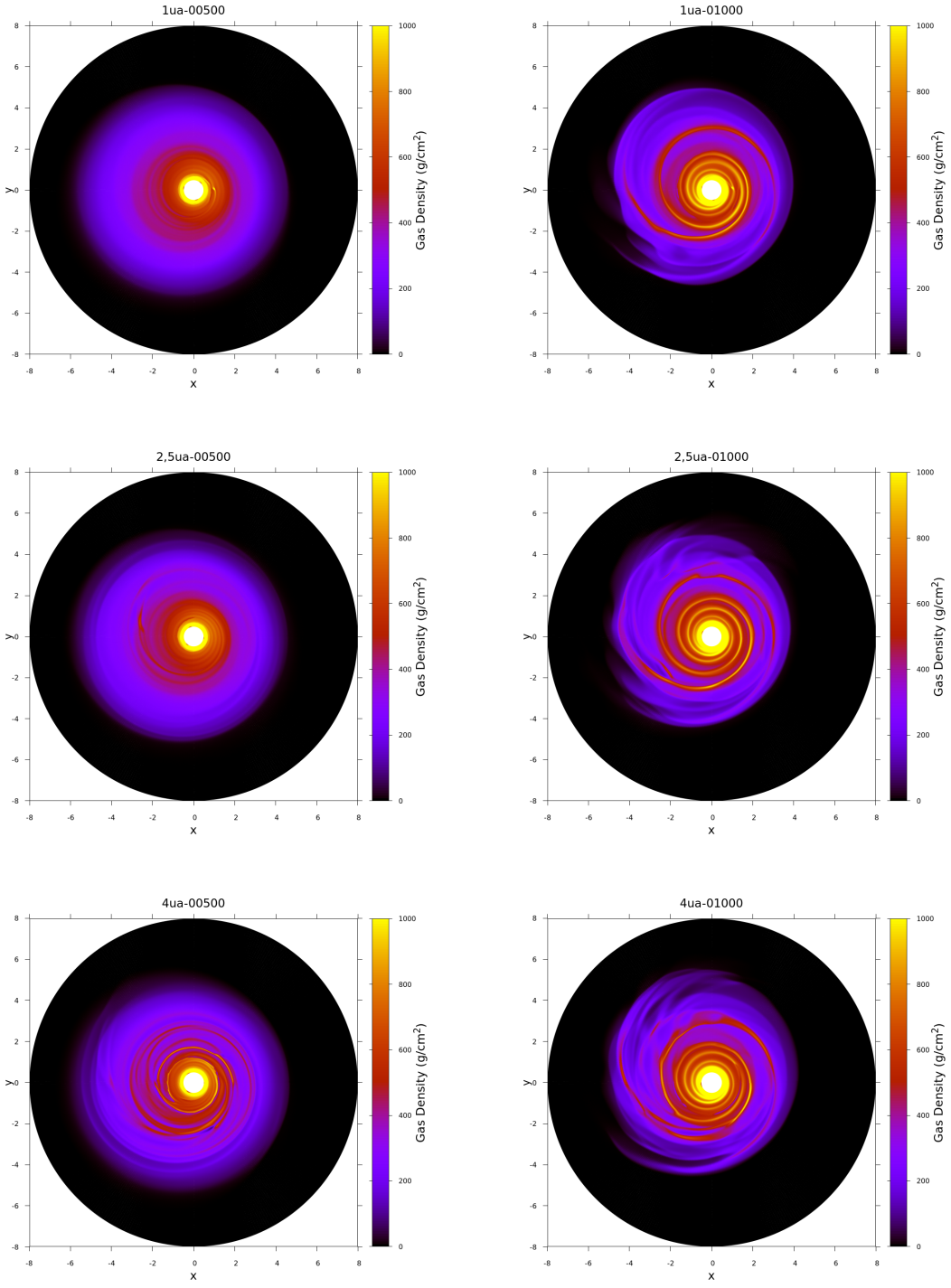

Figura 19: Densidade do disco de gás radiativo em 500 anos e mil anos. Na primeira linha temos o caso para um protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 1 ua, na segunda linha a 2,5 ua e na terceira linha a 4 ua. Nos primeiros mil anos o protoplaneta não sofre os efeitos do disco mas o disco sente a presença do protoplaneta, devido a isso as distribuições de densidade de gás ao fim do truncamento do disco podem ser distintas em cada caso. Além disso por se tratar de um disco radiativo, há as modificações de densidade devido as diferenças de temperatura no disco

como podemos ver no intante de 75 anos. Entretanto nota-se que houve uma diminuição do raio do disco e também a presença de localidades com mais densidade do que no instante inicial. Logo, concluímos que a densidade média do disco de gás já não é a mesma quando o protoplaneta inicia a acreção de matéria, e esse é um ponto fundamental para a evolução do planeta.

O disco em 100 anos na Figura 17 já apresenta uma distribuição mais uniforme da densidade de gás mas notamos que houve uma grande redução no tamanho do disco. Como relatado em trabalhos anteriores (Kley & Nelson, 2008; Müller & Kley, 2012) a primeira passagem da estrela secundária é quando há maior perda de material do disco.

Apesar de pequena, a perturbação do protoplaneta influencia a evolução do disco como podemos verificar na Figura 18 . Nos gráficos mostramos a distribuição da densidade a 500 e 1.000 anos de evolução para os discos de gás isotérmico. As Figuras apresentam três casos para o semi-eixo maior inicial do protoplaneta, 1 ua, 2,5 ua e 4 ua. Apesar de não estar acretando matéria do disco e não sentir a influência do mesmo, o protoplaneta altera a distribuição de densidade do disco, como mostra a Figura 18.

Na Figura 19 são apresentados cenários similares ao da Figura 18, casos para o semi-eixo maior inicial do protoplaneta, 1 ua, 2,5 ua e 4 ua. porém em um disco radiativo. Comparando os gráficos isotérmicos com os radiativos em todos os casos radiativos o disco de gás se apresenta disforme, mais excêntrico e com espirais mais densas. Logo o cenário também é distinto no início da acreção de material pelo protoplaneta nos casos de discos radiativos.

Notamos que há um truncamento do disco devido à interação com a estrela secundária. O disco que inicialmente se estendia até 8,0 ua é reduzido para um pouco mais de 4,0 ua tanto no caso isotérmico quanto no caso do disco radiativo. Com a redução do tamanho do disco e nova quantidade de massa de gás nessa região a densidade média do disco de gás é modificada, podendo ser maior devido a quantidade de gás deslocada para a região mais interna. A densidade média é calculada como

$$\rho_{disk} = \frac{M_{disk}}{A_{disk}}, \tag{44}$$

sendo M_{disk} a massa total do disco de gás e A_{disk} a área total do disco.

Para os casos isotérmicos a densidade média do disco de gás em todos os casos atinge cerca de três vezes o valor inicial, ou seja, a densidade média do disco no momento que o protoplaneta inicia a acreção de matéria é o triplo do encontrado no tempo zero. Como a taxa de acreção do protoplaneta depende da quantidade de material presente na sua vizinhança, o truncamento fará com que o protoplaneta agregue material do disco mais rapidamente.

No caso radiativo o disco tem um formato mais assimétrico e seu raio médio chega até 5,0 ua. Desta forma, a densidade média do disco de gás radiativo é o dobro do valor inicial da simulação.

A Figura 20 apresenta a perda de massa de gás pelo disco durante os primeiros mil anos

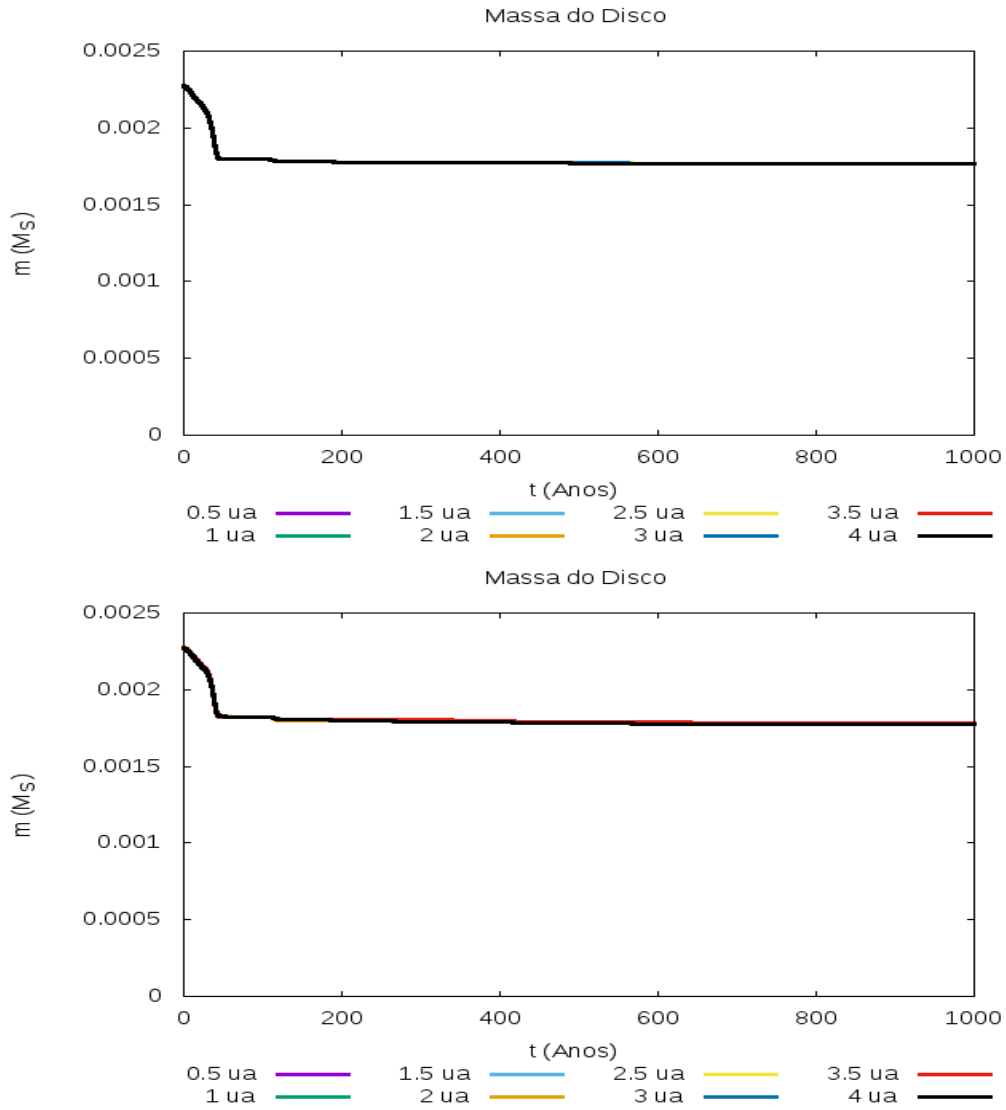

Figura 20: Evolução da massa do disco de gás para os primeiros mil anos. No painel superior é apresentado o caso com disco de gás isotérmico. O painel inferior é referente ao caso do disco de gás radiativo. Cada cor corresponde a uma simulação onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior indicado.

nos casos isotérmico e radiativo, respectivamente. Cada cor indica o semi-eixo maior inicial para o protoplaneta nas simulações. Em ambos os gráficos vemos um perfil parecido na perda de material nos primeiros anos. A estrela secundária retira a maior parte do material do disco durante sua primeira aproximação, reduzindo em cerca de 20% da massa inicial do disco de gás.

5.3.2 BRAÇOS ESPIRAIS

Além da redistribuição de material no disco, alguns outros fenômenos ficam evidentes nas Figuras apresentadas. Nas Figuras 18 e 19 podemos notar espirais de cor mais avermelhada ou seja, indicando maior densidade de gás. Os braços espirais podem ser o

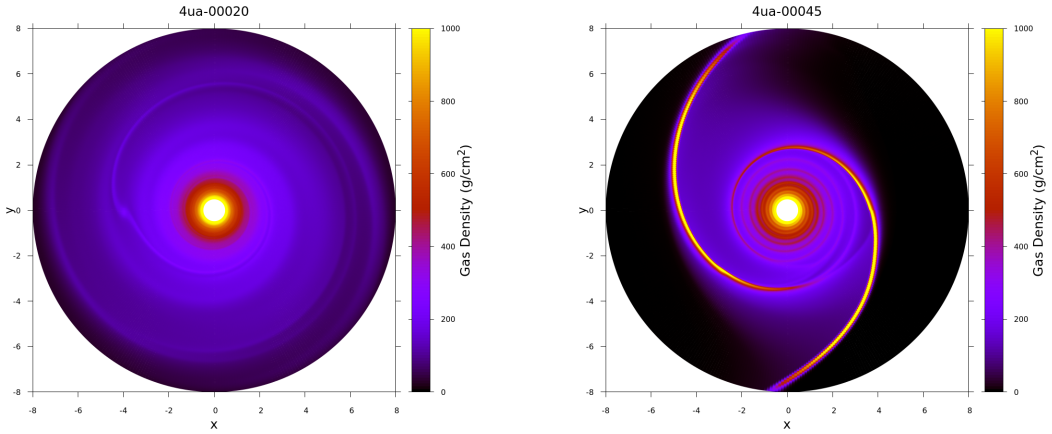

Figura 21: Distribuição da densidade de gás para o protoplaneta a 4 ua em 20 anos, a esquerda e 45 anos a direita. Há o acumulo de matéria no braço espiral, no primeiro gráfico fica evidente que o causador da deformação do disco é o protoplaneta. No segundo gráfico o braço espiral está relacionado com a aproximação da estrela secundária.

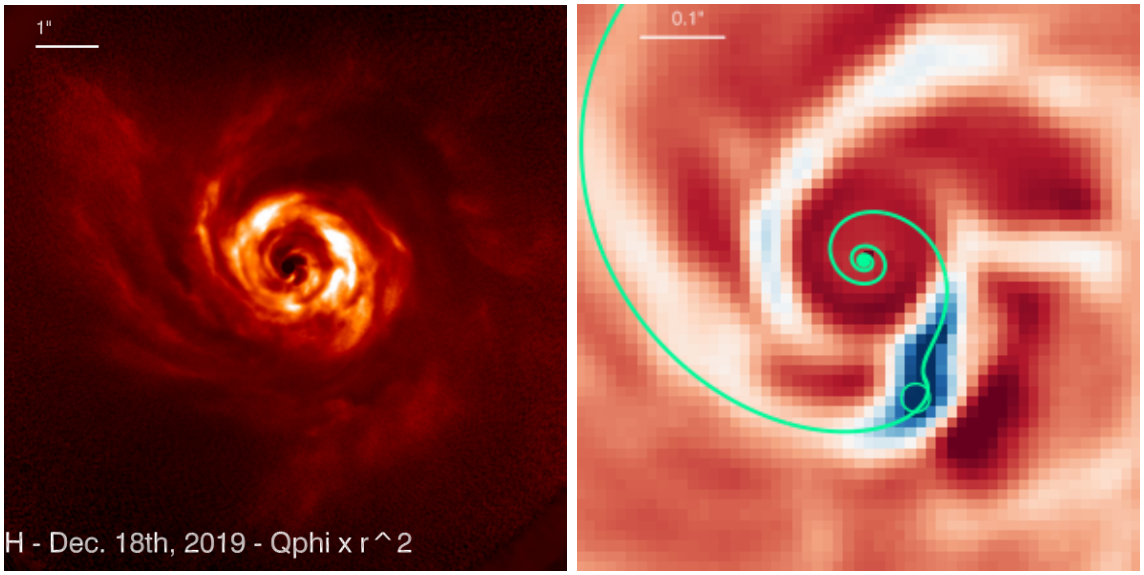

Figura 22: Imagem do sistema AB Aur obtida com o SPHERE-ALMA, a esquerda. A direita temos indicado no círculo onde o protoplaneta está se formando (Boccaletti et al, 2020).

resultado de diferentes fatores

O primeiro fator, que fica mais evidente, é a passagem da estrela secundária por seu pericentro, como é o caso do gráfico a direita da Figura 21. Em 45 anos a binária se encontra mais próxima dado que ela inicia a simulação em seu apocentro e o seu período é de aproximadamente 66 anos, quando se aproxima do disco, este se achata e cria regiões de maior densidade de gás. As simulações performadas dos discos de gás indicam que

a estrela binária quando passa por seu pericentro cria dois braços espirais de maré que se estendem para o centro do disco. Antes que a binária atinja seu apocentro, os braços espirais devido a estrela secundária desaparecem. Como dito, é durante as primeiras passagens pelo pericentro o momento em que a maior parte da massa do disco é perdida. Podemos visualizar todo o fenômeno do aparecimento dos braços espirais nos vídeos de legenda gc_iso e gc_rad na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/formacao-de-gamma-cephei-caso-isotermico.html.

O trabalho de Desai et al. (2018) mostra que os efeitos da estrela binária no disco são evidentes nos perfis de torque gravitacional, nos perfis de temperatura e no transporte de massa radial, o que resulta em braços espirais mais densos que o resto do disco.

O aparecimento de espirais devido a perturbação de uma estrela secundária já foi registrado em alguns sistemas, como no caso de HD100453 registrado pelo telescópio ALMA (Rosotti, 2019).

Porém nem todas as espirais tem contribuição da estrela secundária. Como o disco sente o protoplaneta, este pode afetar a distribuição do material no disco devido aos seus efeitos gravitacionais na massa de gás ao seu redor. No gráfico a direita da Figura 21, podemos notar uma estrutura se formando ao redor de onde se localiza o protoplaneta, como a estrela secundária ainda está distante, essa estrutura tem origem na interação do protoplaneta no disco de gás. Recentemente foi detectado pelo ALMA no sistema AB Aurigae um padrão espiral torcido que indica a primeira evidência direta da formação de um protoplaneta (Boccaletti et al, 2020), essas estruturas são muito similares as encontradas em nosso trabalho como podemos ver na Figura 22.

Outro ponto evidente é a diferença nas estruturas das espirais. Nos modelos isotérmicos, Figuras 18, as espirais parecem de forma mais simétrica quando comparadas as Figuras 19 nos casos radiativos. Os casos radiativos mostram espirais distorcidas, provavelmente devido a interferência das diferenças de temperatura dentro do disco de gás. As diferentes temperaturas podem influenciar a distribuição da densidade do gás.

5.3.3 EXCENTRICIDADE DO DISCO

Podemos notar nos gráficos da Figura 23 a evolução da excentricidade do disco para os conjuntos isotérmicos e radiativos, respectivamente. Comparando os dois modelos, vemos que o modelo radiativo apresenta um disco de gás mais excêntrico quando comparado aos resultados do modelo isotérmico.

O disco de gás no caso isotérmico apresentou, após 1 mil anos, um valor de excentricidade 0,09 e o disco radiativo de 0,13.

Esses valores são em decorrência da pouca massa do disco de gás. Segundo Müller & Kley (2012), modelos com discos com menos massa têm temperaturas mais baixas e maior excentricidade. A escolha de uma massa menor para o disco de gás se deu devido a formação do planeta, em testes iniciais verificamos que discos mais densos produziram planetas muito maiores do que o observado no sistema, logo para que o modelo reproduzi-

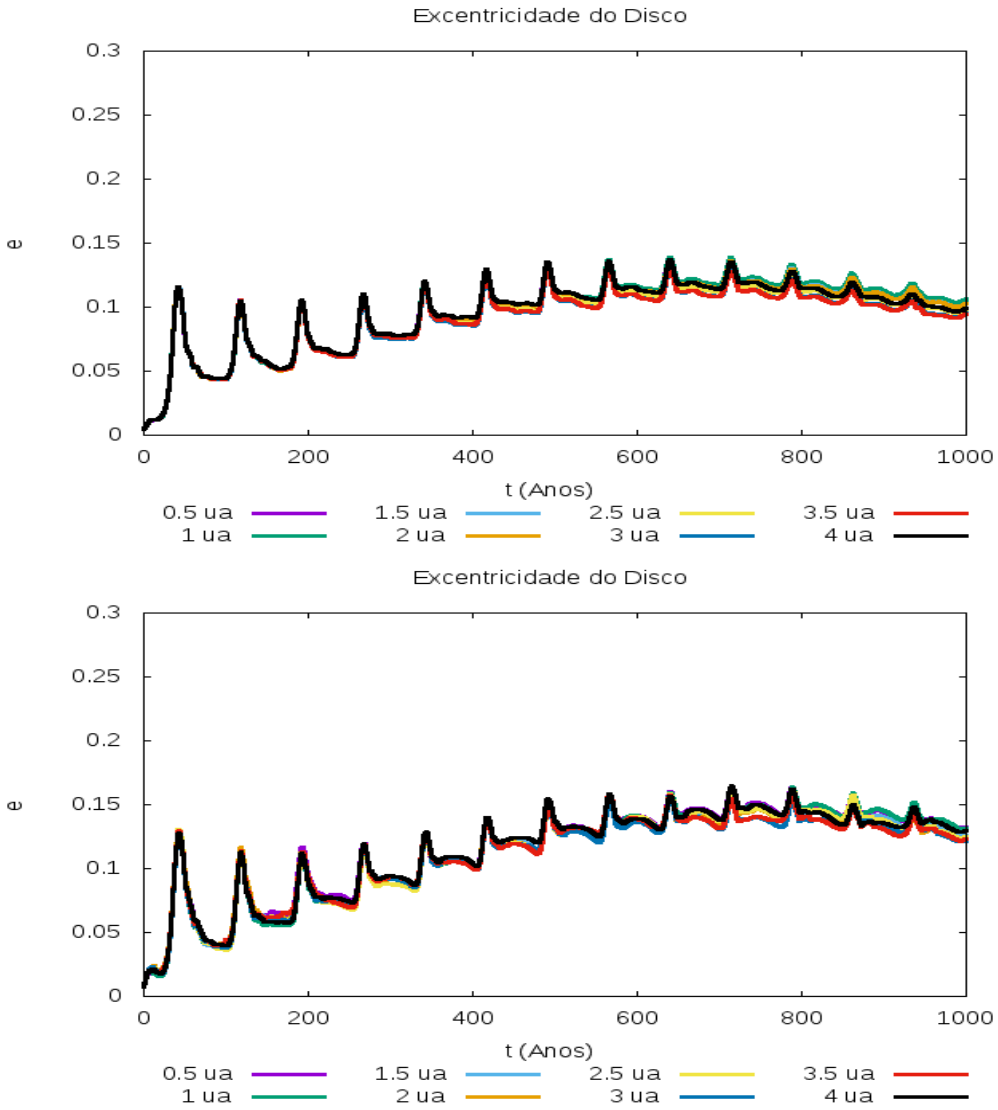

Figura 23: Evolução da excentricidade do disco de gás num modelo de disco isotérmico e radiativo, respectivamente. As cores corresponde onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior nas simulações.

se o sistema observado seria necessário uma menor massa de gás.

Notamos também que os picos de curto período observados na evolução da excentricidade ocorrem devido à aproximação da estrela secundária, sendo os intervalos dos picos equivalentes ao período orbital da estrela secundária em cerca de 66 anos. Também é possível notar que em cerca de 400 anos a excentricidade do disco tem uma pequena modificação nos casos performados devido a presença do protoplaneta imerso.

Neste estudo inicial notamos que o disco de gás muda sua estrutura nos primeiros anos de simulação. Quando o protoplaneta começa a acreção de massa de gás, o disco é significativamente diferente do disco antes, no tempo zero. Usamos o disco truncado como o disco inicial com o protoplaneta sentindo todas as forças do sistema. Ou seja, em mil anos o protoplaneta iniciará a sua evolução com a acreção do material e migração

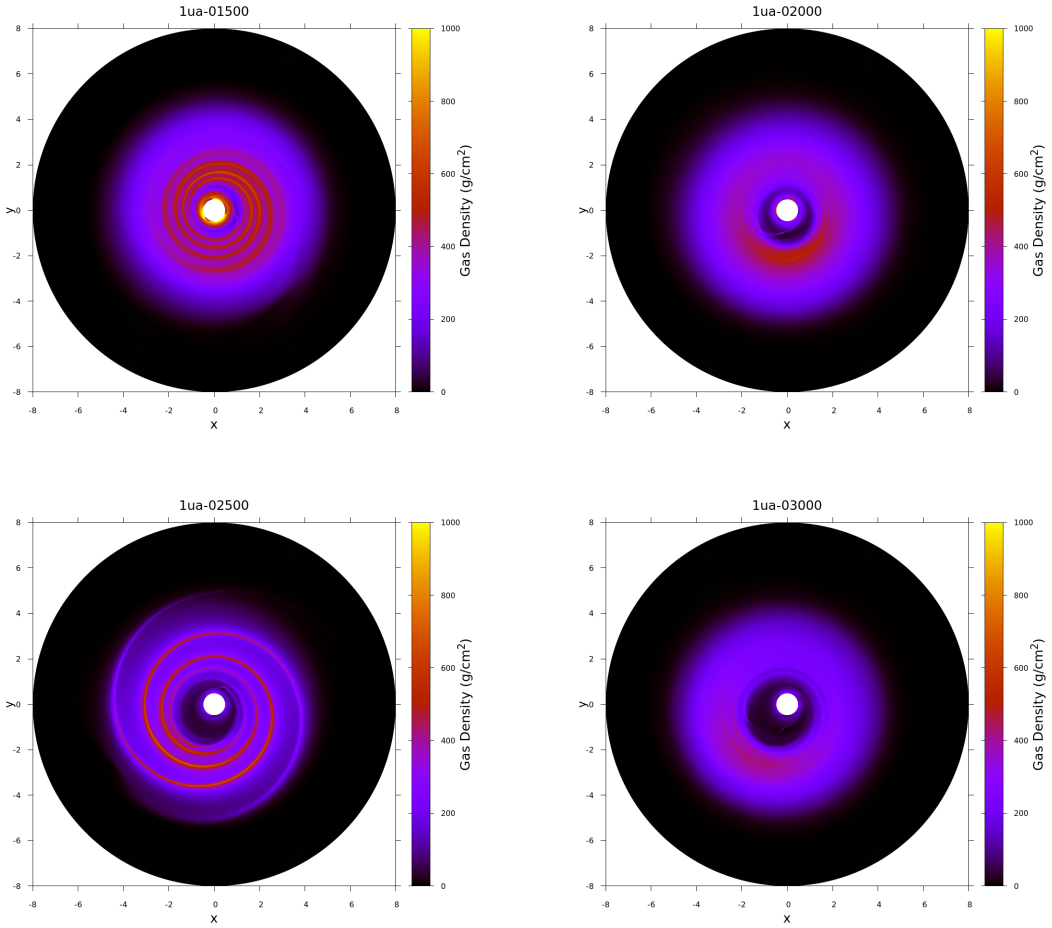

Figura 24: Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 1 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados o disco de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos.

sentindo a influência do disco de gás.

Os resultados para discos isotérmico e radiativos são similares nos primeiros anos. Agora exploraremos os resultados referentes as evoluções do planeta imerso no disco isotérmico e radiativo.

5.4 DISCO ISOTÉRMICO

No primeiro conjunto de simulações usamos um disco de gás isotérmico como o ambiente para a formação do protoplaneta. O trabalho de Müller & Kley (2012) comparou a estrutura dos discos nos casos isotérmico e radiativo. Neste trabalho, focamos na evolução do protoplaneta nestes diferentes cenários.

Consideramos que durante os primeiros 1 mil anos o protoplaneta não sente o disco, conforme descrito anteriormente, mas o disco já sente a influência do protoplaneta imerso. Este protoplaneta acaba por modificar a estrutura inicial do disco protoplanetário, logo

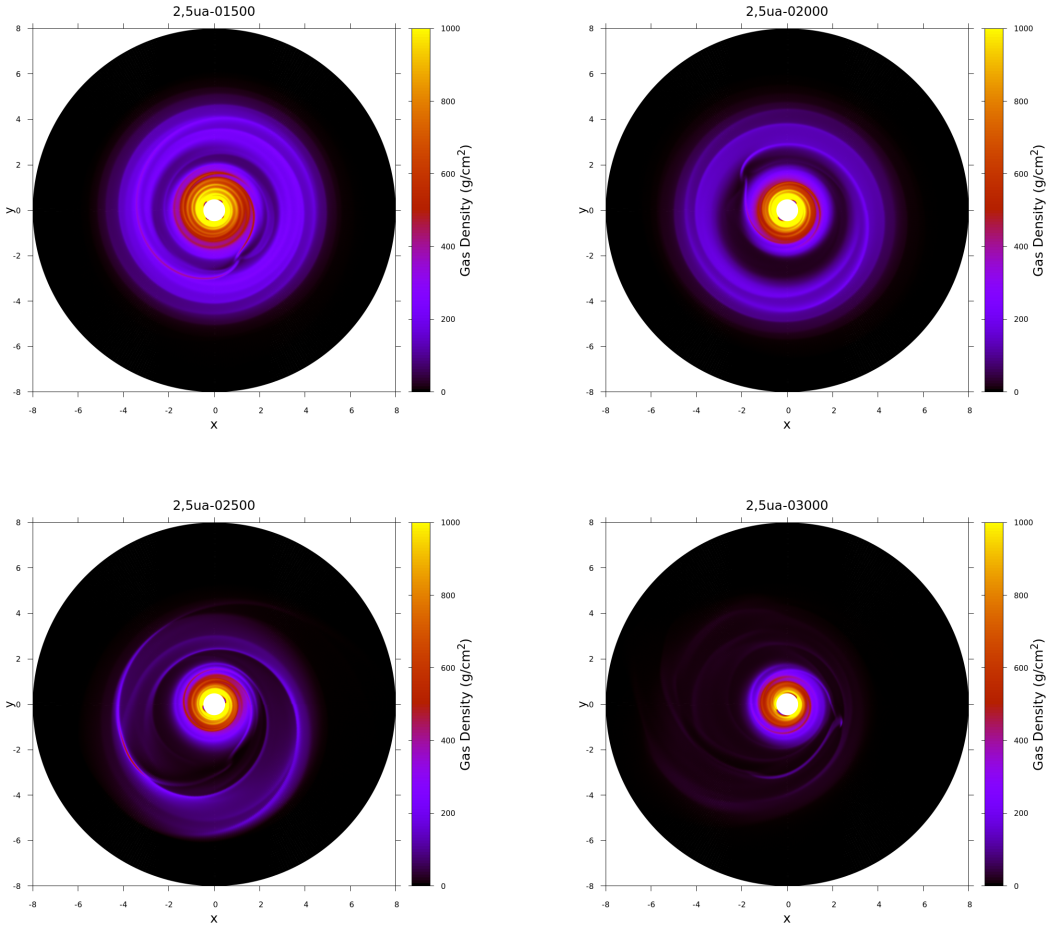

Figura 25: Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 2,5 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados os discos de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos.

para cada semi-eixo maior inicial do protoplaneta podemos ter uma diferença na distribuição de densidade de gás no disco.

Exploramos uma grade de valores para o semi-eixo maior inicial do protoplaneta começando em 0,5 ua até 4,0 ua com intervalos de 0,5 ua.

No início da simulação o disco de gás se estende de 0,5 ua a 8 ua, após mil anos o disco protoplanetário sofre um truncamento e no caso do disco de gás isotérmico o disco é reduzido a aproximadamente 4,5 ua. Por se encontrar no limite interno do disco de gás, o protoplaneta que inicia em 0,5 ua não acreta material devido à escassez na região.

Já a 1 ua o protoplaneta está totalmente imerso no disco de gás, acretando o material ao seu redor, como podemos acompanhar no vídeo de legenda gc_iso_1 na página: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/formacao-de-gamma-cephei-caso-isotermico.html, lembrando que apenas a partir de 1 mil anos o protoplaneta inicia a acreção de matéria do disco.

Na Figura 45 acompanhamos a evolução do disco de gás em 1.500, 2000, 2.500 e 3

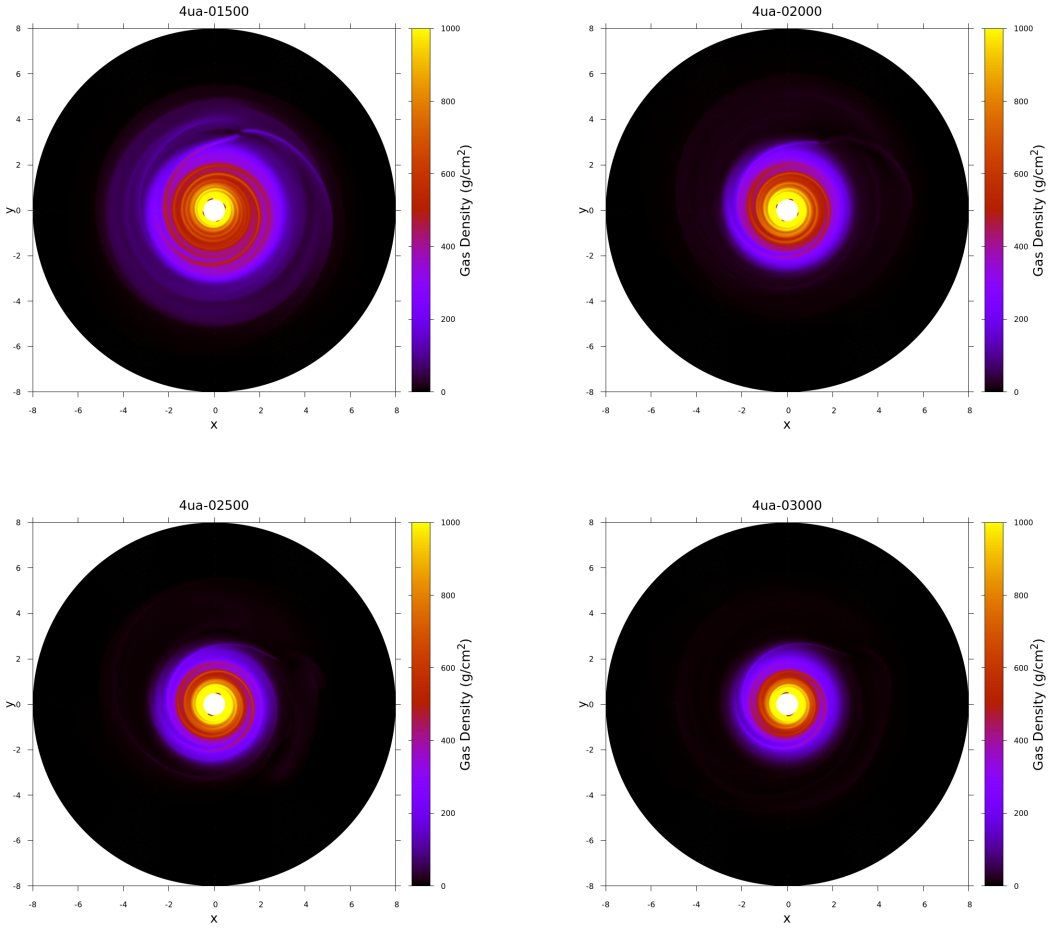

Figura 26: Evolução da densidade do disco de gás isotérmico para o protoplaneta inicialmente a 4 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição do disco de gás em 1.500 anos e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos os instantes de 2.500 anos e 3 mil anos.

mil anos para o caso do protoplaneta inicialmente a 1 ua. Podemos notar que a 1.500 anos há anéis de densidade, que neste caso podem ter sido gerados pelo próprio planeta pois está mais próximo da estrela primária, e o disco como um todo parece circularizado indicando que a estrela secundária se encontra afastada do disco. Como vimos no sistema AB Aurigae um planeta em formação seria o responsável por braços espirais no disco de gás (Boccaletti et al, 2020) e vemos uma estrutura similar no nosso modelo.

Em 2 mil anos, Figura 45, nota-se o aparecimento de um pequeno gap (em preto) na região onde se localiza o protoplaneta. O gap cresce de forma assimétrica, apesar do disco apresentar na parte externa um formato circular, perto do centro notamos que o disco se porta de maneira mais excêntrica. Neste ponto também notamos que a estrela secundária já não perturba de maneira significativa a distribuição de massa do gás. Também é possível ver uma massa de gás mais externa (em tom avermelhado) a posição do protoplaneta que o acompanha no decorrer da simulação. Em 2.500 anos essa região de acúmulo de gás desaparece, e pela forma do braço espiral vemos que nesse instante a estrela secundária

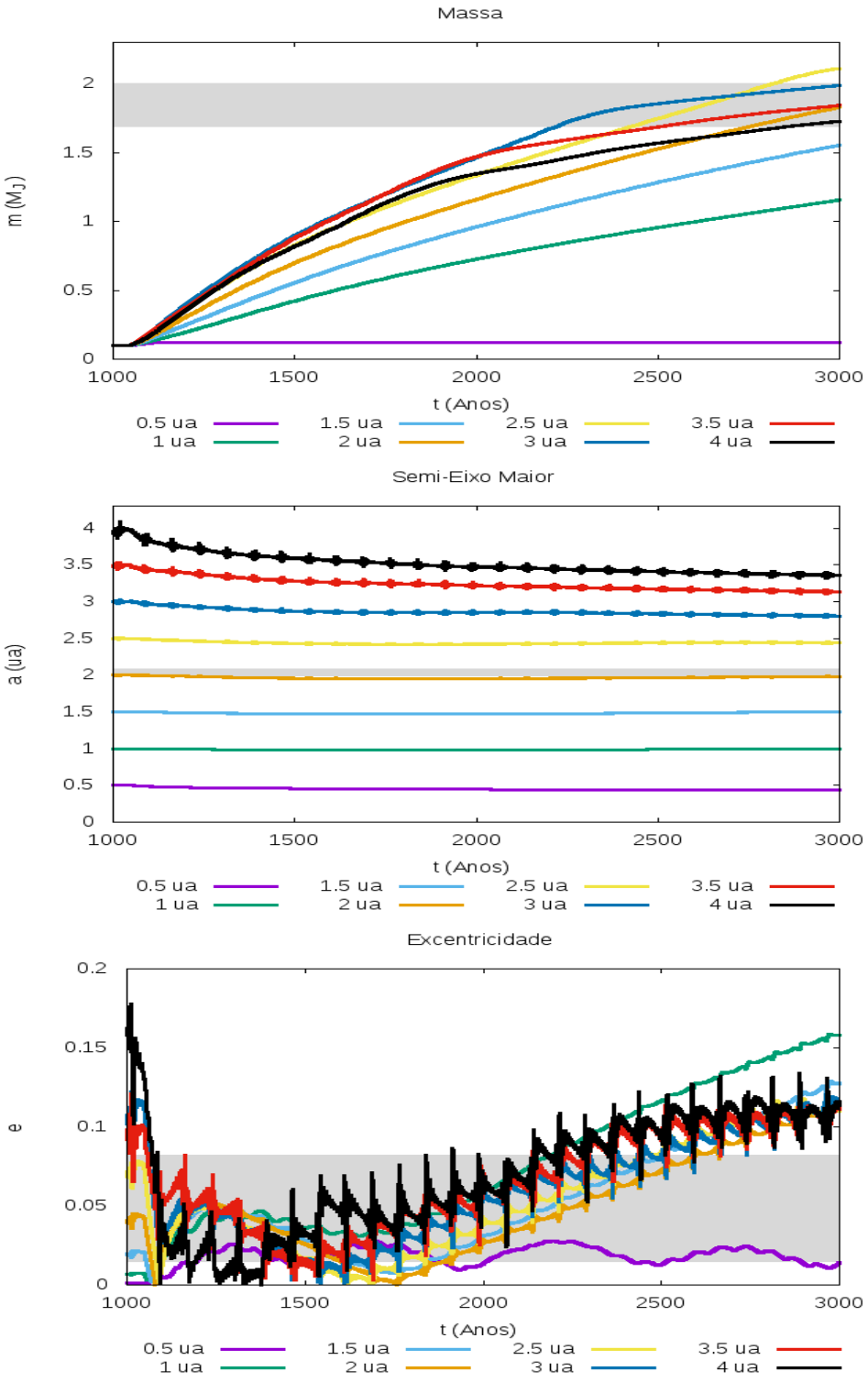

Figura 27: Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Nos gráficos são apresentados os dados referentes a protoplanetas em diferentes valores semi-eixo maior inicial. A faixa cinza denota os intervalos de massa, semi-eixo maior e excentricidade obtido observacionalmente para γ Cephei Ab.

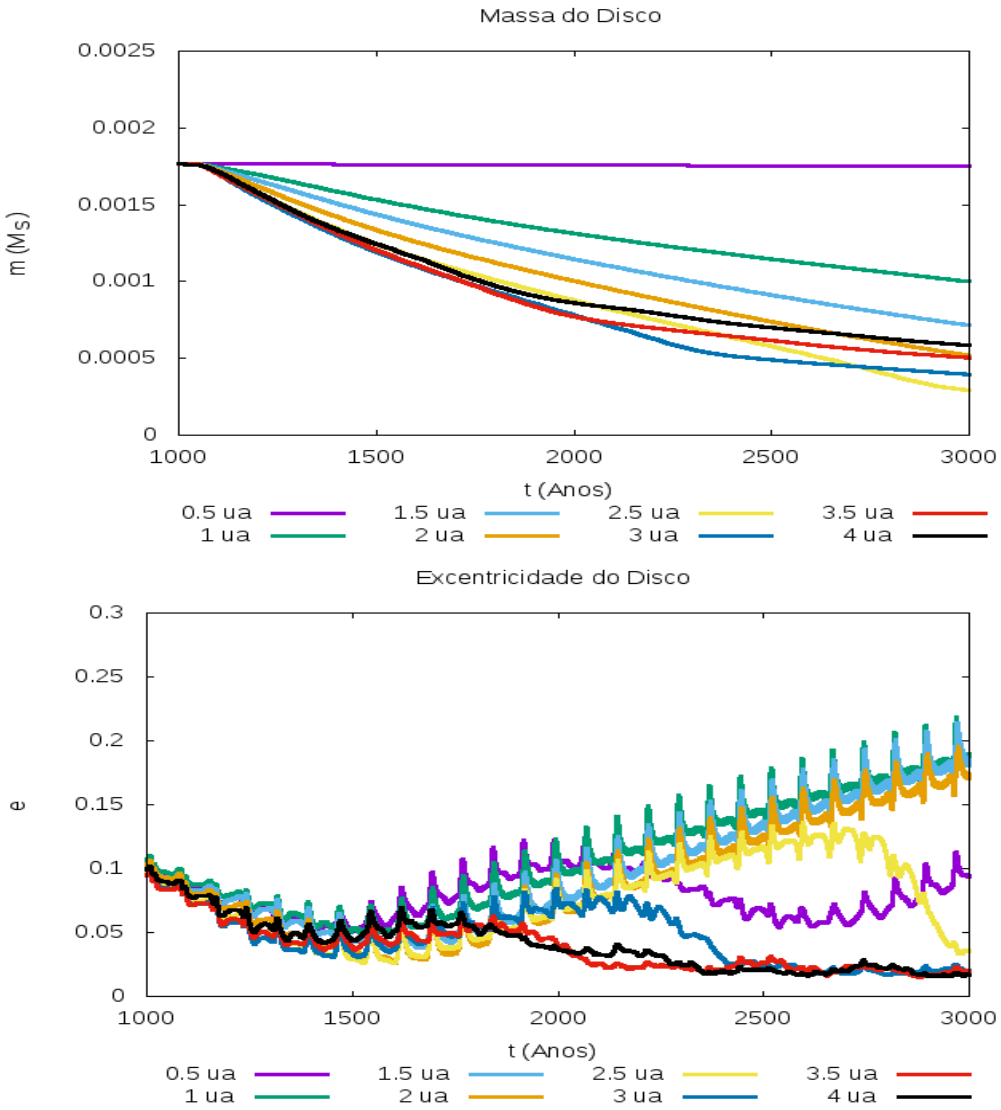

Figura 28: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás. Simulações para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo isotérmico após o início da acreção do protoplaneta. As cores corresponde onde o protoplaneta inicia com o semi-eixo maior nas simulações.

está próxima.

Em 3 mil anos nota-se um grande gap na região onde o planeta se forma. Além disso, a estrutura de massa de gás mais externa apresenta novamente um acúmulo próximo de onde o planeta está.

O protoplaneta na região de 1 ua não apresenta uma migração significativa apesar de acretar matéria acima de $1M_J$. Logo a formação do planeta γ Cephei b para o caso de um semi-eixo maior inicial a 1 ua seria necessário uma migração para fora para que o planeta atingisse o intervalo observacional.

Após o trucamento, o disco não tem uma distribuição de densidade uniforme, ou seja, em algumas partes do disco há a presença de uma maior quantidade de material. A quantidade de material facilita a acreção da massa de gás pelo protoplaneta, é o caso do pro-

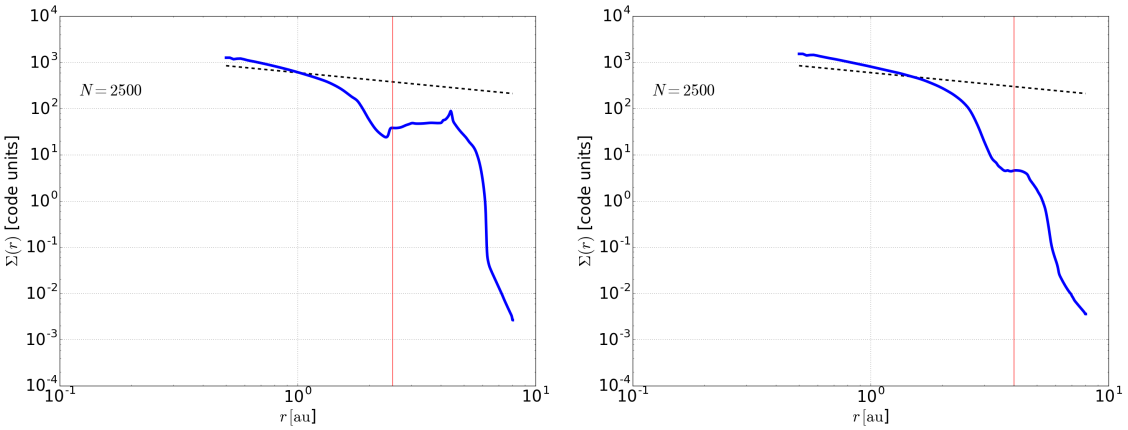

Figura 29: Perfil de densidade de gás do disco isotérmico. A linha tracejada indica o perfil inicial. No gráfico à esquerda o protoplaneta tem um semi-eixo maior inicial de 2,5 ua enquanto que à direita o semi-eixo maior inicial é de 4,0 ua. A linha vermelha indica a posição do protoplaneta no disco e N o instante de tempo em anos.

toplaneta de semi-eixo maior inicial a 2,5 ua, apresentado no vídeo de legenda gc_iso_25 na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/formacao-de-gamma-cephei-caso-isotermico.html.

A evolução da distribuição de massa do disco pode ser vista na sequência de gráficos apresentados na Figura 25. Em 1.500 anos podemos ver novamente uma estrutura de braço espiral que seria formado pelo protoplaneta e não pela estrela secundária.

Com a evolução no crescimento da massa e a abertura do gap é possível notar uma transição em 1.500 anos entre uma migração do tipo I, onde ainda há presença de material, para uma migração do tipo II devido à escassez de material no gap, como pode ser visto nas Figuras com tempo 2 mil, 2.500 e 3 mil anos. Outra evidência para a migração do tipo I é a baixa excentricidade a 1.500 anos como pode ser visto na Figura 27.

Em 3 mil anos, Figura 25, a quantidade de material do disco já é escassa, apenas com acúmulo perto da estrela central. Neste cenário encontramos, ao fim da simulação, o maior valor de massa para o protoplaneta. A abundância de material ao redor do protoplaneta teria facilitado a acreção de matéria pelo protoplaneta a 2,5 ua.

Nos casos onde o protoplaneta localiza-se nas bordas do disco, a quantidade de matéria para acreção é mais escassa devido as condições abertas da borda, o que permite com que o gás saia do sistema livremente. Esse comportamento pode ser verificado na sequência de gráficos da Figura 26 e no vídeo de legenda gc_iso_4. Neste cenário o protoplaneta tem um semi-eixo maior inicial igual a 4 ua.

Notamos no primeiro caso a 1.500 anos que há a presença de uma espiral interna enquanto todo o resto do disco se mostra circular. Essas espirais devem-se a perturbação do protoplaneta no disco, e já foi notado nos casos anteriores, porém aqui se apresenta de forma mais intensa.

Devido à perturbação do planeta, podemos notar um segundo fenômeno: o transporte de matéria do disco de gás no sentido da estrela primária. Esse comportamento é similar ao efeito da perturbação gerada pela estrela secundária durante o truncamento do disco. Notamos que devido esse transporte de material, em 3 mil anos o centro do disco apresenta maior densidade (anel amarelo) quando comparado com os casos das Figuras 45 e 25.

O protoplaneta a 4 ua apresenta uma maior migração comparado aos outros casos, a passagem de migração do tipo I para o tipo II é dada de forma mais rápida, como podemos notar na Figura 26. Em 2 mil anos já há pouco material na região onde se localiza o planeta e pelo primeiro gráfico da Figura 27 a massa do protoplaneta já se aproxima de $1,5M_J$. Notamos também que a partir de 2 mil anos há uma queda na taxa de acreção de material, justamente pela escassez de gás na região.

Analisamos mais profundamente 3 casos desse conjunto de simulações, um perto do limite interno do disco, outro no que seria a metade do disco e o último próximo do limite externo do disco. Em anexo pode ser encontrada a evolução do disco de gás para outros casos. Em relação à formação do protoplaneta, os gráficos da Figura 27 proporcionam a evolução em todos os casos performados. Na Figura 27 introduzimos uma barra cinza indicando o intervalo dos dados observacionais de γ Cephei Ab.

O gráfico no topo da Figura 27 mostra a evolução da massa do protoplaneta com o tempo. Para os semi-eixos maiores inicial 0,5 ua, 1,0 ua 1,5 ua, os valores da massa do planeta não atingem o intervalo observacional de γ Cephei Ab (barra cinza). O crescimento do planeta se apresenta conectado a sua localização inicial no disco de gás. Nos casos a 2,5 ua e 3,0 ua a massa extrapola o intervalo de γ Cephei Ab, ou seja, para esses casos a massa planetária seria maior do que a encontrada atualmente.

Podemos avaliar o cenário de migração para este conjunto de simulações. A evolução do semi-eixo maior do protoplaneta é mostrado no gráfico central da Figura 27. Os protoplanetas na fronteira externa sofrem uma maior migração em direção a estrela primária em comparação com os outros casos. Devido a quantidade de matéria no disco este pode dificultar a movimentação do protoplaneta no sistema, ou seja, parece haver um amortecimento no deslocamento do planeta, o que explicaria a migração nos casos mais externos devido à escassez de matéria. Já nos casos localizados na metade do disco a migração é menor devido a abundância de massa de gás. Vemos que para o semi-eixo maior inicial de 2,0 ua há uma formação próxima do intervalo de dados observacional de γ Cephei Ab.

O último gráfico da Figura 27 apresenta a evolução da excentricidade do protoplaneta. Notamos que a excentricidade varia bastante no decorrer da simulação e em todos os casos, exceto a 0,5 ua, a excentricidade extrapola o valor do intervalo observacional de γ Cephei Ab de $0,049 \pm 0,034$.

Além das forças diretas do disco e da ação da estrela secundária no protoplaneta, o protoplaneta sofre a influência indireta da binária na primária e no disco. Todas essas perturbações influenciam a excentricidade do protoplaneta. Os resultados mostram uma excentricidade maior em comparação aos dados observacionais e a evolução dinâmica

do sistema pode explicar esses resultados, o que será discutido em mais detalhes mais adiante.

A Figura 28, apresenta a evolução da massa do disco de gás para discos isotérmicos. Notamos que a quantidade de massa de disco removida depende fortemente do valor inicial do semi-eixo maior do protoplaneta. Isso acontece devido a distribuição não uniforme da densidade de gás no disco originada pela perturbação da estrela secundária e do próprio protoplaneta.

Notamos que, para o semi-eixo maior inicial de 2,5 ua, o protoplaneta terá a maior taxa de acreção de massa. Os gráficos apresentados na Figura 29 mostram o perfil de densidade do disco em 2.500 anos para os casos de um planeta com semi-eixo maior inicial de 2,5 ua e 4,0 ua. Temos que, para o caso de 2,5 ua, no entorno do planeta existe um platô de material que facilita a acreção de matéria do disco pelo protoplaneta. Enquanto no caso de 4.0 ua o gás é bem menos denso, a quantidade de material disponível para o crescimento do planeta é mais escassa. Isso mostra como a conFiguração de densidade de gás inicial do disco contribui para a evolução do protoplaneta, como visto anteriormente.

O segundo gráfico da Figura 28 mostra a evolução da excentricidade do disco de gás para o conjunto isotérmico de simulações. Neste caso teremos uma maior perturbação do disco devido a acreção de matéria pelo protoplaneta.

A partir dessas análises, concluímos que este modelo reproduz satisfatoriamente a formação de γ Cephei Ab, o qual pode ter se formado entre 2,0 ua e 3,0 ua, alcançando os valores de massa e semi-eixo maior encontrados atualmente. A excentricidade encontrada extrapola o valor observacional. Devido a isso, introduzimos um estudo específico da excentricidade na última seção deste capítulo.

Os discos isotérmicos não correspondem totalmente à realidade física da formação planetária como relatado no trabalho de Müller & Kley (2013). Durante a formação planetária o disco sofre com a radiação proveniente da estrela. Sendo assim seria necessário assumir a influência da temperatura no disco de gás. Portanto, na próxima seção introduziremos um novo modelo usando discos radiativos.

5.5 DISCO RADIATIVO

No processo de formação planetária, diversos fenômenos físicos ocorrem simultaneamente. É o caso da propagação do calor no disco devido a radiação estelar. Nesta seção, apresentamos os resultados de um conjunto de simulações usando um disco radiativo no `FARGO 2D` (Müller & Kley, 2012).

As simulações de discos de gás radiativos levam em consideração dois termos de calor para permitir um tratamento termodinâmico mais realista do disco. O primeiro termo se refere a fonte de aquecimento, Q_+, que está associado à dissipação viscosa no disco de gás, descrita pela equação 40. O segundo termo é o termo de resfriamento, Q_-, que descreve as perdas radiativas da superfície inferior e superior do disco, encontrada na

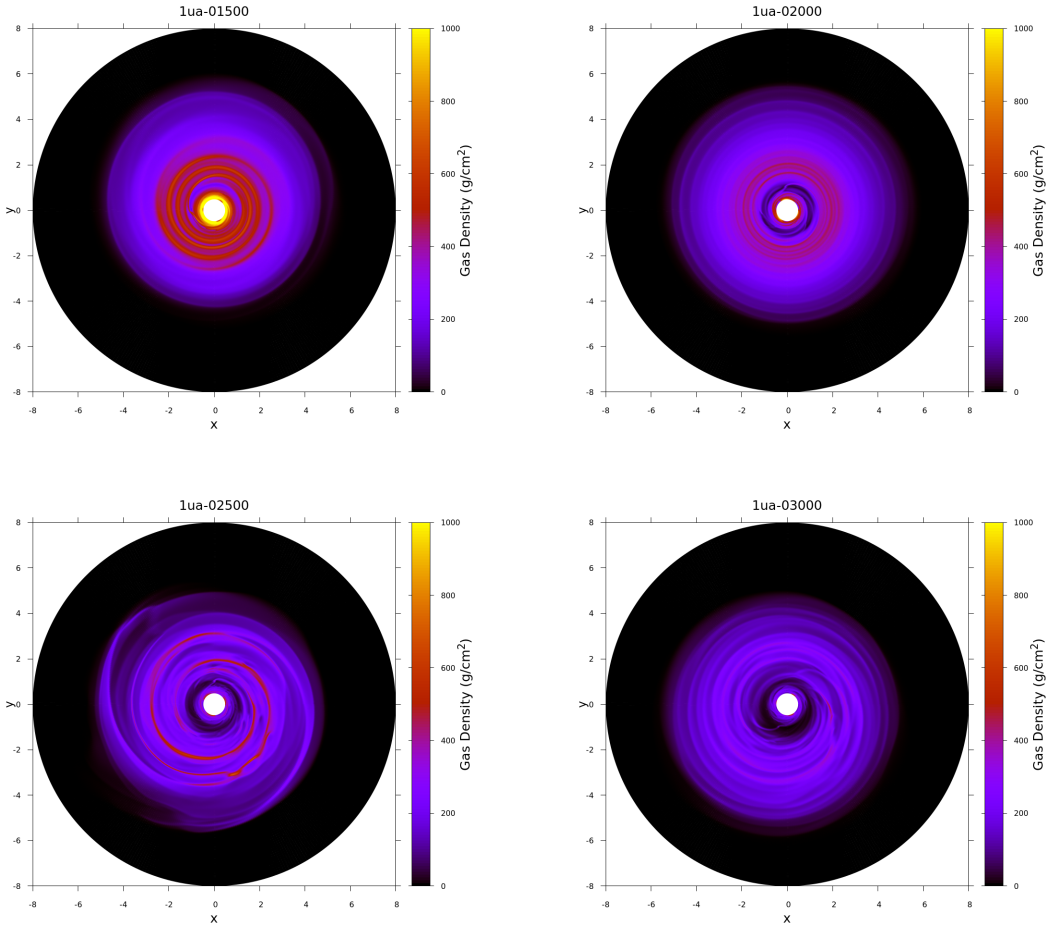

Figura 30: Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 1 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos.

equação 41.

Como no caso isotérmico, também rastreamos a evolução do disco devido à evolução do protoplaneta. Focamos em três casos novamente, 1,0 ua, 2,5 ua e 4,0 ua.

O caso do protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 1 ua em um modelo radiativo é apresentado na Figura 30 e no vídeo de legenda gc_rad_1 disponível na página: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/formacao-de-gamma-cephei-caso-radiativo.html. Notamos que o disco é mais extenso que o isotérmico e por consequência o disco de gás apresenta uma densidade média mais baixa do que no caso anterior. Em 1.500 anos notamos a presença de braços espirais devido à formação do planeta no interior do disco. A distribuição da massa de gás se apresenta de maneira mais uniforme em 2 mil anos, e já nota-se a abertura de um gap na região do protoplaneta. Em 2.500 anos fica evidente a perturbação no disco devido à temperatura. Os braços espirais apresentam uma estrutura assimétrica, diferente do caso isotérmico. Além disso a densidade média em todo o disco e nos braços espirais são bem menores que no modelo anterior. Em 3 mil anos o gap se

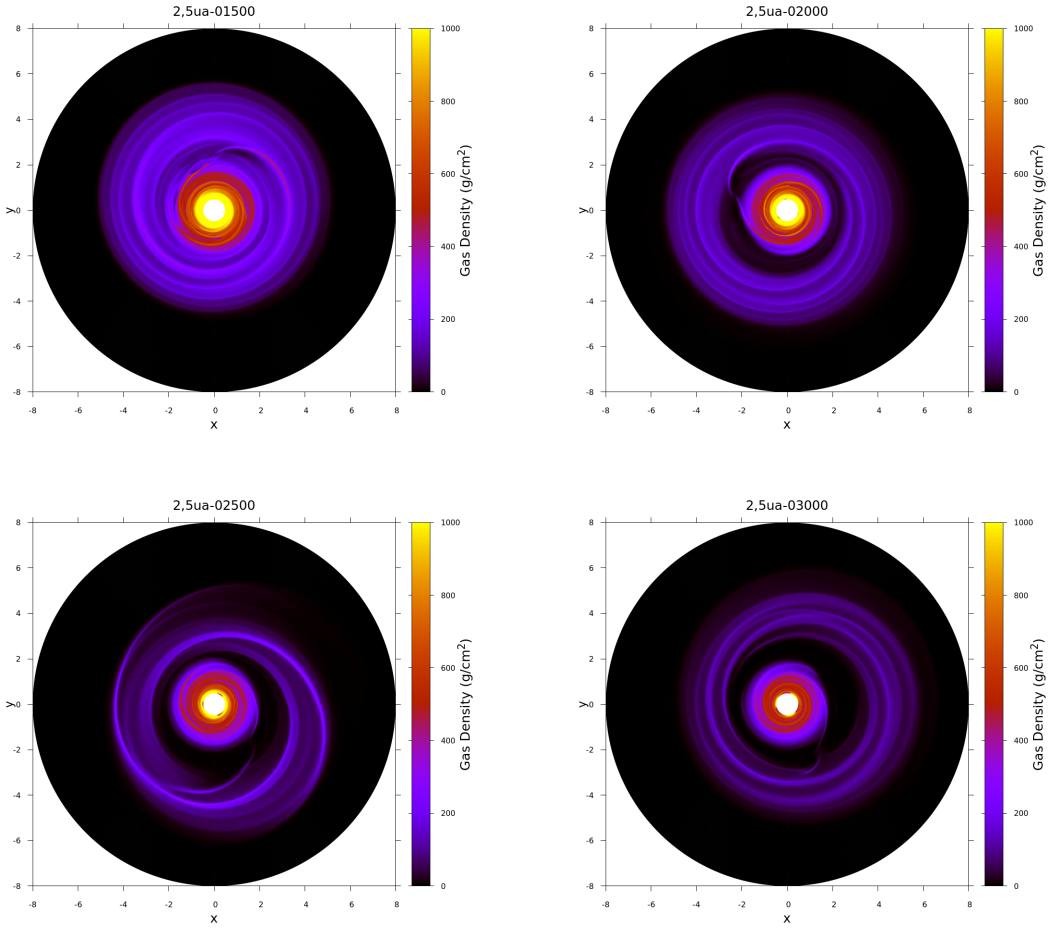

Figura 31: Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 2,5 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás. Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos.

apresenta de forma mais arredondada e a densidade de gás parece bem distribuída pelo resto do disco com presença de pequenas regiões espirais com baixa densidade de gás.

Nos gráficos da Figura 31 e no vídeo de legenda gc_rad_25, apresentamos o caso para o protoplaneta com semi-eixo maior inicial de 2,5 ua. Em 1.500 anos vemos um braço espiral formado pelo protoplaneta se estendendo para região exterior e interior do disco. Vemos muitas semelhanças neste caso com o modelo isotérmico, porém em 3 mil anos podemos notar que o planeta abre um gap maior do que no modelo anterior, e na região externa ainda há uma considerável massa de gás.

Para o caso onde o protoplaneta é iniciado em 4 ua, Figura 32 e vídeo de legenda gc_rad_4, notamos uma característica disforme no disco em 1.500 anos. Há a presença de diversas espirais e neste caso não fica claro a fonte da perturbação no disco. Porém, podemos notar a presença de uma baixa densidade onde está localizado o protoplaneta. Em 2 mil anos o gap já está bem definido e a quantidade de matéria na parte externa do disco é escassa. Nota-se que na região interna do disco há uma grande quantidade de

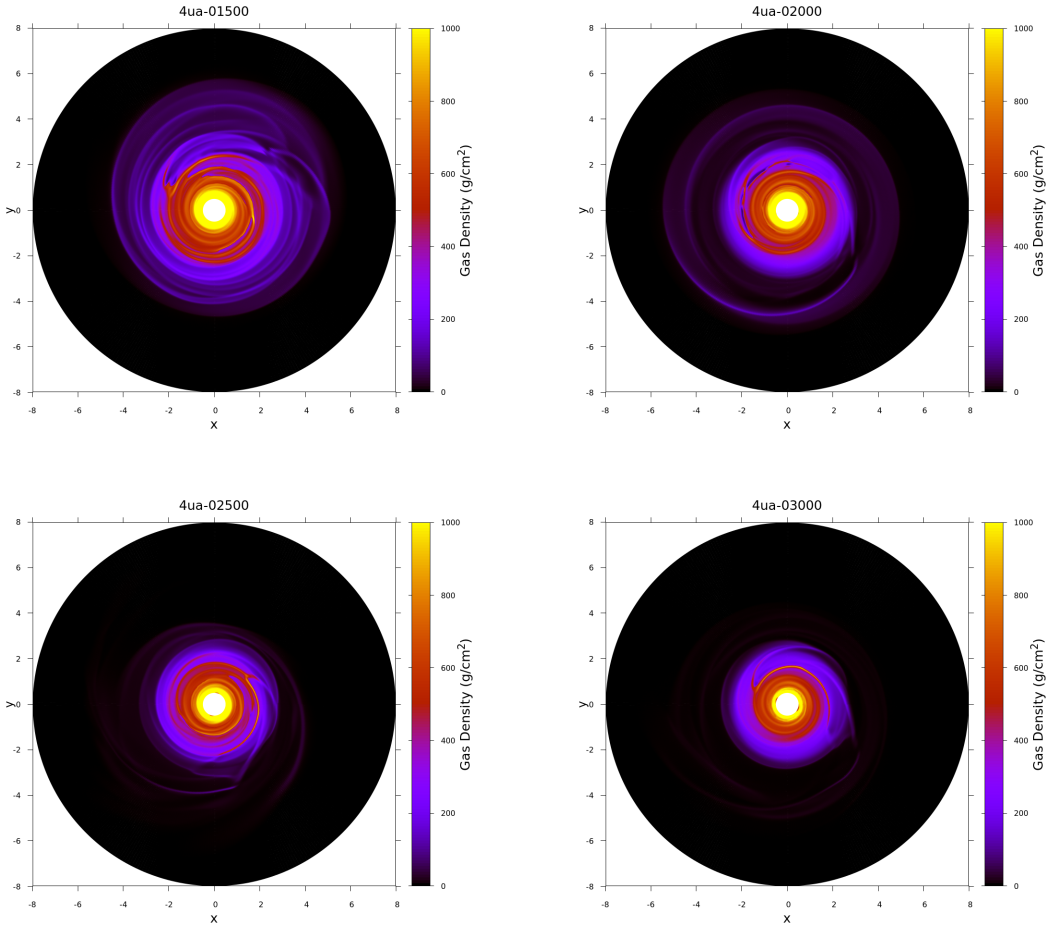

Figura 32: Evolução da densidade do disco de gás radiativo para o protoplaneta inicialmente a 4 ua. Após mil anos o protoplaneta inicia a acreção do material do disco de gás.Na primeira linha estão apresentados a distribuição em 1.500 anos, e 2 mil anos. Na segunda linha apresentamos o caso a 2.500 anos e 3 mil anos.

matéria mas que não está distribuída de maneira uniforme. Em 2.500 e 3 mil anos essa estrutura interna do disco de gás se mantém e a quantidade de material na região externa se reduz ainda mais.

Analisamos três casos de situações limites: borda interna, meio do disco e borda externa. Nos gráficos da Figura 33 temos as evoluções do semi-eixo maior, massa e excentricidade para todos os casos testados.

A evolução temporal do semi-eixo maior do planeta, primeiro gráfico da Figura 33, também é semelhante ao caso isotérmico. Nota-se que para o valor de 2,0 ua para o semi-eixo maior, permite formar um corpo similar com origem próxima à região em que se encontra o planeta γ Cephei Ab.

Iniciada a acreção do material do disco há a abertura de gaps. A presença de gaps permite a passagem de uma migração do tipo I para o tipo II, principalmente nos casos de semi-eixo maior inicial mais externos, pois o material é mais escasso.

Uma diferença importante entre os dois modelos, isotérmico e radiativo, é a acre-

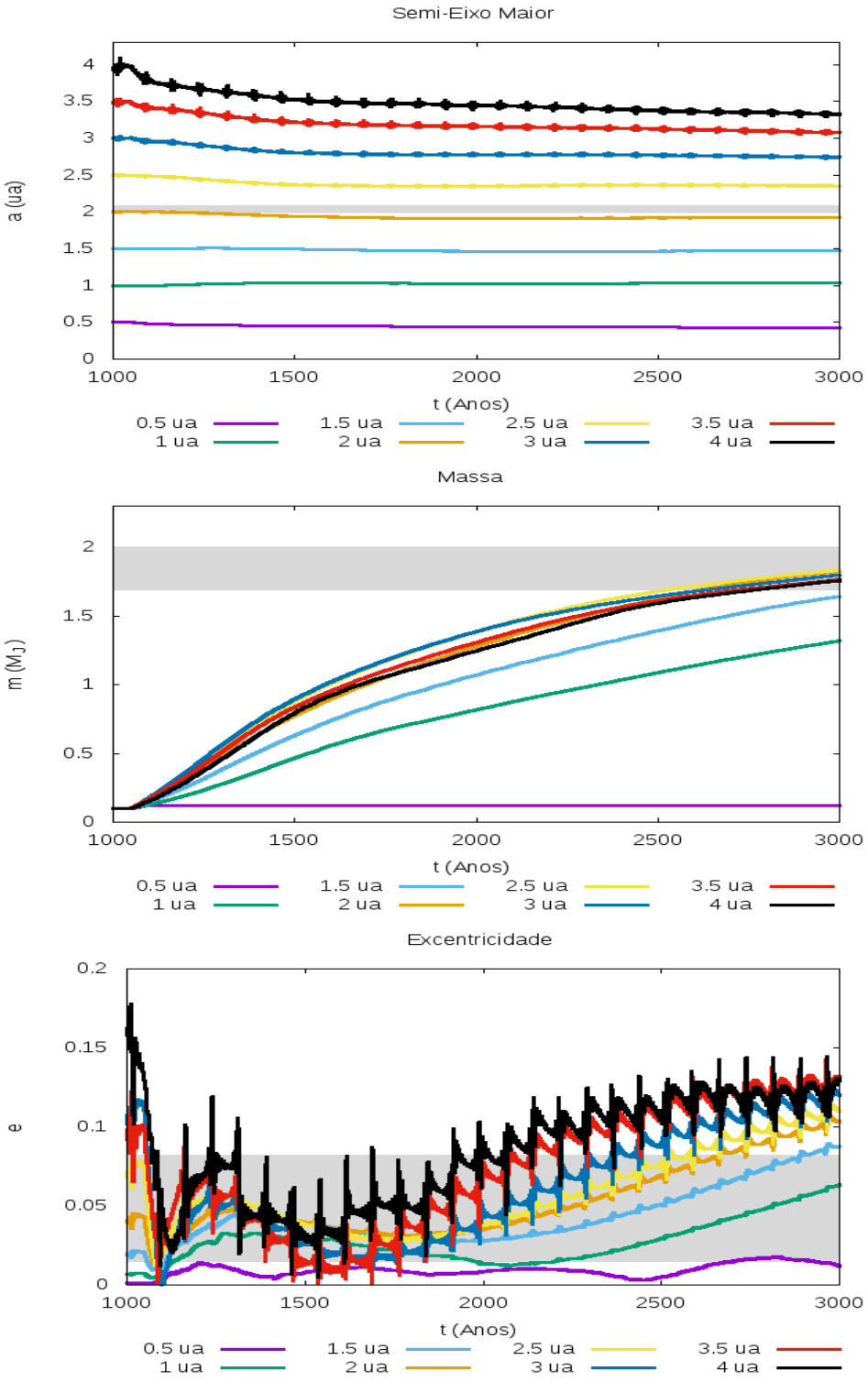

Figura 33: Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso no dico de gás. Simulações para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo radiativo Nos gráficos são apresentados os dados referentes a protoplanetas em diferentes valores semi-eixo maior inicial. A faixa cinza denota os intervalos de massa, semi-eixo maior e excentricidade obtido observacionalmente para γ Cephei Ab.

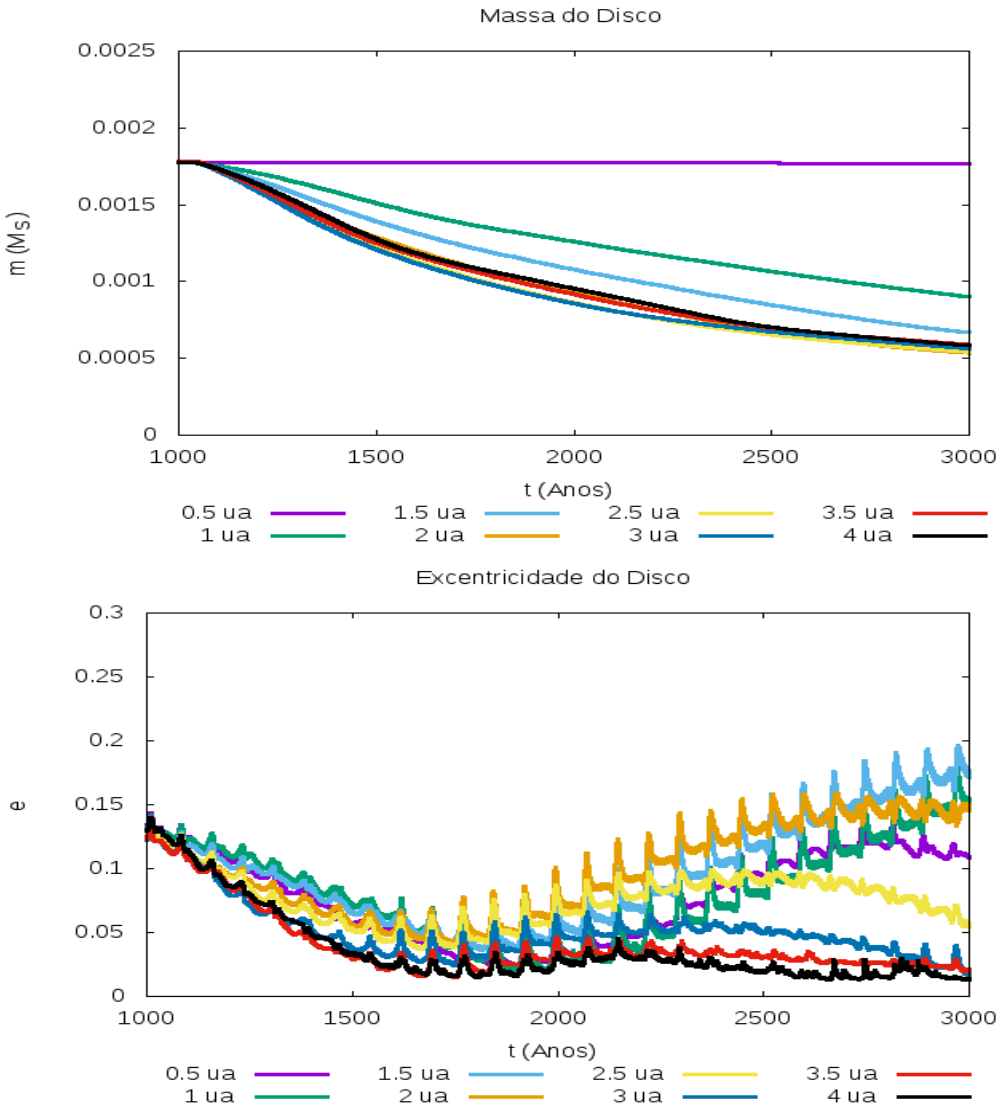

Figura 34: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás. Simulaçõres para o estudo da evolução do disco de gás baseado em um modelo radiativo após o início da acreção do protoplaneta. As cores corresponde ao semi-eixo maior inicial do protoplaneta.

ção de massa pelo protoplaneta. O gráfico central da Figura 33 mostra que para quase todo o conjunto de simulações é possível atingir o intervalo observacional da massa, $1.85 \pm 0,16 M_{Jup}$. Apenas os casos mais próximos da borda interna, 0,5 ua e 1,0 ua, não alcançam o intervalo de massa de γ Cephei Ab. Como a temperatura modifica a distribuição de densidade de gás do disco, isso pode favorecer o acúmulo de material no disco de gás.

Podemos comparar a excentricidade do protoplaneta gerada a partir do disco de gás radiativo, último gráfico da Figura 33, com o disco de gás isotérmico, Figura 27. Notamos que, em média, as excentricidades são menores no caso radiativo, principalmente os casos mais próximos da borda interna do disco. A 1,0 ua o caso radiativo apresentou uma excentricidade final abaixo de 0,1 enquanto no caso isotérmico a excentricidade estava

acima de 0,15. Nestes casos a viscosidade devido a temperatura do disco pode ter contribuído para manter a órbita mais circular do planeta. Um fluído mais viscoso tenderia a amortecer o movimento do corpo imerso.

Podemos analisar o comportamento do disco radiativo com a evolução do protoplaneta. Na Figura 34 vemos as evoluções da massa e da excentricidade do disco após o início da acreção de massa pelo protoplaneta.

Notamos que a quantidade de massa de disco removida é semelhante ao caso do disco de gás isotérmico, também dependendo da posição do protoplaneta imerso no disco.

O último gráfico da Figura 34 mostra a evolução da excentricidade do disco de gás radiativo. A excentricidade do disco também apresenta valores menores em comparação com o disco isotérmico.

Podemos notar que as excentricidades tanto do disco quanto do protoplaneta sofrem no mínimo dois tipos de oscilações. As oscilações menores são devidas à aproximação da estrela secundária. A segunda pode ser tratada como um conjunto de perturbações tanto do disco quanto da estrela secundária. Nos questionamos em que ponto a perturbação da estrela secundária influenciaria mais o planeta imerso que o disco de gás, já que o `FARGO 2D` também integra as equações de movimento, de modo que a força gravitacional da estrela secundária afeta diretamente a evolução do protoplaneta. Devido a essas considerações na próxima seção, discutiremos a evolução dinâmica da excentricidade do protoplaneta, que pode explicar os altos valores encontrados nos dois modelos apresentados aqui.

Na tabela 4 são apresentados todos os valores finais de massa, excentricidade e semi-eixo maior para o protoplaneta para os modelos isotérmico e radiativos. Notamos que a maior diferença está na massa final do protoplaneta, em especial o caso de semi-eixo maior inicial a 2,5 ua. Neste caso o modelo isotérmico permite maior acreção de matéria mas em relação a migração, o caso radiativo apresenta uma maior variação do semi-eixo maior.

Na Figura 35 apresentamos os valores finais de semi-eixo maior, massa e excentricidade do planeta formado em função do semi-eixo maior inicial para os casos isotérmicos (linha verde) e os casos radiativos (linha vermelha). A evolução do semi-eixo maior (primeiro gráfico) segue uma curva bem comportada em ambos os casos e de valores muito próximos, tendo uma diferença em 2,5 ua, onde também ocorre o maior crescimento de massa (segundo gráfico) no caso isotérmico. O aumento de massa no caso radiativo atinge um limite de crescimento após 2,0 ua, mantendo nesta faixa de valor em todos os casos de semi-eixo maior acima de 2,0 ua. No caso isotérmico o comportamento é inicialmente similar ao caso radiativo mas acima de 2,0 ua há um aumento gradual da massa do protoplaneta, atingindo um pico a 2,5 ua e iniciando uma curva de queda até 4,0 ua.

O terceiro gráfico da Figura 35 é relativo aos valores finais de excentricidade para todos os casos apresentados. Novamente o caso radiativo apresenta uma curva bem comportada de valores de excentricidade enquanto no caso isotérmico há um pico de excentricidade

Tabela 4: Valores finais de massa, semi-eixo maior e excentricidade para os casos isotérmicos e radiativos.

	Isotérmico			Radiativo		
a_i (ua)	M_p (M_J)	a_f (ua)	e_f	M_p (M_J)	a_f (ua)	e_f
0,5	0,1210	0,43	0,0141	0,1210	0,42	0,0120
1,0	1,1557	0,99	0,1582	1,3188	1,03	0,0633
1,5	1,5533	1,50	0,1275	1,6414	1,47	0,0877
2,0	1,8309	1,98	0,1121	1,8234	1,92	0,1033
2,5	2,1118	2,43	0,1104	1,8344	2,35	0,1101
3,0	1,9884	2,80	0,1151	1,7994	2,74	0,1206
3,5	1,8424	3,13	0,1126	1,7660	3,07	0,1293
4,0	1,7271	3,35	0,1163	1,7576	3,32	0,1302

em 1,0 ua. Se olharmos a Figura 45 no fim da integração, em 3 mil anos, o gap aberto pelo planeta apresenta uma forma excêntrica devido a uma quantidade de massa no disco de gás mais externo ao planeta que acompanha o movimento do translação do planeta e talvez exercendo uma força de maré impulsionando o alto valor de excentricidade.

5.6 PERTURBAÇÃO SECULAR

Atualmente, o Sistema γ Cephei é composto pela estrela primária, a estrela secundária e um planeta e assim, consideramos esse sistema como um problema de 3-corpos. Pela teoria tem-se que a estrela secundária deve produzir um efeito secular na excentricidade do planeta, o que será analisado nesta seção.

A perturbação secular resulta da perturbação gravitacional entre os corpos do sistema e é obtida isolando os termos da função perturbadora que são independentes das longitudes médias, uma vez que as longitudes médias são variáveis de curto período e aqui consideramos apenas as variáveis de longo período. Também podemos excluir qualquer termo que dependa apenas do semi-eixo maior, porque ele é conjugado com a longitude média.

De acordo com a teoria da perturbação secular, as interações gravitacionais mútuas entre os corpos que compõe o sistema fazem com que suas excentricidades e inclinações orbitais oscilem entre limites fixos em escalas de tempo longas em comparação com seus períodos orbitais. A perturbação secular pode afetar a excentricidade, a longitude do pericentro, a inclinação e a longitude do nodo ascendente do planeta. No nosso caso, tratamos como um sistema coplanar, portanto, não usaremos as variáveis de inclinação e longitude do nodo ascendente.

No sistema γ Cephei, a perturbação secular sofrida se deve à estrela secundária.

Estudamos a perturbação secular considerando que todo o disco de gás presente na formação planetária foi dissipado. Utilizamos a teoria apresentada em Murray e Dermott (1999), capítulo 7, como base para um programa redigido em linguagem C cujos

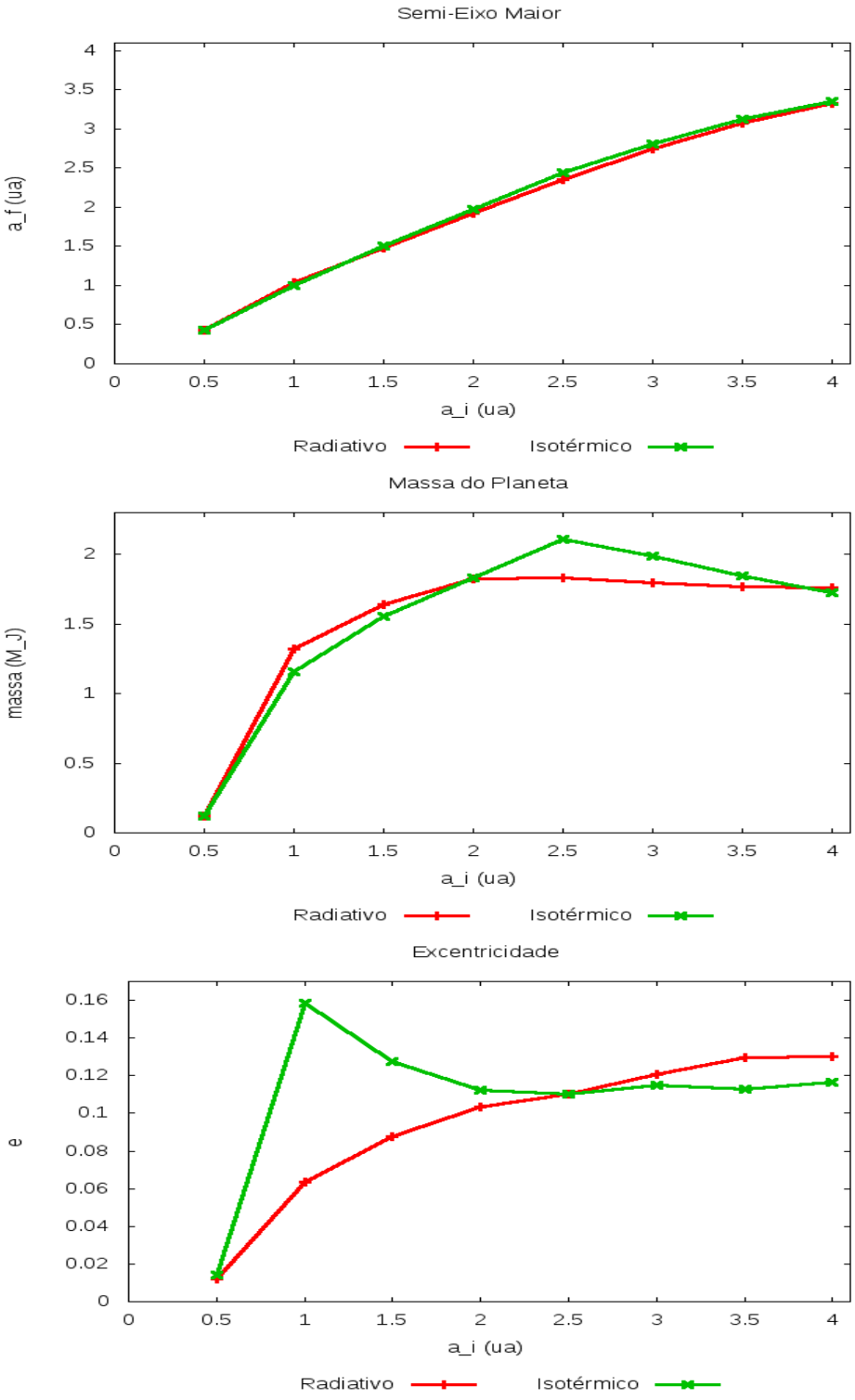

Figura 35: Semi-eixo maior final, massa final e excentricidade do planeta em função do semi-eixo maior inicial, para os casos isotérmicos (verde) e radiativo (vermelho).

parâmetros são introduzidos externamente.

Os parâmetros utilizados na simulação foram os mesmos apresentados na tabela 1, apenas na excentricidade inicial do planeta foram considerados dois valores distintos.

Para estudar a influência da estrela secundária na excentricidade do planeta, simulamos

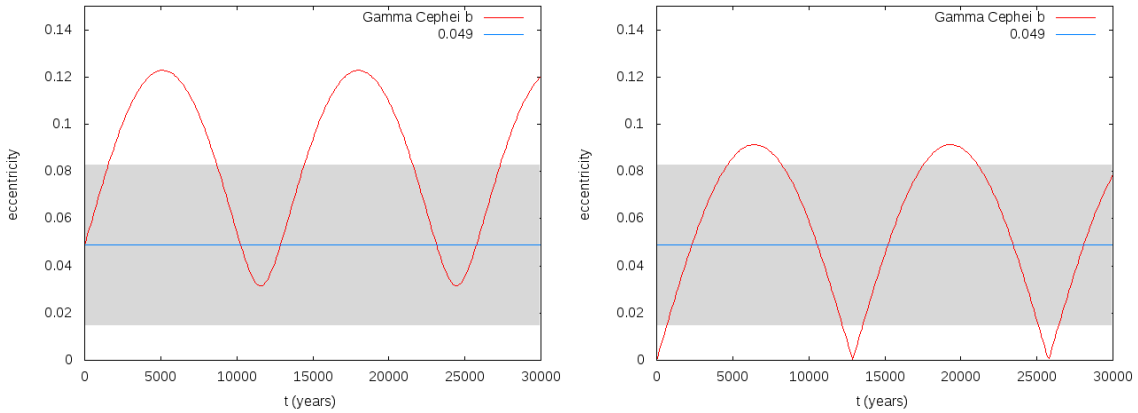

Figura 36: Duas simulações mostrando a evolução temporal da excentricidade usando perturbação secular com diferentes excentricidades iniciais. No painel à esquerda temos a excentricidade inicial de $0,049$, enquanto que no painel à direita temos como zero o valor para a excentricidade inicial. A linha azul mostra o valor obtido observacionalmente de 0,049 de γ Cephei Ab e a área cinza é a barra de erro associada a este valor.

a perturbação secular no sistema por 30 mil anos, lembrando que o período orbital da estrela secundária é de aproximadamente 66 anos.

No primeiro caso, Figura 36 à esquerda, usamos a excentricidade inicial do planeta como 0,049, o valor observacional. Vemos que há uma variação significativa da excentricidade, maior do que a barra de erro observacional de 0,034 (barra cinza). A frequência da oscilação é de cerca de 12 mil anos, sendo o pico da excentricidade neste caso de aproximadamente 0,12 e o valor mínimo de 0,04.

No segundo caso, Figura 36 à direita, a excentricidade inicial do planeta é zero. A frequência de oscilação é de cerca de 13 mil anos, atingindo valores próximos a 0,09, sendo o valor médio próximo ao valor observacional de 0,049. O valor mínimo nesse caso permanece em zero, de modo que a maior parte do tempo a excentricidade fica confinada no intervalo da faixa cinza.

Os resultados mostram que o valor observacional da excentricidade de γ Cephei Ab pode ser encontrado em vários cenários de valores iniciais de excentricidade.

Na Figura 33, os casos com semi-eixo maior entre 1,0 ua e 2,0 ua se mostram com valores mais próximo de excentricidade dos parâmetros do sistema, conforme apresentado na tabela 1.

Quando comparamos os resultados da Figura 36 com os resultados gerados pelo `FARGO 2D`, devemos salientar alguns aspectos diferentes. Primeiro, percebemos que há uma diferença na escala de tempo. No `FARGO 2D`, temos simulações de 3 mil anos, enquanto, nas simulações apenas da perturbação secular a integração é por 30 mil anos. Por esse motivo, a perturbação secular não aparece de maneira tão explícita nas seções anteriores como nos resultados apresentados nessa seção. O `FARGO 2D` integra tanto os termos de curto e longo períodos enquanto que a perturbação secular utiliza apenas os termos de

longo período.

Conforme há a acreção da matéria do disco pelo protoplaneta menor será a interação deste e maior será a contribuição gravitacional da estrela secundária para a evolução dinâmica. Na Figura 34 é apresentada a evolução da massa do disco da simulação dada na Figura 33. Observe que a massa do disco já está bem reduzida em 2.000 anos. No início da simulação, a perturbação no planeta devido ao disco é maior que a perturbação direta da estrela secundária. À medida que o gás é removido do sistema, a perturbação devida à estrela secundária passa a ser predominante. Com a completa remoção da massa do disco, temos apenas a evolução dinâmica dos três corpos no sistema.

Concluímos que os efeitos no disco de gás devido à estrela companheira, torna a órbita do protoplaneta mais excêntrica. Como o planeta limpa a maior parte do material na sua vizinhança, não há gás o suficiente para circularizar a sua órbita, assim, uma vez que a órbita do protoplaneta está sofrendo com os efeitos da estrela secundária e há baixa densidade de material no disco, o protoplaneta tende a permanecer excêntrico durante a sua evolução. Esse mesmo argumento pode ser aplicado para tentar explicar a existência de planetas massivos e excêntricos em sistemas binários.

5.7 CONSIDERAÇÕES

Em síntese conseguimos reproduzir a formação do planeta γ Cephei Ab tanto no modelo isotérmico quanto no modelo radiativo usando os parâmetros indicados neste capítulo.

Os dois modelos, isotérmico e radiativo, apresentaram leves diferenças, principalmente no caso das evoluções da massa do protoplaneta, onde com o caso radiativo foi possível alcançar o limite de γ Cephei Ab. Na excentricidade e no semi-eixo maior as diferenças entre os dois modelos não é significativa. Lembrando que para as simulações para o disco radiativo o tempo computacional é maior visto que a quantidade de equações integradas aumenta com os argumentos envolvendo a temperatura do disco.

O comportamento da excentricidade nos dois modelos apresentaram uma variação acima da barra do valor observacional de γ Cephei Ab. Uma explicação plausível é a perturbação secular no planeta devido à estrela secundária.

6 FORMAÇÃO PLANETÁRIA EM SISTEMAS BINÁRIOS COMPACTOS

O sistema γ Cephei não é um caso singular, inúmeros sistema apresentam uma estrela companheira binária muito próxima da estrela primária, e nestes sistemas muitos possuem planetas que orbitam uma ou ambas as estrelas.

Neste capítulo apresentaremos um estudo sobre os limites dos parâmetros da estrela secundária que possibilitam a formação e estabilidade de um planeta orbitando a estrela primária em um sistema tipo-S.

Novamente é recomendada a leitura deste trabalho acompanhando o material em vídeo disponível na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/.

6.1 SISTEMAS BINÁRIOS

Há uma variedade de sistemas múltiplos já descobertos. No caso de sistemas binários, 98 já foram confirmados e nestes, cerca de 144 planetas foram detectados. Além destes, sistemas com mais de uma companheira também já foram registrados, o primeiro planeta encontrado em um sistema multi-estelar, por exemplo, foi encontrado em um sistema triplo (16 Cyg, Cochran et al. 1997). O exoplaneta mais próximo conhecido também faz parte de um sistema triplo (Proxima Cen, Anglada-Escudé et al. 2016; Martin, 2018). Neste trabalho daremos ênfase a sistemas binários em conFiguração Tipo-S.

No capítulo anterior exploramos a formação planetária no sistema γ Cephei. Sistemas como HD41004, HD196885 e HD120136 (Raghavan et al., 2010; Satyal et al., 2013) apresentam similaridades com o sistema γ Cephei. As tabelas 5 e 6 mostram alguns parâmetros desses sistemas.

Tabela 5: Parâmetros das estrelas de alguns sistemas binários compactos (Schwarz, 2016).

Sistema	Semi-eixo Maior (ua)	Excentricidade (e)	M_A (M_{Sol})	M_B (M_{Sol})
HD196885	23	0,42	1,3	0,45
HD41004	23	0,40	0,7	0,40
HD120136	45	0,91	1,3	0,37

Notamos que os sistemas apresentados na tabela 5 apresentam uma estrela secundária de massa similar a γ Cephei B, $0,4M_{sol}$. As estrelas secundárias dos sistemas HD196885 e HD41004 também apresentam valores similares para o semi-eixo maior, 20,2 ua, e a excentricidade, 0,36.

O sistema HD120136 difere no valor para o semi-eixo maior da estrela secundária, com o valor de 45 ua, entretanto a excentricidade da estrela companheira é de 0,91 o que permite uma aproximação da mesma até cerca de 4 ua da estrela primária.

O sistema HD41004 também apresenta uma diferença considerável do sistema γ Cephei. A massa da estrela primária é de $0,7 M_{sol}$, próxima do valor da estrela secundária do sistema.

É notório que a formação de planetas em sistemas binários compactos é fortemente influenciado pelos parâmetros estelares, uma vez que, o disco protoplanetário e as partículas internas são expostas à influência gravitacional da estrela secundária (Gyergyovits et al., 2018).

Assim, não apenas o arrasto de gás pode alterar a evolução dos protoplanetas imersos, como acontece em sistemas com uma única estrela ou com companheiras distantes, mas a influência gravitacional do disco e da estrela secundária também influenciam a formação e estabilidade dos planetas no sistema (Gyergyovits et al., 2018).

Tabela 6: Parâmetros dos planetas de alguns sistemas binários compactos (Schwarz, 2016).

Sistema	Semi-eixo Maior (ua)	Excentricidade (e)	Massa (M_J)
HD196885	2,6	0,48	2,98
HD41004	1,64	0,39	2,54
HD120136	0,046	0,08	5,84

Os planetas pertencentes aos sistemas HD196885 e HD41004 , cujas característica estão apresentadas na tabela 6, mostram grande similaridade com o planeta estudado anteriormente.

O sistema HD120136 se diferencia por completo dos outros três sistemas. Como podemos notar pela tabela 6, as características do planeta indicam um Hot Jupiter, um planeta muito grande numa órbita quase circular muito próxima da estrela primária. Neste caso o fato da estrela secundária se aproximar até 4 ua pode ter colaborado para que o planeta se formasse ou migrasse para esta região devido ao truncamento do disco e o acúmulo de material na região mais interna.

Como vimos no capítulo anterior, a estrela secundária pode afetar a formação de um planeta em um sistema circumprimário. Uma estrela companheira muito próxima de um sistema onde o planeta orbita a estrela primária influencia a acreção de material do disco pelo planeta, logo sua massa final e também o semi-eixo maior deste planeta.

Neste capítulo exploraremos quais valores de massa e do semi-eixo maior da estrela secundária afetam significativamente a formação de planetas em sistemas binários compactos.

6.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Para o estudo da influência da estrela secundária na formação de um protoplaneta ao redor da estrela primária, exploramos uma faixa de valores para o semi-eixo maior e massa da estrela secundária.

A partir dos parâmetros apresentados na tabela 2 para o disco de gás e nos parâmetros apresentados na tabela 7 para a estrela secundária, avaliaremos a evolução do disco de gás e de um protoplaneta imerso neste disco.

Assumiremos em todos os casos que o protoplaneta inicia-se em uma órbita circular com semi-eixo maior de 3 ua. O protoplaneta possui uma massa de 10% da massa de Júpiter e está acretando massa do disco a partir de 1 mil anos de integração. A estrela primária possui massa de $1,4 M_{sol}$ em todas as simulações realizadas.

O disco isotérmico foi escolhido para todos os casos aqui apresentados pois, como visto no capítulo anterior, a diferença entre o disco isotérmico e o radiativo ainda não chega a ser significativa, porém o tempo computacional gasto no disco radiativo é maior que no caso isotérmico, o que justifica nossa escolha neste momento.

Tabela 7: Parâmetros da Estrela Secundária correspondente a cada index.

Index	Massa (M_{Sol})	Semi-eixo Maior (ua)
SB	-	-
B101	0,1	10
B201	0,1	20
B301	0,1	30
B104	0,4	10
B204	0,4	20
B304	0,4	30
B110	1,0	10
B210	1,0	20
B310	1,0	30
B114	1,4	10
B214	1,4	20
B314	1,4	30

No total foram realizadas 13 simulações, sendo uma correspondente ao caso sem uma estrela binária (index SB) e as outras 12 com estrela binária (index B). Escolhemos três semi-eixos maiores para a estrela binária, o valor de 20 ua que é similar ao do sistema γ Cephei, um valor abaixo, de 10 ua e um valor acima, de 30 ua.

As massas para a estrela secundária variam entre 0,1 e 1,4 massas solares. Ou seja, de valores baixos comparados a massa da estrela primária até ao mesmo valor de massa.

O tempo total de integração foi de 3 mil anos em todos os casos. Durante os primeiros mil anos temos o período de adaptação do disco às forças atuantes no sistema. Introduzimos o protoplaneta imerso no disco de gás, mas sem acretar matéria, para que ocorra

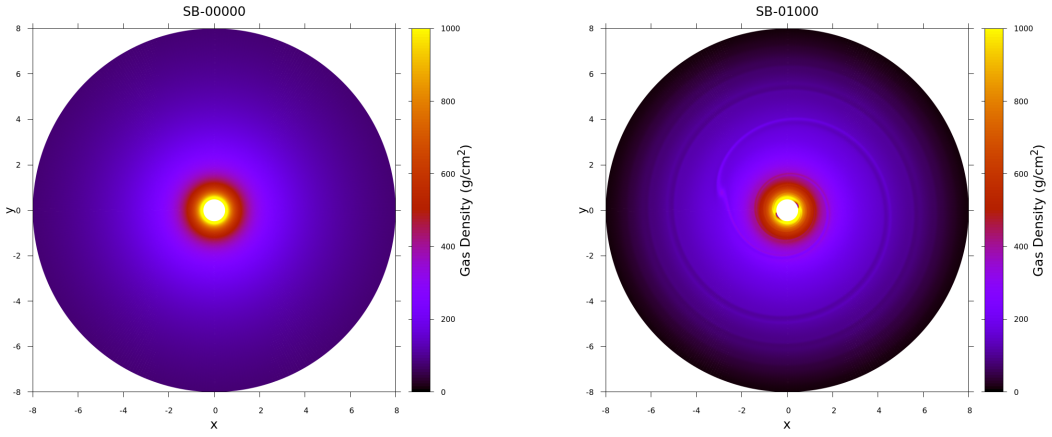

Figura 37: Densidade do disco de gás no tempo zero (a esquerda) e a mil anos (a direita) para o caso sem uma estrela binária. Usando o código FARGO 2D. O disco de gás obedece a distribuição $\propto r^{-1}$ como referência no instante zero com o protoplaneta iniciando com semi-eixo maior de 3 ua.

o equilíbrio do disco devido a presença do protoplaneta e da estrela secundária. A interação com os corpos faz o disco deslocar sua massa de gás, mudando a distribuição da densidade de gás.

Nestes primeiros 1 mil anos o protoplaneta não sente o disco mas sente a perturbação da secundária o que já afeta sua excentricidade. O disco por sua vez sente o protoplaneta desde o início da simulação. Após o período de truncamento do disco, o protoplaneta está sujeito às forças relativas ao disco de gás e também inicia a acreção da matéria do disco.

6.3 TRUNCAMENTO DO DISCO

Como discutido anteriormente, é necessário fazer uma simulação inicial para o disco sentir os efeitos das forças atuantes no sistema. Nos primeiros 1 mil anos o protoplaneta não sente o disco, apenas a estrela secundária, porém o disco sente a presença do protoplaneta e das estrelas que compõe o sistema.

Na Figura 37 vemos a distribuição da densidade do disco de gás no tempo zero, à esquerda. Essa distribuição inicial é a mesma para todo o conjunto de simulações apresentados neste trabalho.

O gráfico à direita da Figura 37 apresenta a distribuição de densidade do disco para o caso do sistema sem a estrela binária após mil anos. Nota-se que no caso sem a estrela binária o disco também apresenta braços espirais. Os braços espirais ocorrem devido a diferentes fontes, neste caso o protoplaneta é o responsável por essas estruturas.

Como trabalhamos com uma diversidade de valores de massa e semi-eixo maior para a estrela secundária e com um protoplaneta com semi-eixo maior inicial a 3 ua em todos os conjuntos de simulação, os discos resultantes dos primeiros mil anos de simulação serão diferentes. Essa estrutura inicial para o protoplaneta é determinante para a sua evolução

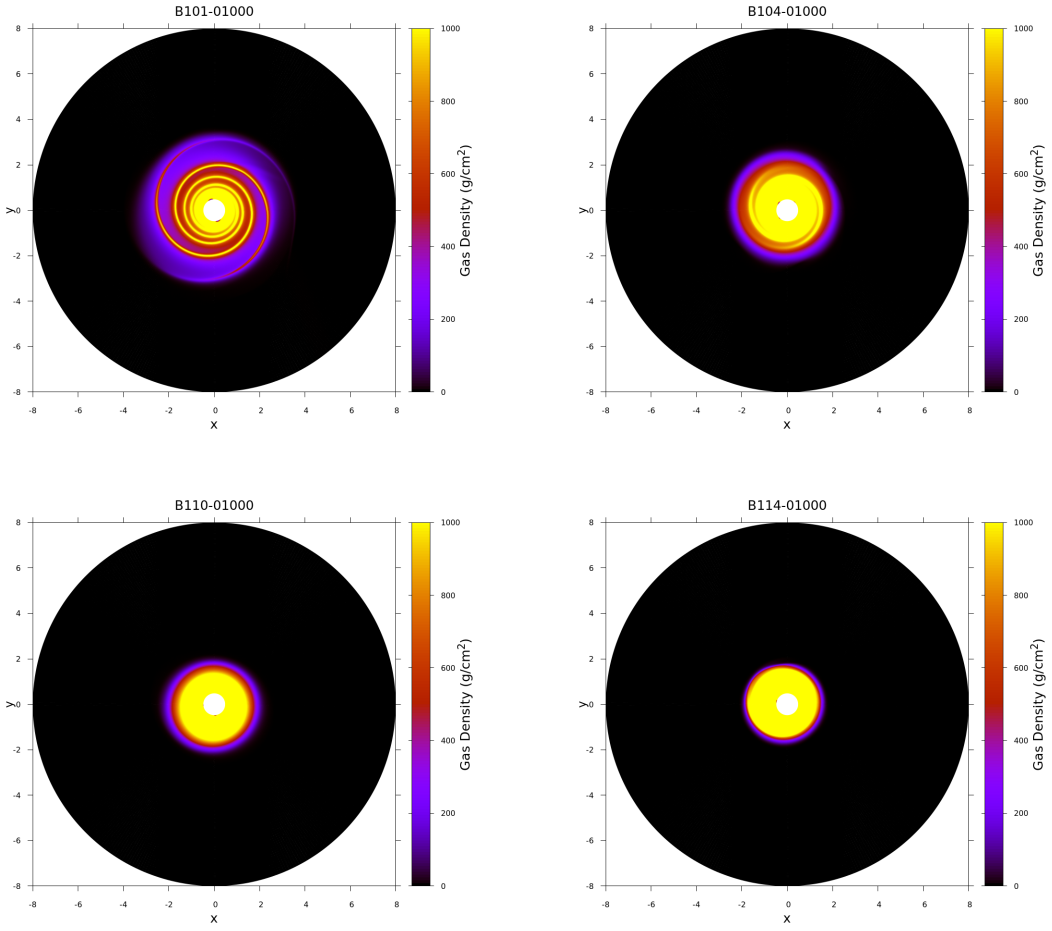

Figura 38: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

no sistema.

Dividiremos a análise do truncamento do disco em três subseções referentes a cada semi-eixo maior escolhido para a estrela secundária. Podemos visualizar a evolução dos discos neste conjunto de simulações nos primeiros mil anos dos vídeos das seções *Formação em Binárias* na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/.

6.3.1 SEMI-EIXO MAIOR A 10 ua

Na Figura 38 temos o conjunto de gráficos referentes ao disco perturbado por uma estrela secundária com semi-eixo maior de 10 ua após mil anos. Os vídeos referentes a essa seção podem ser encontrados em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/fomacao-em-binarias-sb-b101-b102-b103.html.
Em todas as simulações a estrela inicia a simulação em seu apocentro, neste caso a 14 ua. Notamos que neste conjunto de simulações o disco de gás diminui consideravelmente seu raio e parte do material do disco é lançado em direção a estrela primária, deixando

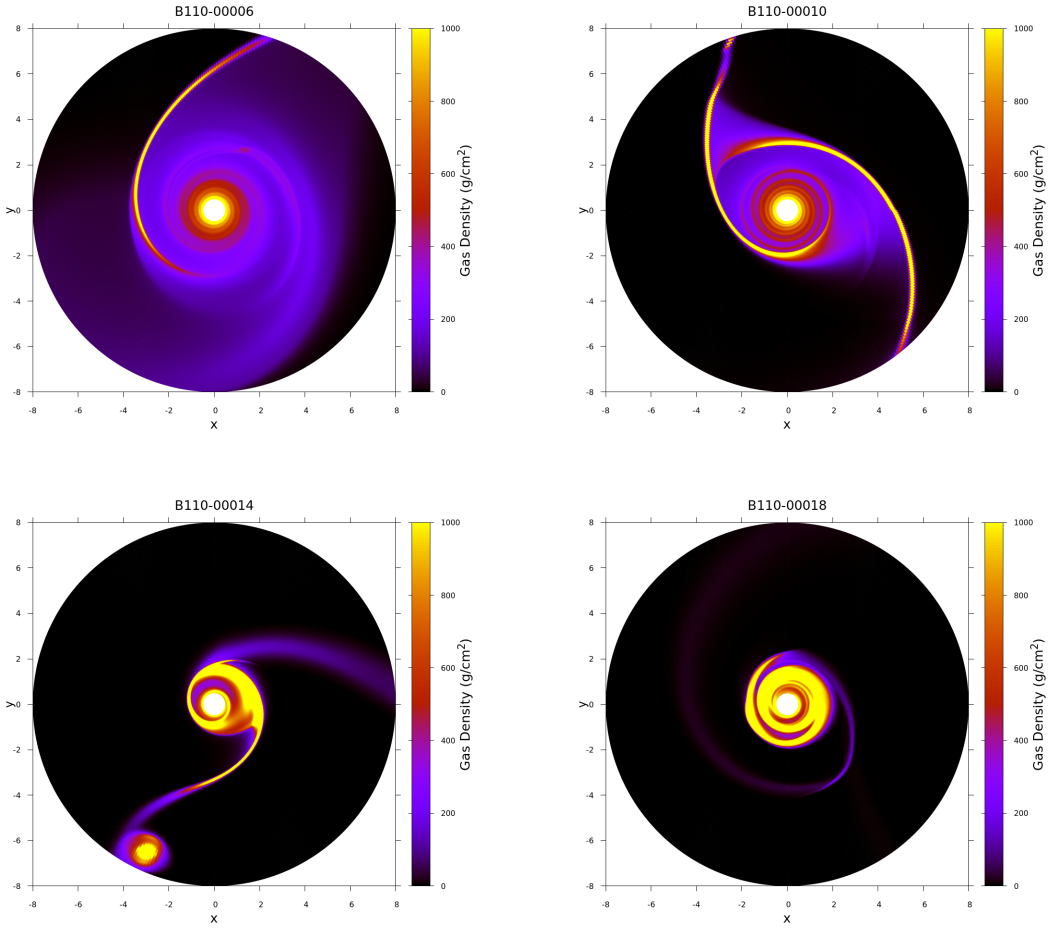

Figura 39: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua para o caso B110 $(1,0 M_{Sol})$ em 6, 10, 14 e 18 anos.

o disco com uma densidade média maior do que a inicial porém apenas em um raio de aproximadamente 3 ua.

O período orbital da estrela secundária é aproximadamente 28 anos para este conjunto de simulações, sendo menor do que os outros casos estudados neste trabalho. Devido a sua grande proximidade da estrela primária, a estrela secundária interfere rapidamente no disco, como verificado na Figura 39. A Figura 39 apresenta as densidades do disco de gás nos tempos 6, 10, 14 e 18 anos para o caso B110. Em 6 anos já é possível identificar dois braços espirais, um mais fraco devido ao protoplaneta imerso no disco, e um braço mais intenso (em cor amarela) devido a aproximação da estrela secundária. Devido às perturbações causadas tanto pelo protoplaneta quanto pela estrela secundária o disco de gás sofre uma variação da densidade do disco. Em 10 anos fica evidente que os braços espirais não são apenas devido ao protoplaneta mas à aproximação da estrela secundária. A estrela secundária chega a romper os braços espirais e remover uma grande quantidade de matéria devido à grande aproximação, como é apresentado em 14 anos, quando a secundária está no seu ponto mais próximo da estrela primária. Em apenas 18 anos a

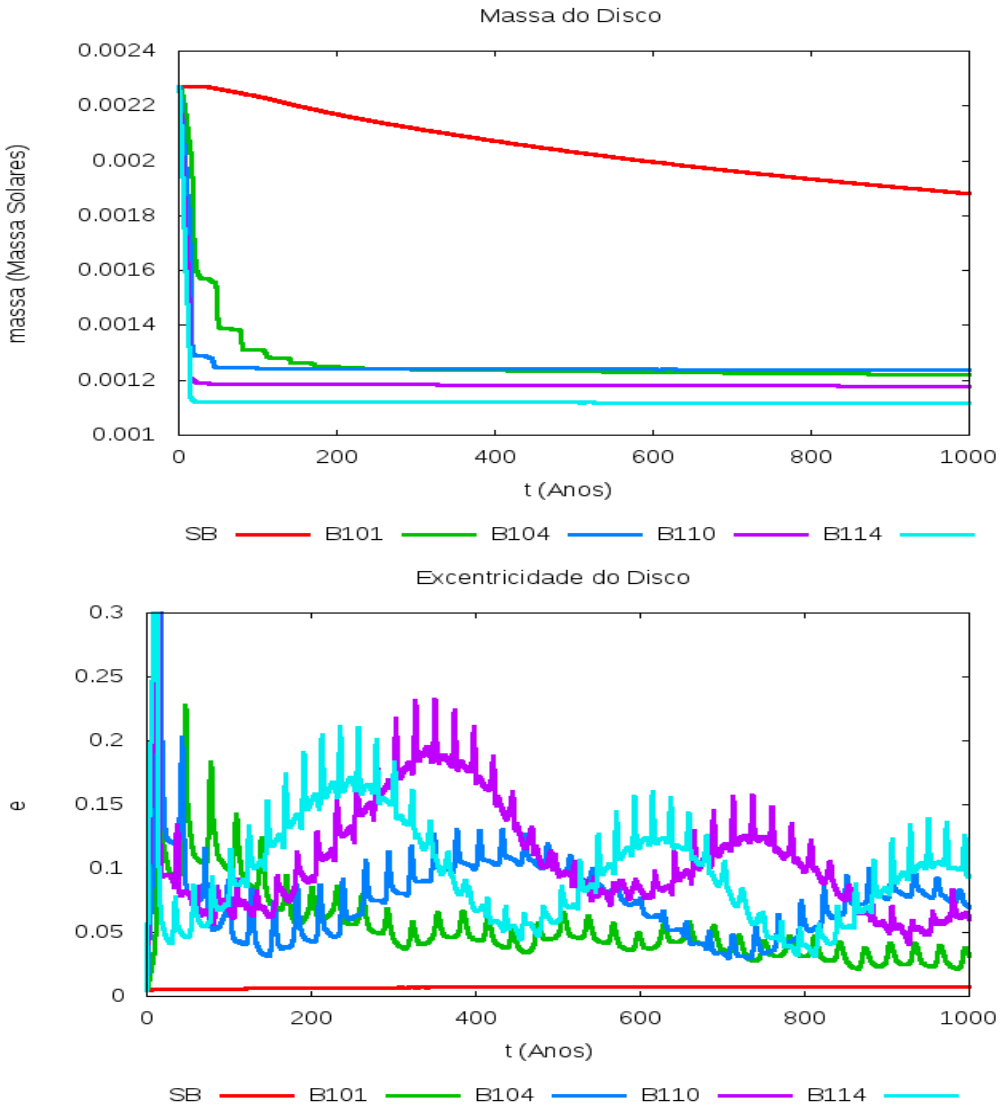

Figura 40: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 10 ua, nos primeiros 1 mil anos, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

densidade do disco já está completamente diferente do instante inicial, parte da massa de gás foi removida do sistema e uma grande parte foi lançada em direção da estrela primária, criando um disco de gás mais denso na região interna do disco e bem mais escassa na região mais externa.

A densidade média de gás sofre grande variação, o caso B101 $(0,1M_{Sol})$ tendo a menor modificação e apresenta o dobro do valor inicial da densidade média do gás. O caso B114 $(1,4M_{Sol})$ apresenta quase 10 vezes o valor da densidade média no fim do truncamento do disco.

Em todos os casos vemos que o disco reduz o seu raio para menos de 3 ua, que é onde o protoplaneta inicia as simulações. Logo, com a escassez de material neste caso, há uma impossibilidade de formação do planeta neste modelo com o semi-eixo de 3 ua.

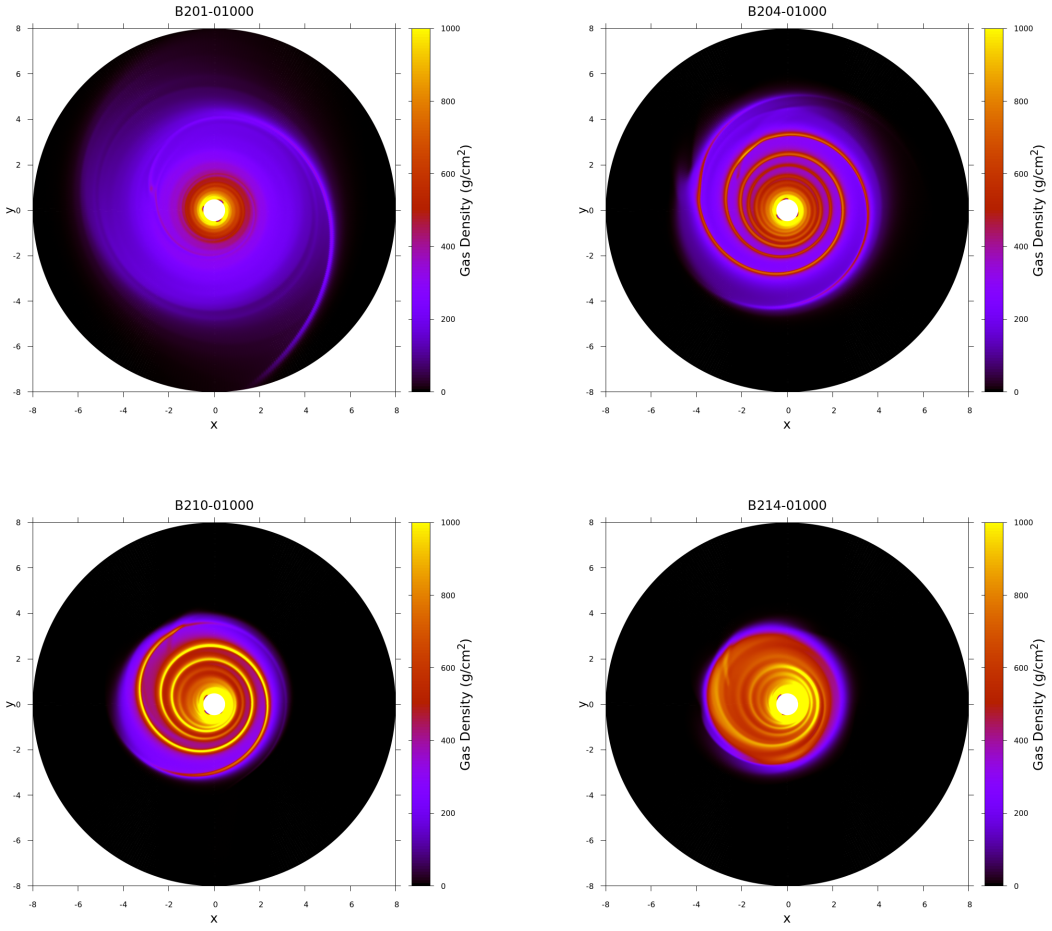

Figura 41: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

Na Figura 40 podemos notar que para a estrela secundária com semi-eixo maior de 10 ua e com a excentricidade de 0,4 há grande perturbação no disco de gás. O disco em todos os casos perde uma grande quantidade de massa logo nos primeiros anos de simulação quando comparado com o caso sem a estrela binária (SB). Após a primeira passagem da estrela o disco apresenta pouca perda de material nos primeiros 1 mil anos.

A excentricidade do disco também é fortemente afetada pela estrela secundária, segundo gráfico da Figura 40. No caso com a estrela companheira com massa $1,0M_{Sol}$ (B110) e $1,4M_{Sol}$ (B114) as excentricidades do disco de gás chegam a ultrapassar 0,3 nos primeiros instantes da simulação , enquanto no caso sem a estrela secundária (SB) o disco apresenta um comportamento quase circular. Podemos notar no gráfico de excentricidade pelo menos duas frequências, uma de período mais curto causado pelo período orbital da estrela secundária e uma frequência de longo período que seria causada pela perturbação secular.

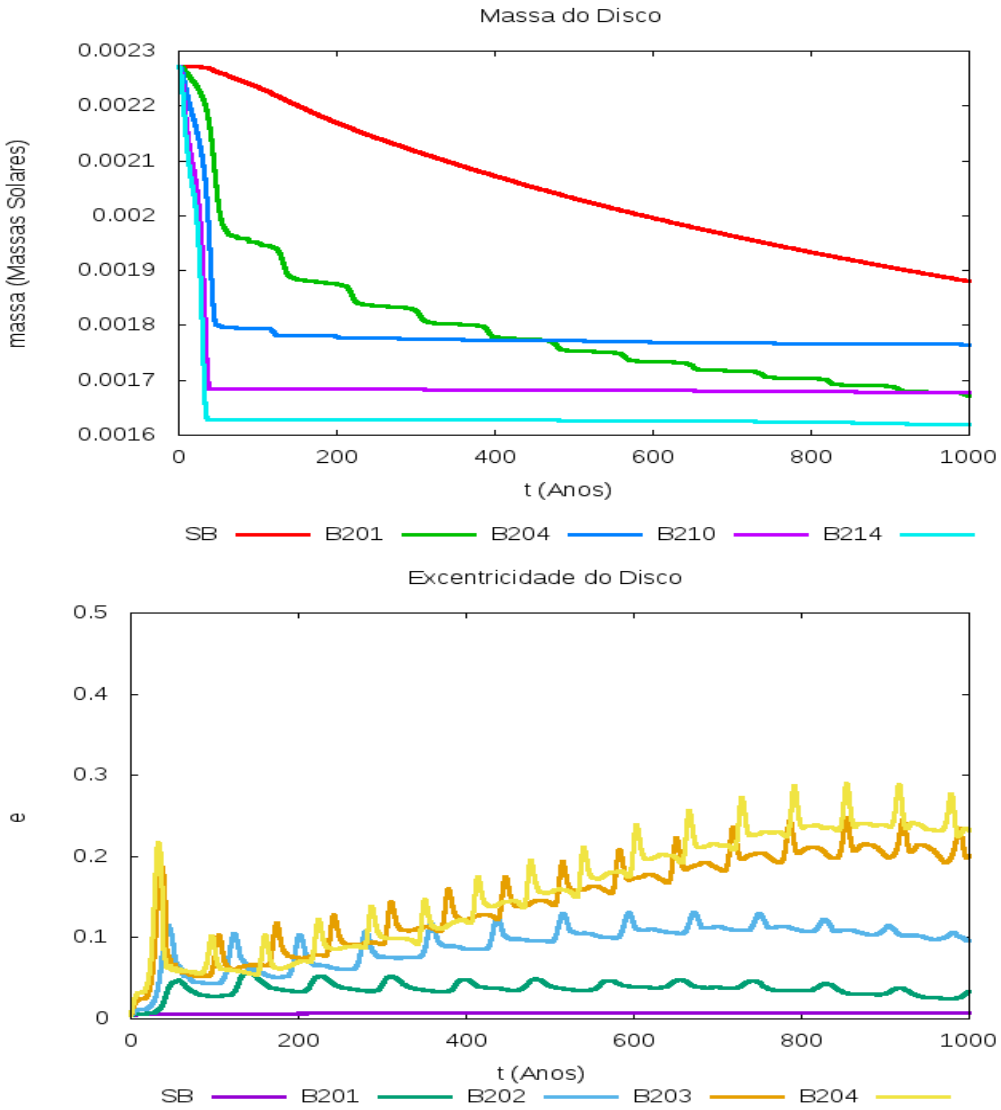

Figura 42: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 20 ua, nos primeiros 1 mil anos,para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

6.3.2 SEMI-EIXO MAIOR A 20 ua

Os gráficos da Figura 41 apresentam a distribuição de densidade após 1 mil anos para os casos onde a estrela secundária tem semi-eixo maior de 20 ua. Nestes casos a estrela secundária também inicia a simulação no seu apocentro, 28 ua, sendo o seu período médio para este conjunto de simulações de cerca de 66 anos.

A estrela tem seu pericentro a 12 ua e em cada aproximação cria braços espirais e alonga o disco de gás. Este efeito ocorre apenas na aproximação da estrela, assim quando já distante, o disco de gás tende a circularizar.

O disco de gás também apresenta espirais devido a perturbação do planeta no disco. Nota-se no caso B201 $(0,1M_{Sol})$, uma espiral conectada com a parte externa e interna do disco gerada pelo protoplaneta a 3 ua.

No caso B214 ($1,4M_{Sol}$), quando acompanhamos o vídeo:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/fomacao-em-binarias-b201-b202-b203-b204.html,
o protoplaneta parece aprisionar uma parte do material em uma região coorbital. O disco de gás também apresenta uma assimetria na distribuição do gás, apesar do disco parecer circularizado, vemos que a estrutura de gás apresenta um bojo de material e a estrela primária não se encontra no centro do disco. As razões desses efeitos de assimetria no disco serão explorados em trabalhos futuros.

A 1 mil anos a distribuição média de densidade do gás é alterada, aumentando em 200% para B201 ($0,1M_{Sol}$), 300% para B204 ($0,4M_{Sol}$), 400% B210 ($1,0M_{Sol}$) e 800% para o caso B214 ($1,4M_{Sol}$).

No primeiro gráfico da Figura 42 vemos a perda de massa nos primeiros mil anos para uma estrela secundária com semi-eixo maior de 20 ua e para o caso sem a estrela binária. Notamos que para os casos onde a massa da estrela secundária é superior a $0,4M_{Sol}$ a quantidade de massa removida se dá de forma abrupta já no início da simulação e se mantém aproximadamente a mesma no decorrer dos primeiros mil anos. Já no caso de B201 ($0,1M_{Sol}$), uma grande massa de gás é perdida no início da simulação, porém menor do que os outros casos com estrelas binárias mais massivas, depois dos primeiros anos a massa de gás perdida ocorre de maneira mais suave. O caso SB (sem estrela binária) mantém uma curva suave de perda de massa desde o início da integração.

Podemos notar no segundo gráfico da Figura 42 que a excentricidade pode alcançar até 0,25 nos casos com a estrela companheira mais massiva. Nota-se também pico da perturbação de curto período devido ao periélio da estrela secundária mais espaçados do que no caso anterior devido ao período mais longo da estrela.

6.3.3 SEMI-EIXO MAIOR A 30 ua

Os vídeos referentes a essa seção podem ser encontrados em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/04/fomacao-em-binarias-b301-b302-b303-b304.html.
No conjunto de gráficos da Figura 43 podemos analisar a nova distribuição do disco de gás para os casos com a estrela binária com semi-eixo maior de 30 ua. Neste caso temos que o apocentro da estrela companheira é de 42 ua e o pericentro é de 18 ua. Com isso o período orbital é de aproximadamente 100 anos, ou seja, a perturbação de curto período ocorrerá de maneira mais espaçada do que nos casos anteriores.

Notamos na Figura 43 que neste conjunto de simulações há uma menor perda de massa pelo disco de gás. Neste caso fica mais evidente a formação de braços espirais devido ao protoplaneta e as causadas pela perturbação da estrela secundária. A estrela secundária chega a achatar o disco de gás em seu pericentro, mas com o afastamento o disco tende a circularizar novamente.

A nova distribuição de densidade do disco gás também é afetada mas com menor intensidade quando comparada aos casos anteriores. Os casos B301 ($0,1M_{Sol}$) e B304 ($0,4M_{Sol}$) não chegam a ter um aumento significativo da densidade do disco de gás. Para

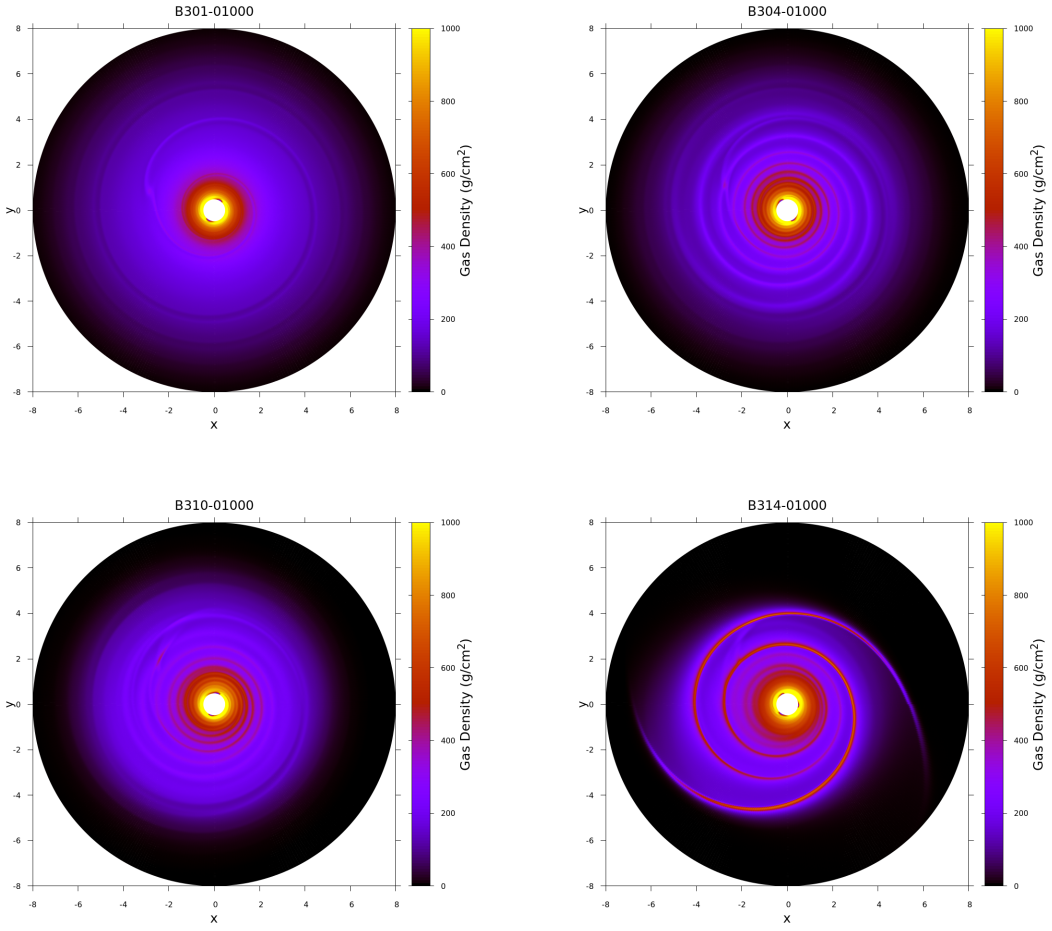

Figura 43: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em mil anos para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

o caso B310 $(1,0M_{Sol})$ o valor da densidade é o dobro do valor inicial. O caso B314 $(1,4M_{Sol})$ possui o maior valor para a densidade, chegando ao triplo do valor inicial.

O primeiro gráfico da Figura 44 mostra a influência da estrela secundária na massa do disco de gás. Os casos B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$ apresentam maior perda de massa nesse conjunto, porém muito menor do que quando comparado com os conjuntos de simulações para outros semi-eixos da estrela binária.

No segundo gráfico da Figura 44 apresentamos a excentricidade do disco nos primeiros mil anos. Nota-se a perturbação de curto período devido ao periélio mas em geral os valores de excentricidade não ultrapassam 0,15.

Vimos que com a aproximação da estrela secundária, braços espirais se formam no disco de gás. Como descrito no trabalho de Desai et al. (2018), os braços espirais são devido ao transporte de massa devido a estrela secundária e o protoplaneta imerso no disco de gás.

Nota-se que a densidade média do disco de gás aumenta em todos os casos até atingir 1 mil anos de simulação devido a grande quantidade de matéria do disco de gás que flui em

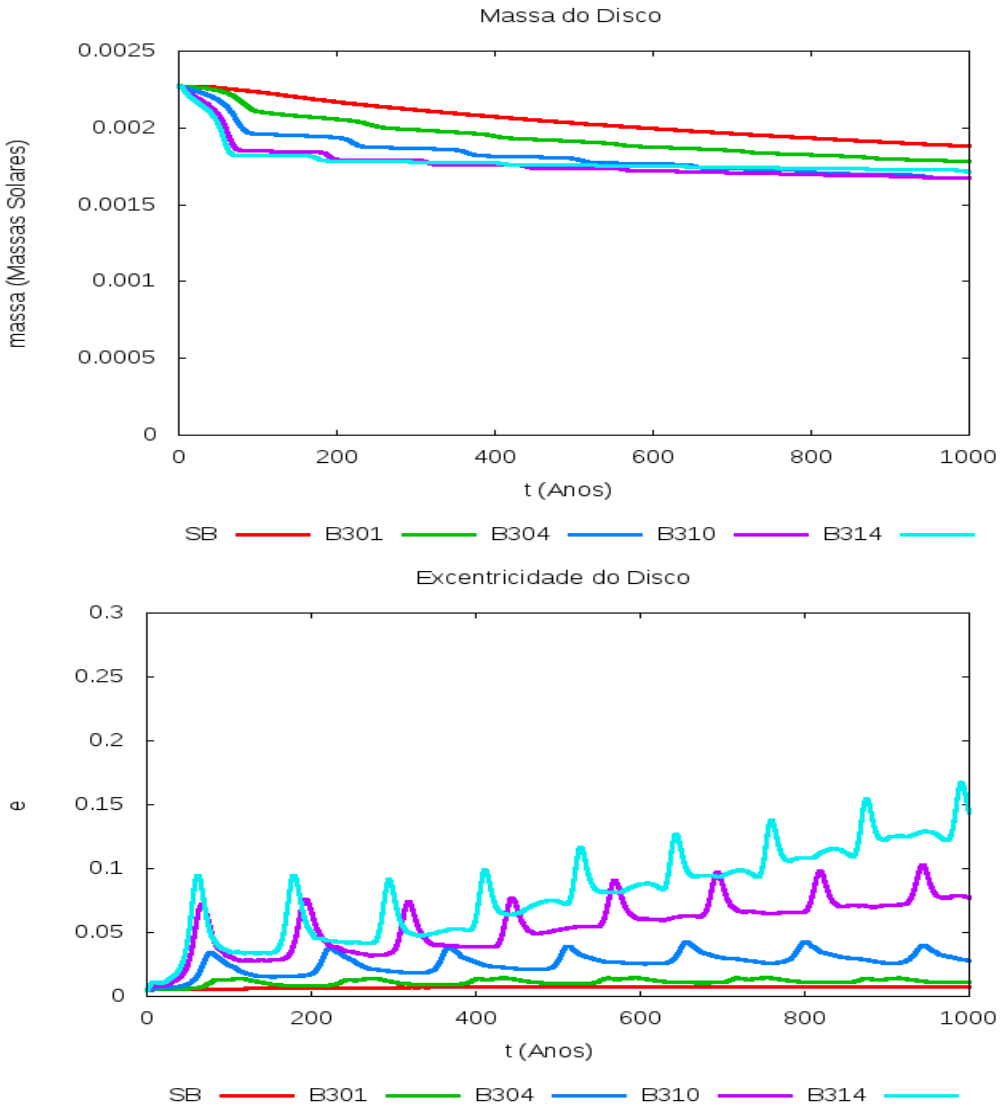

Figura 44: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 30 ua, nos primeiros 1 mil anos, para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

direção a estrela primária devido as perturbações da estrela secundária e do protoplaneta.

Devido a essa nova estrutura, usamos o disco truncado em 1 mil anos como o disco inicial para o início da acreção do material do disco pelo protoplaneta.

6.4 FORMAÇÃO PLANETÁRIA

Como discutimos nos capítulos anteriores, o disco de gás é determinante para a formação planetária. No caso de sistemas binários compactos, não apenas a influência direta da estrela secundária para com o protoplaneta irá intervir em sua evolução mas também a perturbação no disco de gás que irá agir indiretamente na formação do planeta.

A quantidade de material oferecido no disco é fundamental para determinar a evolução do protoplaneta. Para entendermos a evolução da massa do disco apresentamos os dados

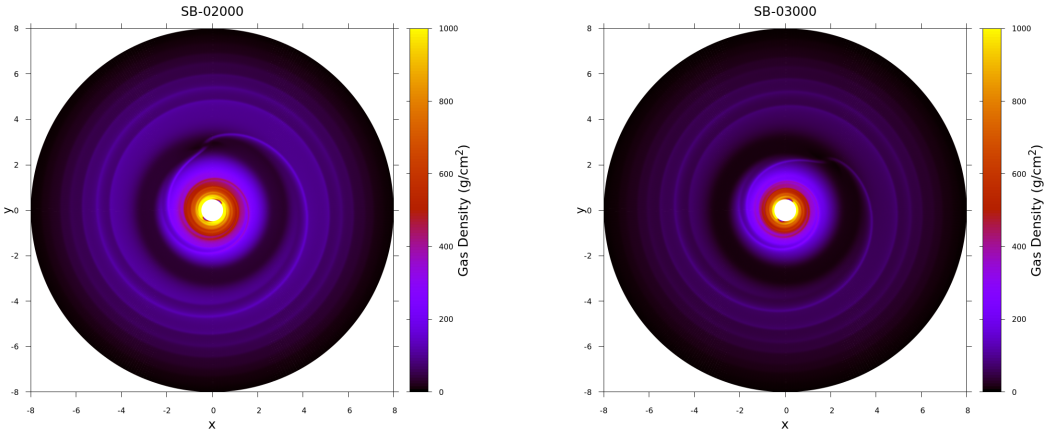

Figura 45: Distribuição do disco de gás nos instantes 2 mil e 3 mil anos para o caso de um sistema sem uma estrela binaria.

dos 13 casos performados.

Lembrando que estas simulações foram feitas com condições de contorno abertas, isto é, o gás pode sair livremente do sistema. Com a saída da massa do sistema nem todo o material perdido é acretado ao protoplaneta.

Na Figura 45 é apresentada a evolução do disco de gás para o caso de um sistema sem uma estrela secundária. São apresentado os frames a 2 mil anos e 3 mil anos, correspondente ao fim da simulação. Mais uma vez podemos notar espirais devido à interação do protoplaneta com o disco. Vemos também que no decorrer da simulação o protoplaneta acreta o material de gás ao seu redor, abrindo um gap.

Mesmo após toda a interferência do planeta no disco, no fim da simulação o disco tende a se manter circularizado.

Podemos visualizar a evolução dos discos neste conjunto de simulações após 1 mil anos nos vídeos das seções *Formação em Binárias* na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/.

6.4.1 SEMI-EIXO MAIOR A 10 ua

Nos gráficos apresentados na Figura 46 temos a distribuição do disco de gás em 2 mil anos e na Figura 47 em 3 mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$. Como visto na seção sobre truncamento, neste caso há um acúmulo do material no centro do disco, o que afeta na formação do planeta devido a escassez de material do disco de gás próximo a 3 ua.

É possível ver todo o processo de evolução do disco nos vídeos das seções *Formação em Binárias: B101, B104, B110 e B114* na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/.

A quantidade de massa removida após o início da acreção pode ser vista no primeiro gráfico da Figura 48. Os casos B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$

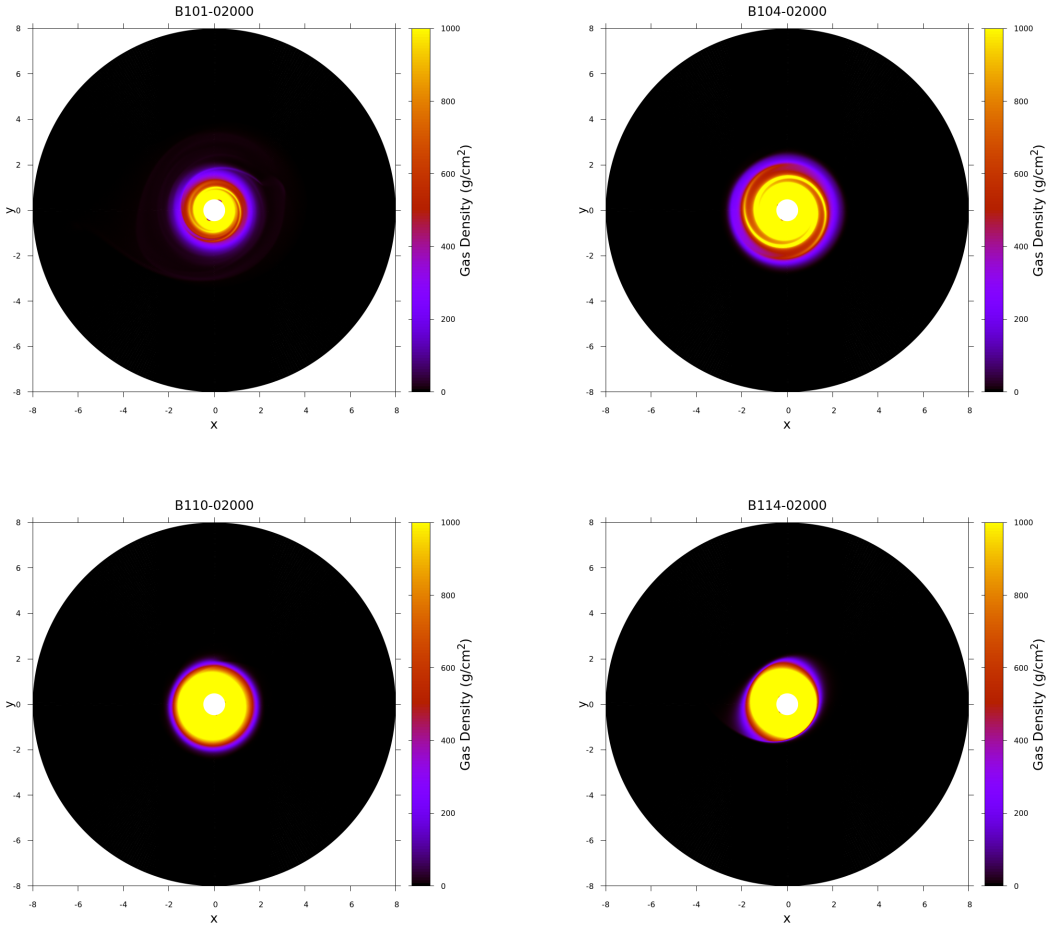

Figura 46: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em 2 mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

permanecem constantes até o fim da simulação, isso ocorre pois toda a massa removida referente à perturbação da estrela secundária acontece já no início, como o protoplaneta é ejetado do sistema a tendência é do disco manter a massa constante. Apenas o caso B101 $(0,1M_{Sol})$ o protoplaneta permanece no sistema. Neste caso o disco permanece com massa constante até 1 mil anos e após isso, quando o protoplaneta inicia a acreção de massa, a massa do disco cai gradativamente.

Em 10 ua a estrela secundária afeta a excentricidade do disco, principalmente em seu pericentro como mostrado no segundo gráfico da Figura 48.

Para testar os limites da formação de planetas devido a proximidade das estrelas secundárias incluímos esta a apenas 10 ua da estrela primária (Figura 49). Apenas no caso B101 $(0,1M_{Sol})$ o protoplaneta se mantém no sistema apesar de sofrer uma migração muito rápida para dentro. Neste caso há a formação do planeta mas uma maior estabilidade só ocorre após 1,5 mil anos, em primeiro momento disco sofre bastante perturbação.

Nos casos B104 $(0,4M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$ os protoplanetas sofrem com a instabilidade dinâmica e são ejetados do sistema. Já B110 $(1,0M_{Sol})$ migra em direção a estrela

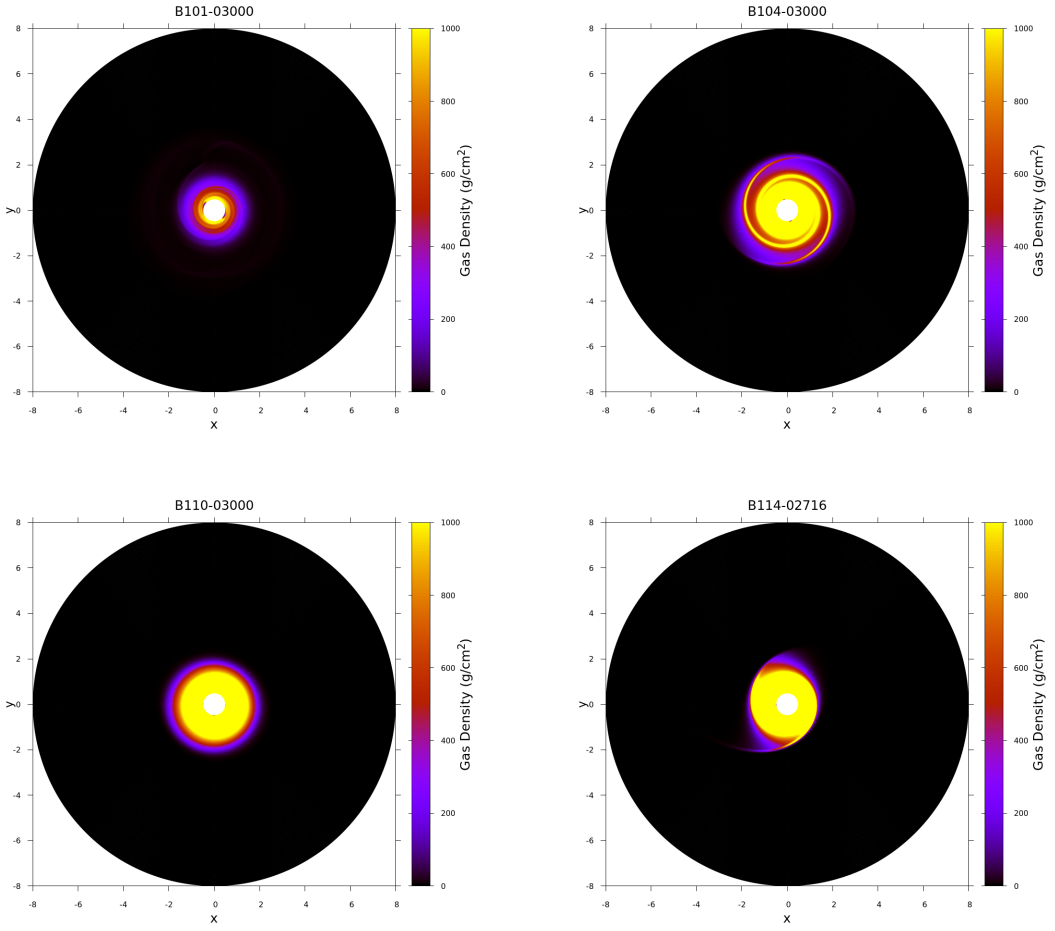

Figura 47: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 10 ua em 3 mil anos para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

primária e imerge na mesma.

Assim para massas maiores de $0,4M_{Sol}$ a aproximação de 10 ua impossibilita a estabilidade do protoplaneta em sistemas similares.

No gráfico central da Figura 49 apresentamos o cenário da evolução da excentricidade do protoplaneta para esse conjunto de simulações.

Como esperado fica claro que estabilidade neste caso é muito difícil pois além do valor baixo para o semi-eixo maior, a estrela apresenta uma alta excentricidade, 0,4. Mesmo com esse cenário, B101 consegue se manter no sistema com uma excentricidade de aproximadamente 0,15. A excentricidade de B110 também se mantém estável depois de um tempo, porém como foi visto na Figura 49 porém o protoplaneta imerge na estrela primária por isso acaba apresentando uma excentricidade constante após a colisão. Aqui podemos delimitar um problema do nosso modelo. Nos primeiro 1 mil anos o disco sente o protoplaneta mas o inverso não ocorre, logo o protoplaneta só sente as forças relativas às estrelas do sistema. Como a instabilidade dos casos B104, B110 e B114 ocorrem já no início das simulações, não é possível concluir que se o protoplaneta sentisse o disco desde

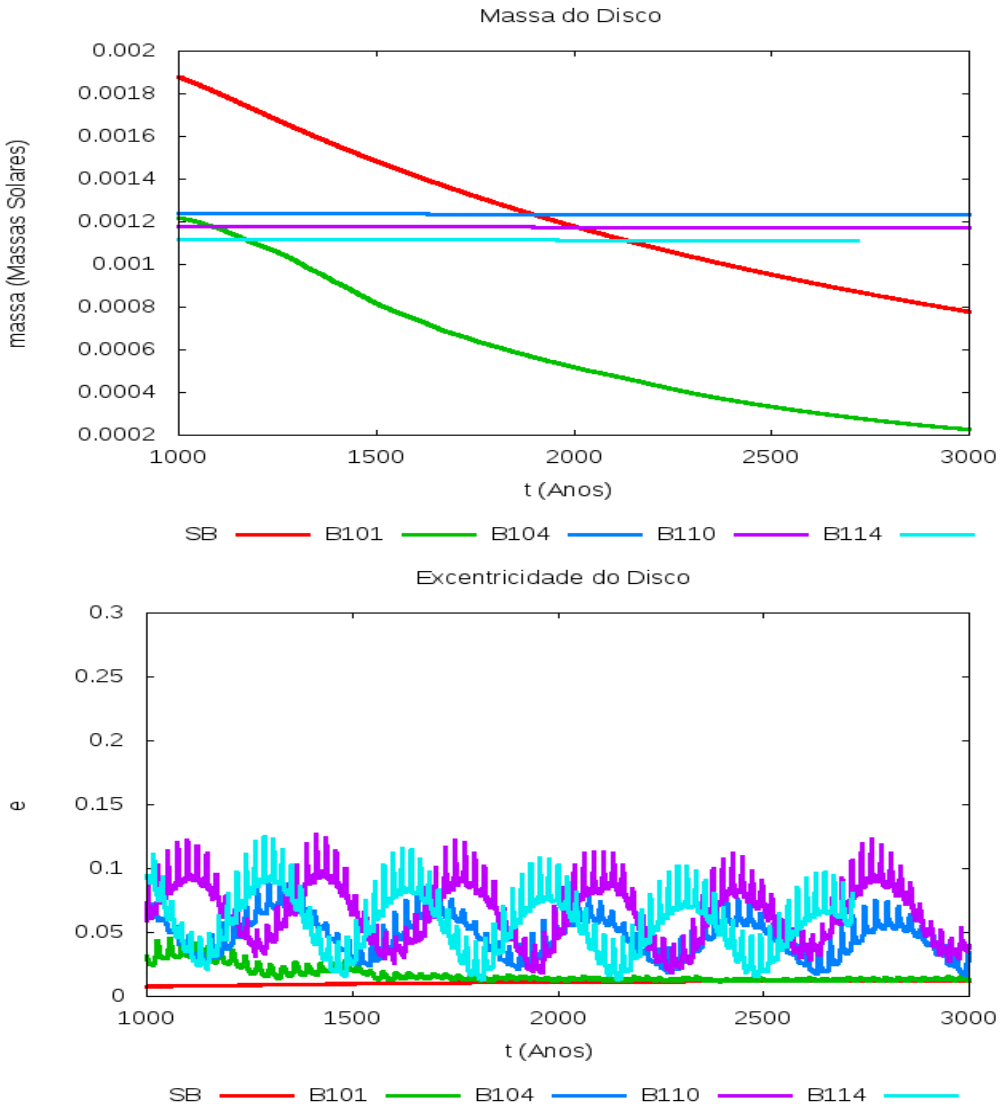

Figura 48: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 10 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

o início da integração do sistema se este pudesse amortecer ou impedir a forte migração do protoplaneta

O último gráfico apresenta, para o cenário da estrela a 10 ua, o crescimento da massa do protoplaneta, como vimos apenas o caso com binária B101 $(0,1M_{Sol})$ se mantém no sistema. Neste caso B101 também apresenta uma maior acreção de massa comparado ao caso sem a estrela binária. Lembrando que devido ao truncamento do disco a quantidade de material disponível na região onde o protoplaneta é inicializado é escassa e devido à migração para dentro houve a possibilidade de acréscimo do material do disco. No caso sem a estrela secundária (SB), a queda da quantidade de material disponível no disco de gás se dá de forma gradativa e quase linear.

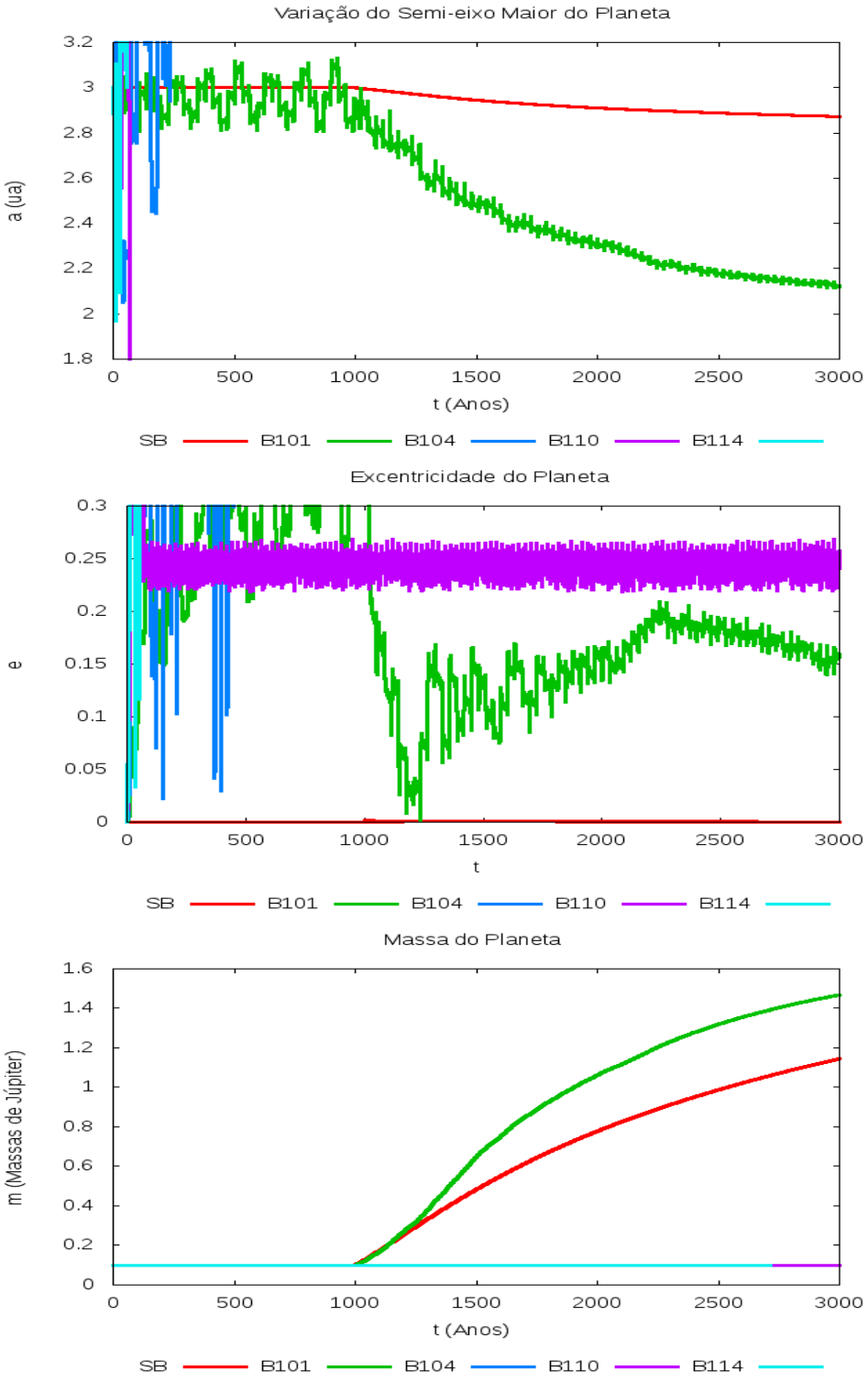

Figura 49: Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 10 ua, para os casos B101 $(0,1M_{Sol})$, B104 $(0,4M_{Sol})$, B110 $(1,0M_{Sol})$ e B114 $(1,4M_{Sol})$.

6.4.2 SEMI-EIXO MAIOR A 20 ua

Os gráficos da Figura 50 apresentam a distribuição do disco de gás para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$. É possível notar os

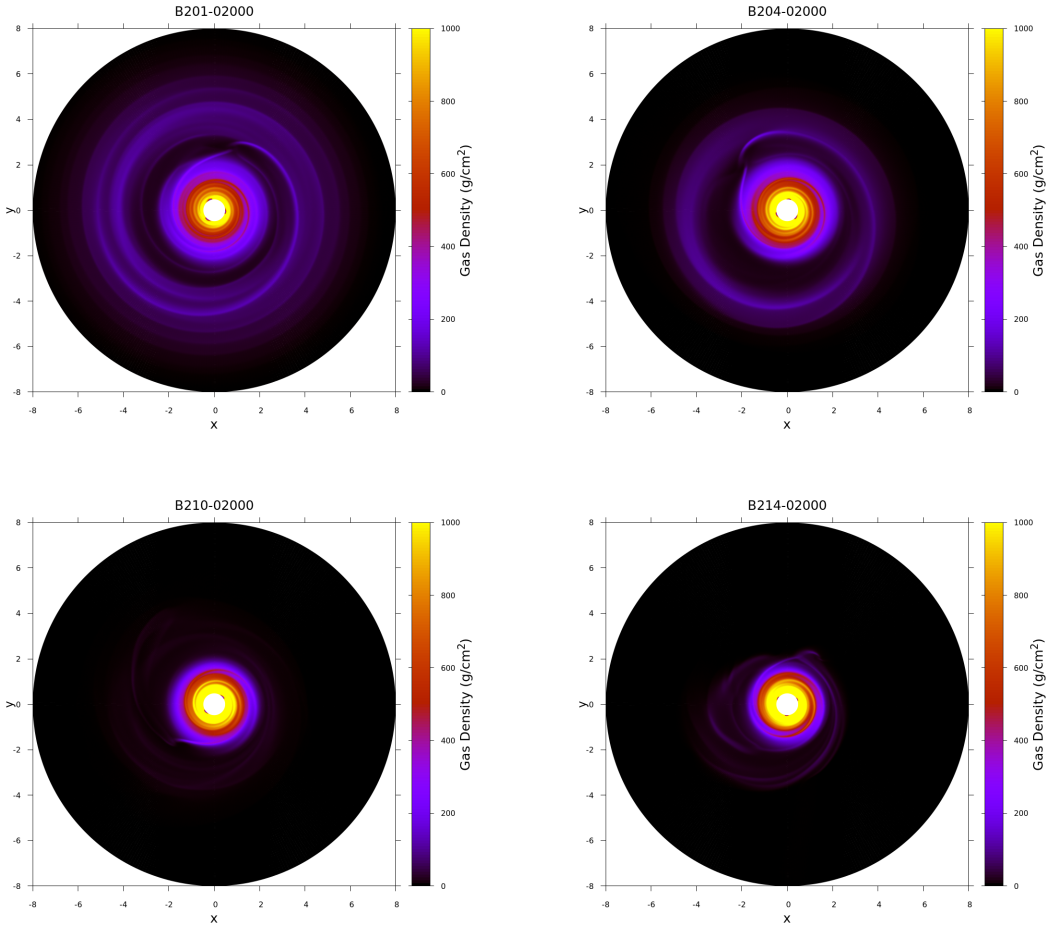

Figura 50: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em 2 mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

braços espirais decorrentes do protoplaneta para B201 $(0,1M_{Sol})$ e B204 $(0,4M_{Sol})$. Em todo esse conjunto em 2 mil anos já é possível encontrar um gap no disco de gás, sendo os casos com a secundária mais massivas a quantidade de material na borda externa do disco é escassa.

O conjunto dos processos de evolução do disco podem ser encontrados nos vídeos das seções *Formação em Binárias: B201, B204, B210 e B214* na página:
https://tesebcamargo.blogspot.com/.

O cenário final do disco é apresentado na Figura 51, onde apenas B201 $(0,1M_{Sol})$ apresenta mais material na região mais distante do centro do disco. Nota-se que no caso anterior (B101, B104, B110 e B114) o disco próximo da estrela primária apresentou maior acúmulo de material do que no caso atual apresentado na Figura a 51.

A evolução da massa do disco pode ser vista no primeiro gráfico da Figura 52. Nota-se que para os casos B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$ o decaimento de massa é bem similar, mas todos os casos apresentados apresentam um decaimento suave na quantidade de material do disco.

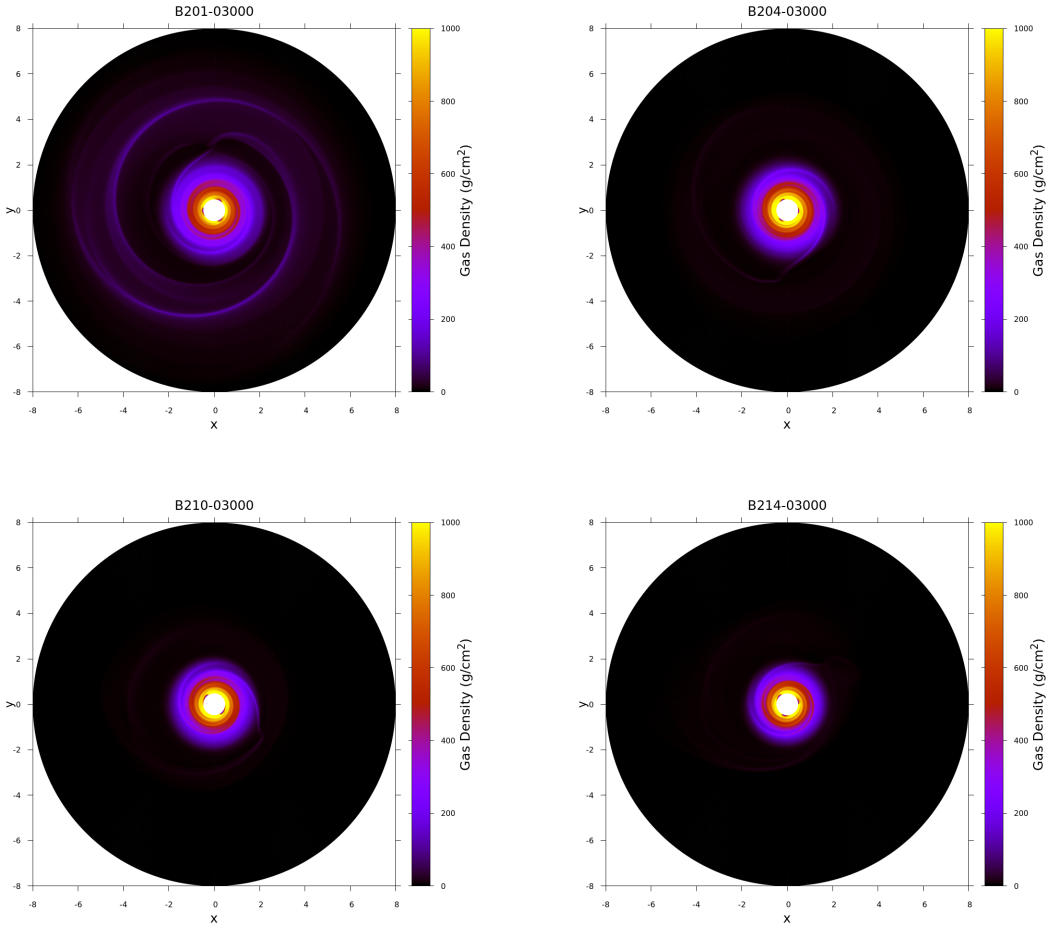

Figura 51: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 20 ua em 3 mil anos para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

Na Figura 52, o segundo gráfico apresenta a evolução da excentricidade do disco devido às perturbações gravitacionais de todo o sistema. Apesar da grande variação no início da simulação com a acreção de matéria pelo planeta, as excentricidades diminuem com o tempo, finalizando com um valor abaixo de 0,05. Sendo neste cenário o semi-eixo maior da estrela secundária dado por 20 ua.

Na Figura 53 apresentamos a evolução temporal do semi-eixo maior, da excentricidade e da massa do protoplaneta para os casos da estrela binária com semi-eixo maior de 20 ua. O caso SB representa os dados sem a estrela binária. Nos quatro casos com a presença de uma estrela secundária B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$, a estrela influencia de modo a gerar uma migração mais rápida do protoplaneta. No caso onde a estrela secundária tem a mesma massa da primária, $1,4M_{Sol}$, o protoplaneta apresenta um bom comportamento apesar de sofrer um migração para cerca de 2,3 ua.

Note que para B201 $(0,1M_{Sol})$, Figura 53, a influência da estrela secundária é mínima. Apesar de apresentar picos relativos ao periélio da binária, no contexto geral, o

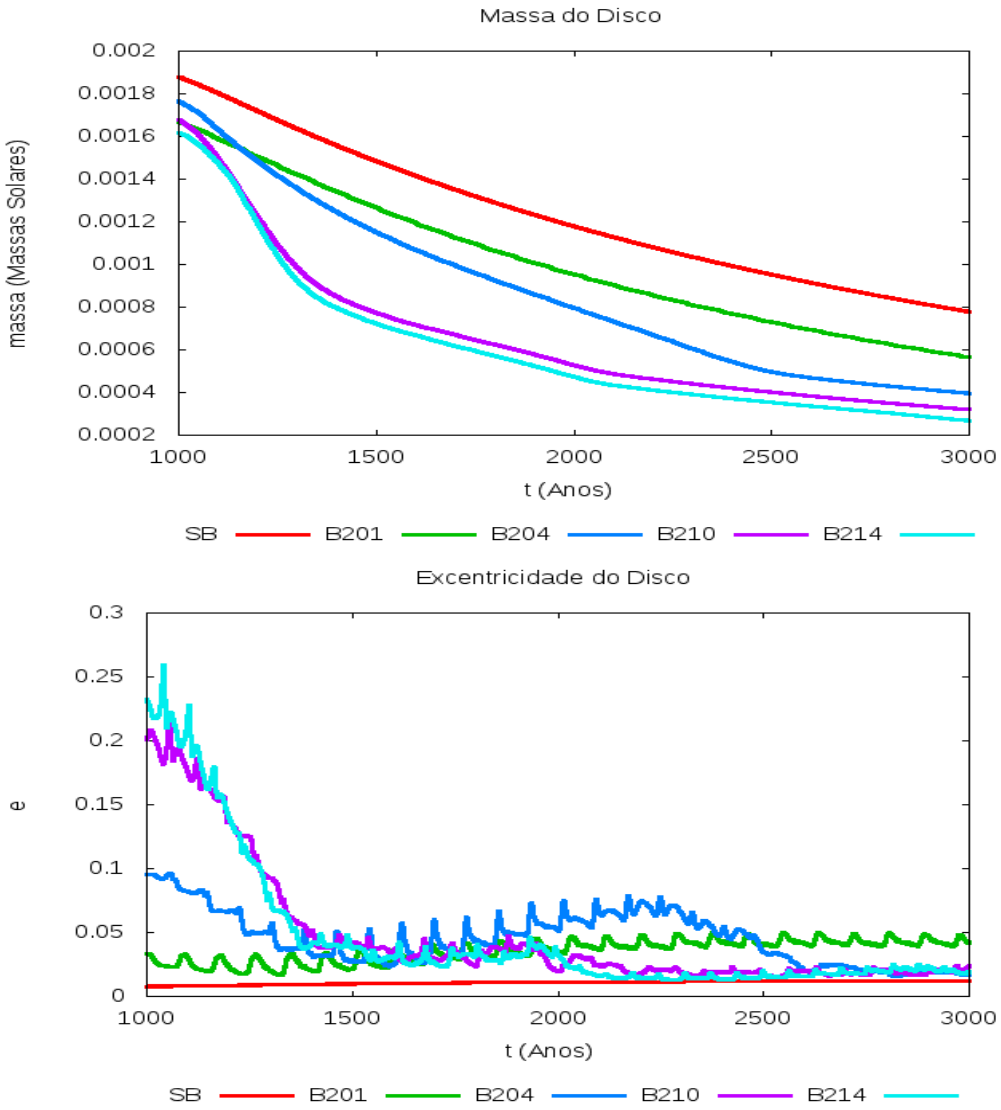

Figura 52: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 20 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

comportamento da evolução do semi-eixo maior é muito similar ao caso sem a binária.

Um ponto importante para a estabilidade do protoplaneta é a análise da evolução da excentricidade. No gráfico central da Figura 53 é apresentado a evolução da excentricidade para o caso sem a binária, SB, e os casos casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$ para a estrela secundária com semi-eixo maior de 20 ua. Podemos notar que quase não há variação no caso SB enquanto os outros casos o alcance do pico é um pouco maior de 0,2 no caso de B210 e B214. Apesar disso esses dois casos terminam a integração com um valor bem baixo.

Nota-se também as oscilações de curto período na excentricidade dos protoplanetas. Esse efeito se deve aos encontros próximos da secundária com o protoplaneta cada vez que ela passa pelo pericentro. Notamos que as amplitudes desta oscilações aumentam

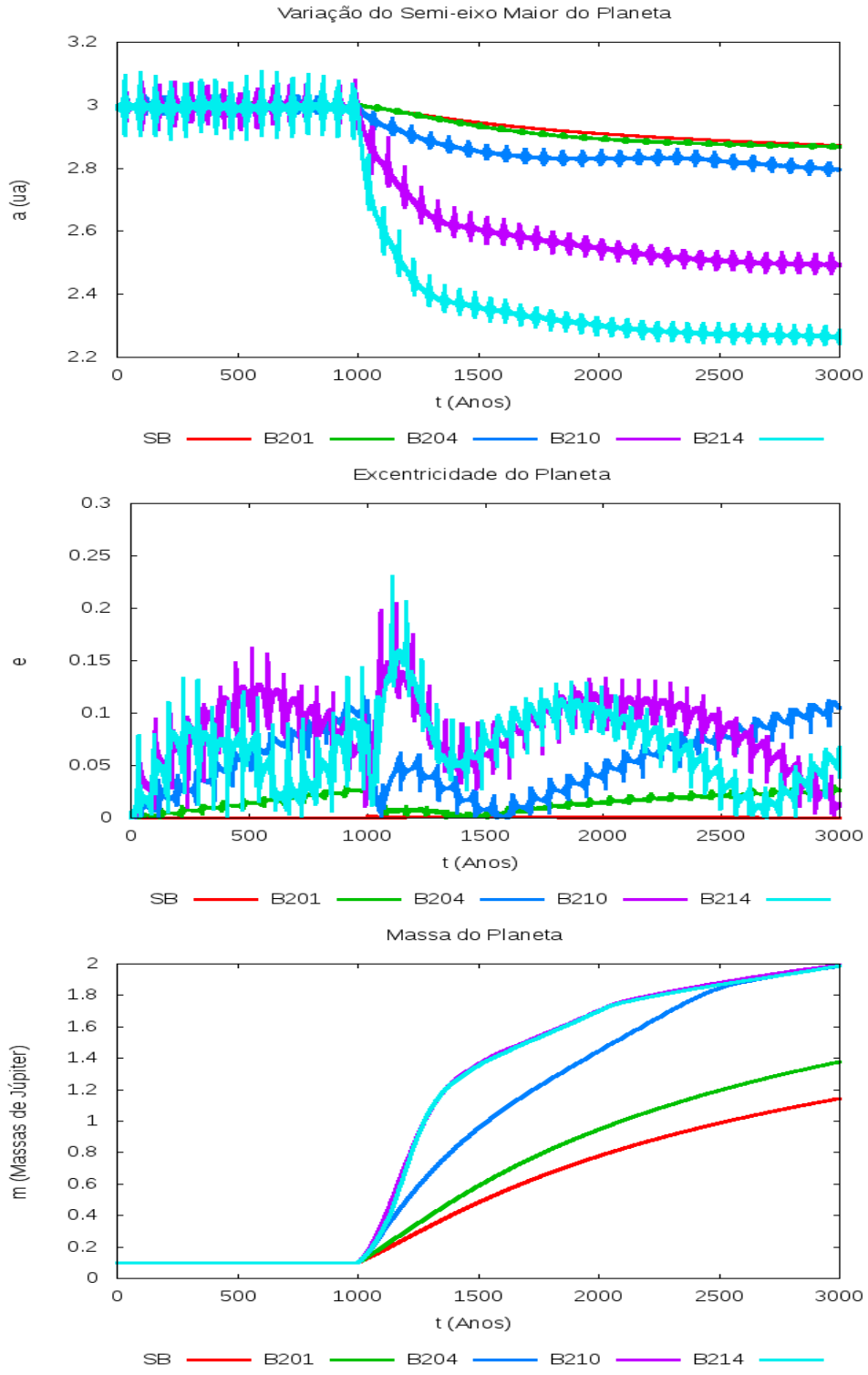

Figura 53: Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 20 ua, para os casos B201 $(0,1M_{Sol})$, B204 $(0,4M_{Sol})$, B210 $(1,0M_{Sol})$ e B214 $(1,4M_{Sol})$.

com o aumento do valor da massa da secundária, como esperado.

O caso de B204 aparece aumentando gradativamente após 1500 anos, de forma a ul-

trapassar o valor de 0,1 de excentricidade. Em B201 há uma baixa variação na excentricidade.

A evolução da massa é outro ponto a ser analisado neste trabalho. A acreção de matéria é essencial para a evolução de um planeta.

O último gráfico da Figura 53 apresenta os resultados relativos à evolução da massa do protoplaneta para o semi-eixo maior da estrela secundária de 20 ua. Notamos que em todos os casos com binária há acreção de massa maior do que sem uma estrela companheira. Para B204, B210 E B214 o crescimento ultrapassa o de valor $2M_J$. Nos casos B210 e B214 esse crescimento é mais rápido entre 1 mil e 1,5 mil anos, o que deve influenciar para a passagem de uma migração do tipo I para o tipo II após 1,5 mil anos, já que há uma escassez de material após esse intervalo de tempo.

Entendemos que dependendo da massa da estrela secundária a taxa de acreção de matéria pelo protoplaneta é muito maior quando comparado ao mesmo sistema sem uma estrela companheira ou que apresente um valor pequeno para a massa.

6.4.3 SEMI-EIXO MAIOR A 30 ua

A evolução do disco de gás para este conjunto de simulações pode ser encontrado nos vídeos das seções *Formação em Binárias: B301, B304, B310 e B314* na página: https://tesebcamargo.blogspot.com/.

No conjunto de gráficos da Figura 54, podemos ver a densidade do disco de gás em 2 mil anos para os casos B301 ($0,1M_{Sol}$), B304 ($0,4M_{Sol}$), B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$). Em todos os casos vemos o surgimento das espirais de matéria devido a interação com o protoplaneta. Para B301 ($0,1M_{Sol}$) e B304 ($0,4M_{Sol}$) a quantidade de material coorbital ao planeta parece mais escassa, Já os casos B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$) apresentam gaps assimétricos neste instante de tempo.

Em 3 mil anos, Figura 55, ainda há material externo ao planeta nos casos B301 ($0,1M_{Sol}$) e B304 ($0,4M_{Sol}$). Nos casos com a estrela secundaria mais massiva, B310 ($1,0M_{Sol}$) e B314 ($1,4M_{Sol}$), o material externo é quase todo removido. A quantidade de massa do disco pode ser verificada no primeiro gráfico da Figura 56.

No cenário da estrela secundária a 30 ua (Figura 56), a queda na quantidade de material é similar aos casos da Figura 52, apresentando uma perda de material no começo da integração devido à estrela secundária e estabilizando logo em seguida, após 1 mil anos a perda de material ocorre de maneira suave devido à acreção de matéria pelo protoplaneta. Notamos neste caso que os valores final da quantidade de matéria no disco é parecido em todos os casos, inclusive para o caso sem uma estrela companheira.

A excentricidade do disco é apresentada no segundo gráfico da Figura 56. A excentricidade do disco no caso B314 ($1,4M_{Sol}$) chega a se aproximar do valor de 0,2 quando o protoplaneta inicia a acreção de material do gás. Entretanto a influência após 2 mil anos acaba por quase circularizar o disco. Todos os casos da Figura 56 terminam a simulação com uma excentricidade menor que 0,1.

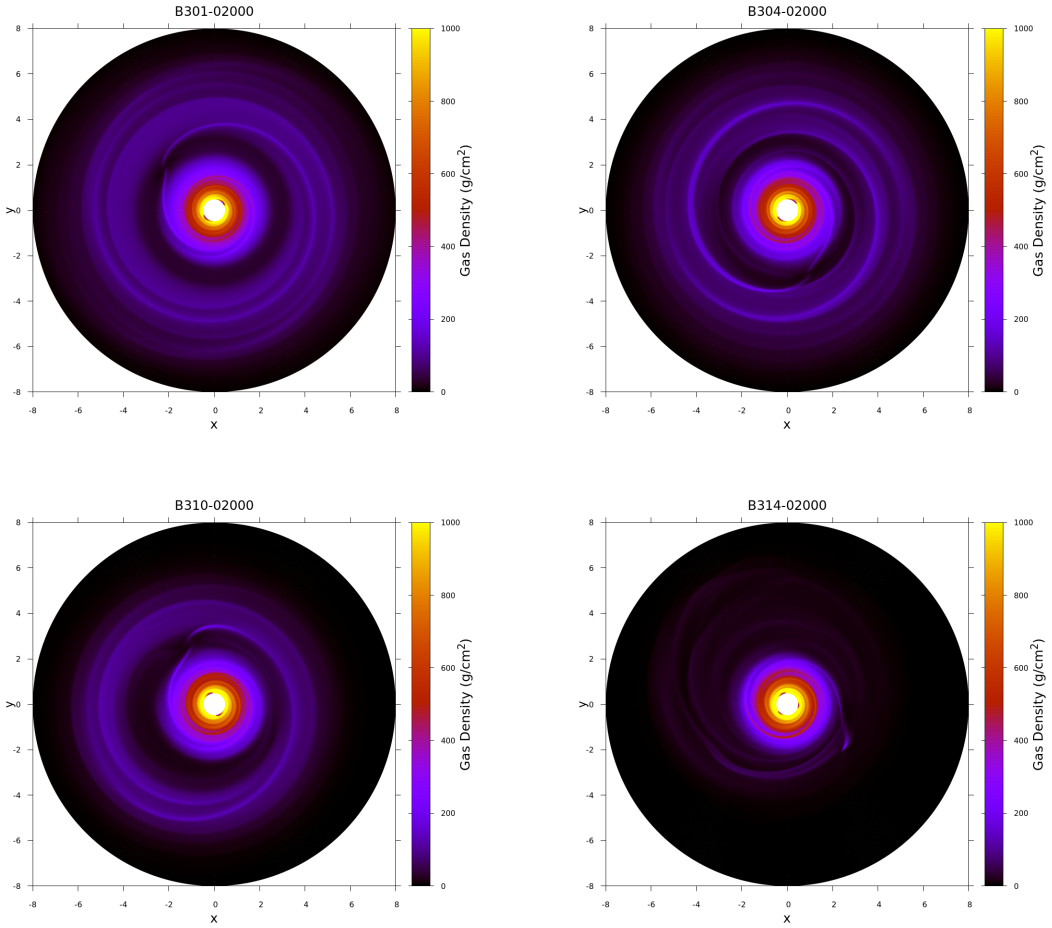

Figura 54: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em 2 mil anos para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

Com a evolução do semi-eixo maior do protoplaneta, apresentado no primeiro gráfico na Figura 57, podemos notar que todos os casos, B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$, o protoplaneta apresenta um comportamento similar ao caso sem binária (SB). Apenas o caso B314 apresenta uma maior migração para dentro chegando a 2,8 ua.

Neste conjunto de casos também podemos notar na excentricidade dos protoplanetas, gráfico central da Figura 57, os picos devido ao pericentro da estrela secundária são mais espaçados do que nos casos anteriores devido ao período orbital maior da estrela. O caso de B314, apresenta maior influência devido à massa da estrela, chegando a ter uma migração mais notável, além disso os picos referentes à aproximação da estrela apresentam uma maior variação quando comparado aos outros casos. No caso B301 a variação de curto período é quase imperceptível.

No último gráfico da Figura 57 apresentamos a evolução da massa do protoplaneta para o semi-eixo maior de 30 ua para a estrela secundária. Nesse cenário os casos B301 e B304 apresentam um aumento de massa muito parecido com o caso sem a binária (SB).

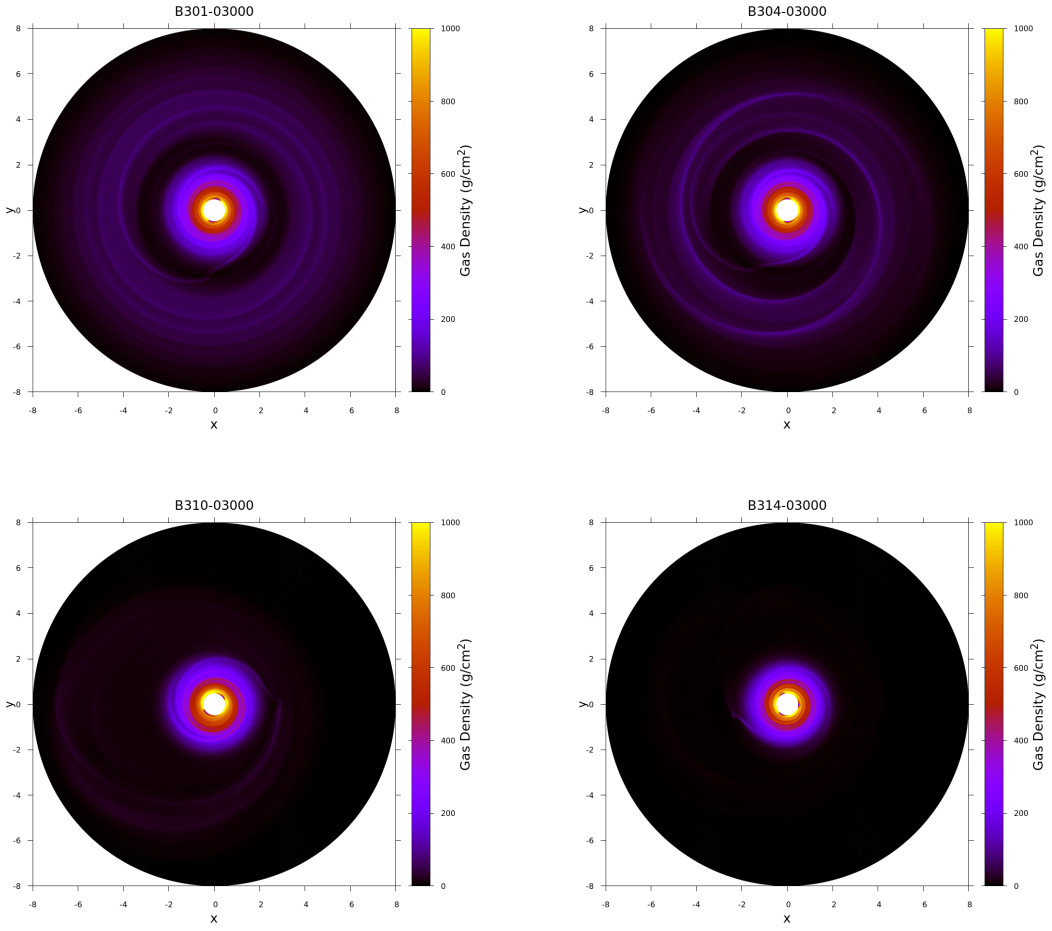

Figura 55: Densidade do disco de gás para uma estrela binária a 30 ua em 3 mil anos para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

As simulações B310 e B314 apresentam um crescimento de mais de 0,4 massas de Júpiter quando comparados com os outros casos. Sendo estes dois últimos com os maiores valores de massa da estrela secundária, ou seja, uma maior massa da estrela companheira parece influenciar na quantidade de massa acretada pelo protoplaneta.

6.5 CONSIDERAÇÕES

Neste capítulo abordamos alguns limites na formação de planetas em sistemas binários compactos. Usamos uma modelagem contendo as duas estrelas, o protoplaneta e um disco de gás.

Para um panorama da evolução desses sistemas temos na Figura 58 os valores de massa e excentricidade para o disco de gás após 1 mil anos. Nestes primeiros 1 mil anos ocorre um truncamento do disco e parte da matéria do disco de gás é removida do sistema devido à interação com a estrela secundária. No primeiro gráfico fica evidente que quanto maior a aproximação da estrela, como no caso a 10 ua, maior será a remoção de material do disco, independente da massa da estrela secundária. Vemos que para os casos onde a estrela

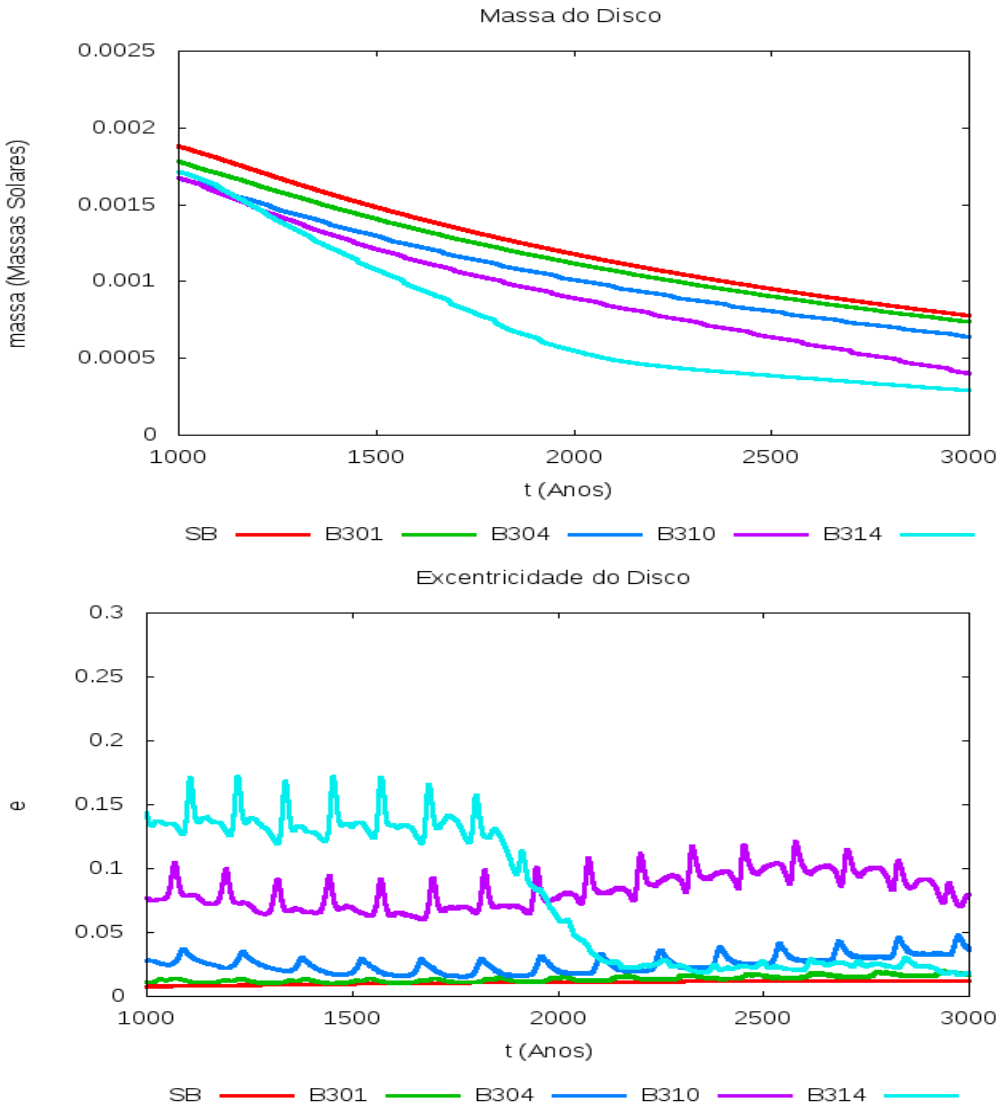

Figura 56: Evolução da massa e excentricidade do disco de gás para a estrela secundária a 30 ua, após o início da acreção de massa de gás pelo protoplaneta para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

binária tem o semi-eixo maior de 20 ua e 30 ua o comportamento de remoção de massa é muito similar e a quantidade de massa removida do disco de gás é consideravelmente menor do que no caso a 10 ua.

No segundo gráfico da Figura 58 apresentamos o valor final da excentricidade do disco após o período de truncamento do disco de gás. Neste caso vemos que os casos onde o semi-eixo maior da estrela secundária está a 20 ua (em verde) apresenta os maiores valores de excentricidade após os primeiros 1 mil anos de simulação. Apesar de valores altos, a curva gerada a partir das massas da estrela secundária apresenta um comportamento suave, aumentando os valores de excentricidade conforme a massa da estrela secundária também aumenta. A curva para o caso de 30 ua (em azul), também apresenta um crescimento suave conforme o aumento da massa da estrela secundária. Para o caso a 10

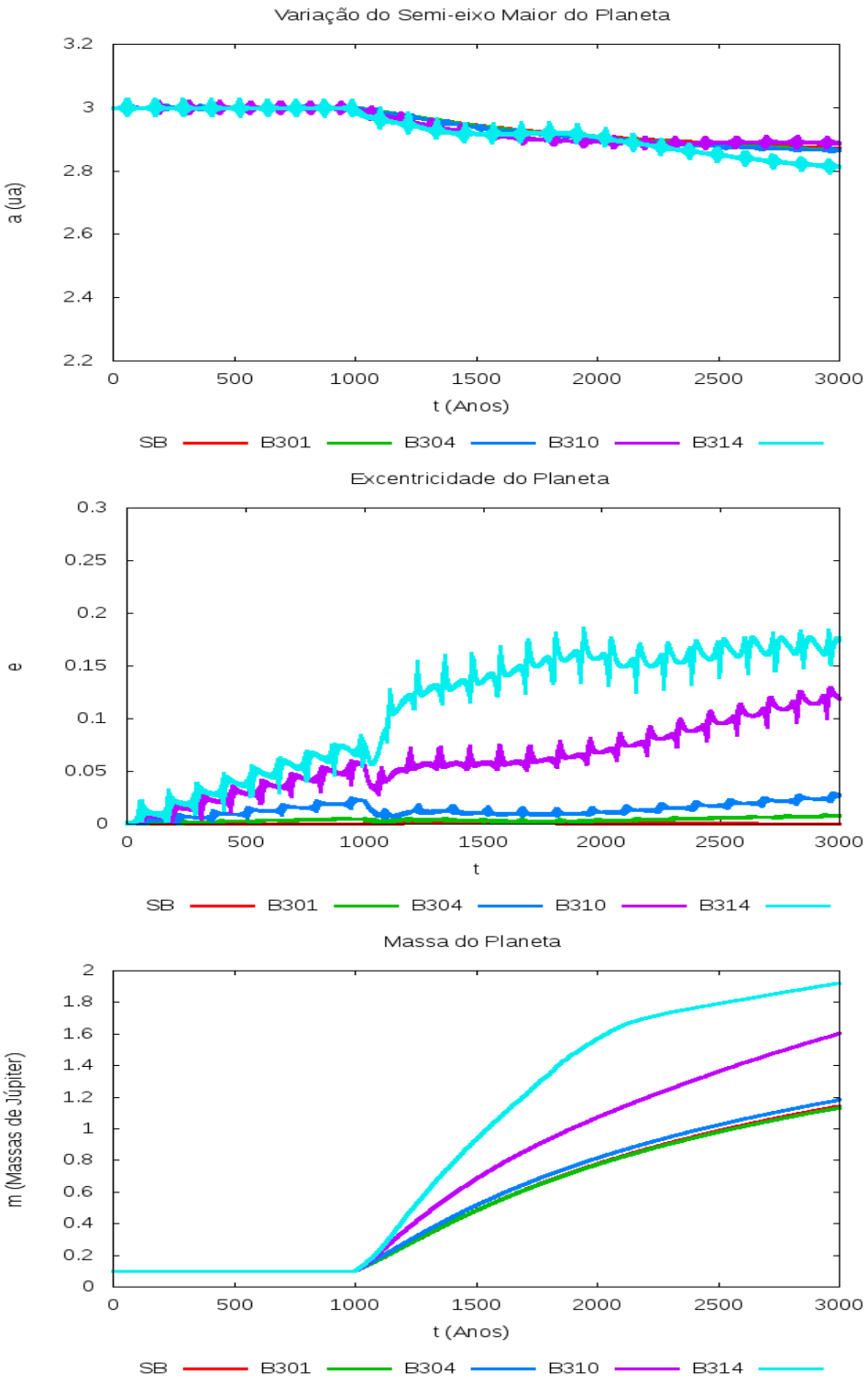

Figura 57: Evolução da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso em um dico de gás isotérmico. Caso sem a estrela binária (SB) e com a estrela binária a 30 ua, para os casos B301 $(0,1M_{Sol})$, B304 $(0,4M_{Sol})$, B310 $(1,0M_{Sol})$ e B314 $(1,4M_{Sol})$.

ua (vermelho) o comportamento já não segue um padrão, os valores da excentricidade alcançam um valor máximo de 0,1 para o caso da estrela secundária mais massiva, com

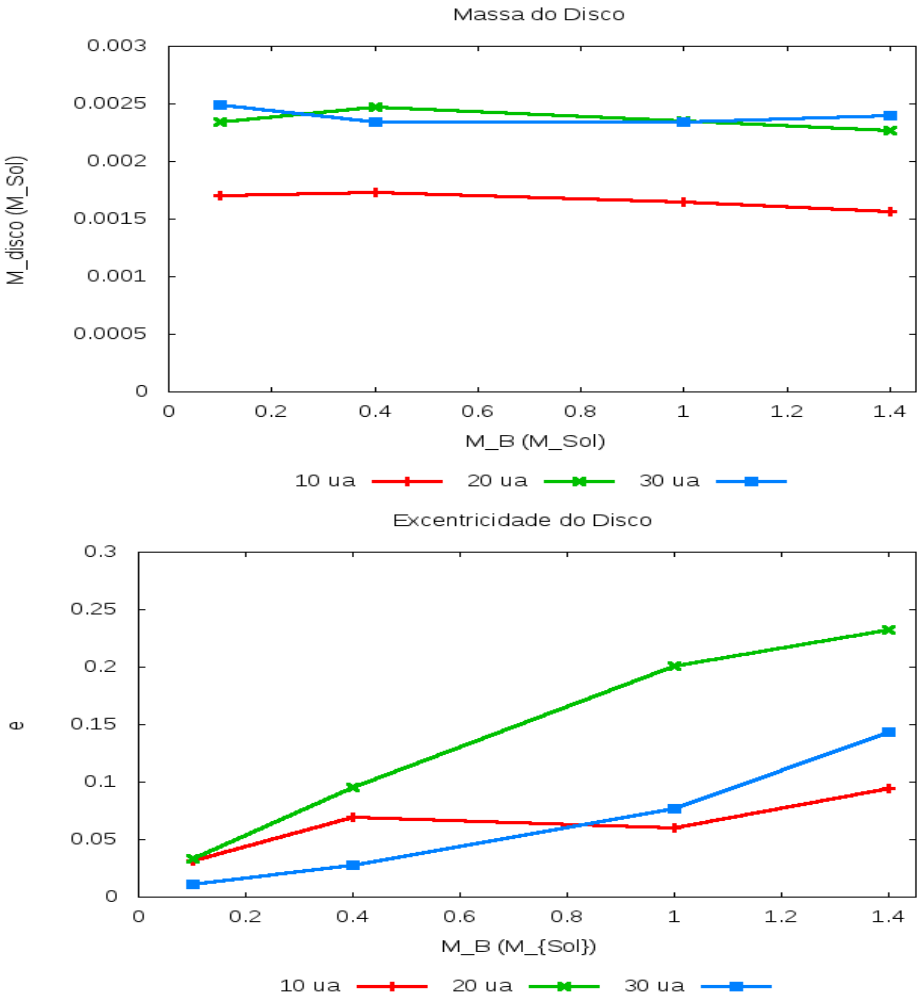

Figura 58: Massa e excentricidade do disco de gás após mil anos de simulação. Neste tempo temos o truncamento do disco de gás para todo o conjunto de casos apresentados na tabela 7. No eixo y temos os valores de massa e excentricidade final do disco de gás e no eixo x temos os valores de massa para a estrela secundária. Os valores são divididos em três conjuntos para os valores do semi-eixo maior da estrela secundária, 10 ua (vermelho), 20 ua (verde) e 30 ua (azul).

$1,4M_{Sol}$. A análise prévia do disco antes do início da acresção de gás pelo protoplaneta é necessária para avaliarmos o cenário inicial que o protoplaneta encontrará. Este cenário é fundamental para a evolução do protoplaneta como destacado anteriormente e aqui podemos ter um panorama de cada caso apresentado neste capítulo.

Na Figura 59 temos o cenário final para a evolução do protoplaneta em todos os casos apresentados. No primeiro gráfico apresentamos o semi-eixo maior final para cada caso apresentado na tabela 7. O protoplaneta é iniciado com um semi-eixo maior a 3 ua, vemos no gráfico que quanto maior o semi-eixo maior da estrela secundária menor sua influência para a migração do protoplaneta. O caso a 30 ua (azul) apresenta menor migração que os casos a 20 ua (verde) contudo a massa da estrela secundária também é um fator determinante para a migração do protoplaneta. Os cenários onde a massa da

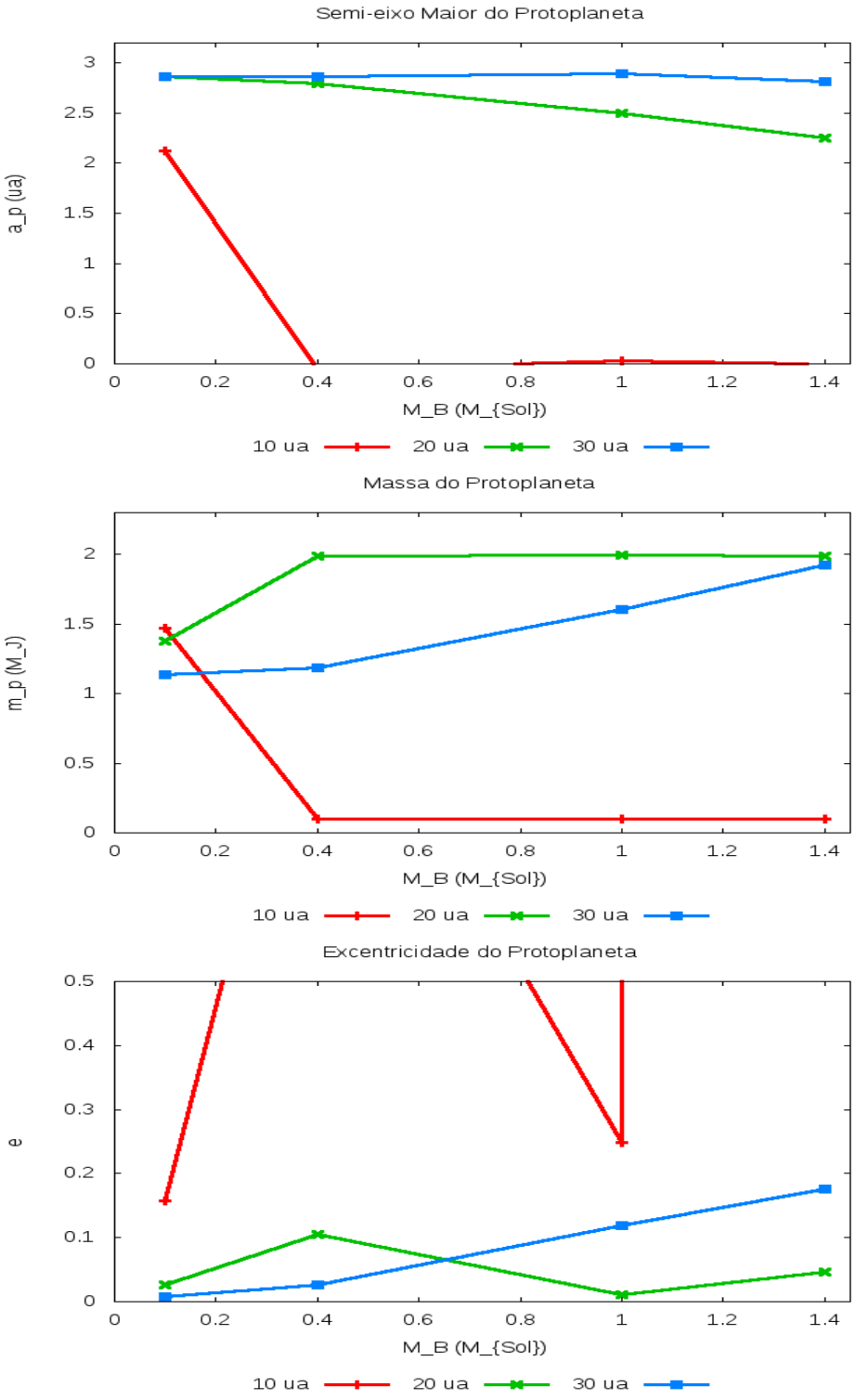

Figura 59: Valores finais da massa, semi-eixo maior e excentricidade para o protoplaneta imerso no disco de gás em função da massa da estrela secundária. Os valores são divididos em três conjuntos para os valores do semi-eixo maior da estrela secundária, 10 ua (vermelho), 20 ua (verde) e 30 ua (azul).

estrela secundária são maiores apresentam uma maior migração do planeta no sentido da estrela primária. No caso a 10 ua (vermelho), como visto anteriormente, o único proto-

planeta que sobrevive nesse sistema é para o caso onde a estrela binária tem uma massa de $0,1M_{Sol}$. E como podemos ver no gráfico de semi-eixo maior, o protoplaneta chega a aproximadamente 2 ua.

O segundo gráfico da Figura 59 apresenta os valores finais para a planeta formado em cada caso. Para o semi-eixo maior da estrela secundária a 10 ua (vermelho) como o único caso que permanece até os 3 mil anos é o qual a estrela secundária tem uma massa de $0,1M_{Sol}$, este chega a atingir uma massa de aproximadamente $1,5M_J$. Os outros casos para o semi-eixo a 10 ua também apresentam um crescimento porém após um certo tempo os protoplanetas são ejetados ou colidem com a estrela primária e portanto não acretam mais material.

Para o caso a 20 ua (verde) os valores de massa do planeta atingem um platô a $2,0M_J$ para valores de massa da estrela secundária acima de $0,4M_{Sol}$. No caso a 30 ua (azul) o crescimento da massa do protoplaneta segue uma curva suave, aumentando conforme aumenta a quantidade de massa da estrela secundária.

O terceiro gráfico da Figura 59 apresenta a excentricidade final do planeta. Para o semi-eixo maior da estrela secundária a 10 ua (vermelho) o único caso que permanece é o para a massa $0,1M_{Sol}$ da estrela secundária, para os casos $0,4M_{Sol}$ e $1,4M_{Sol}$ o protoplaneta é ejetado do sistema, enquanto no caso a $1,0M_{Sol}$ o planeta colide com a estrela primária, por isso apresenta um valor de excentricidade final.

Em verde apresentamos o casos a 20 ua, os valores variam chegando a um pico de aproximadamente 0,1 para o caso $0,4M_{Sol}$. Neste caso não parece seguir um padrão mas as excentricidade permanecem baixas em todos os casos.

Para o caso a 30 ua (azul) a excentricidade cresce de maneira suave conforme o aumento da massa da estrela secundária atingindo aproximadamente 0,2 no último valor. A relação entre os valores de massa e semi-eixo das estrelas secundárias e os valores finais da excentricidade ainda precisa de um aprofundamento, pois os comportamentos apresentados não seguem um padrão aparente.

Para finalizar, em resumo, neste trabalho encontramos que para um sistema onde a estrela secundária está a menos de 10 ua da estrela primária o crescimento de um planeta a 3 ua usando o nosso modelo é improvável a menos que a massa da estrela secundária seja de aproximadamente $0,1M_{Sol}$.

Notamos também que quanto maior a massa e a proximidade da estrela secundária, mais rápido será a evolução do protoplaneta. Os sistemas B204, B210 e B214, foram os casos onde houve maior acreção de massa por parte do protoplaneta.

A excentricidade dos planetas também sofrem perturbação da estrela, tanto em curto período, no momento do pericentro da estrela, quanto no decorrer dos 3 mil anos performados.

Também foi possível rastrear para 30 ua um limite para a influência da estrela secundária na formação dos protoplanetas do sistema.

Para trabalhos futuros, realizaremos um estudo mais detalhado da formação dos sis-

temas HD41004, HD196885 e HD120136, visto que estes apresentam cada um certas peculiaridades que podem ser exploradas.

A influência do protoplaneta nos discos protoplanetários é outro ponto que poderemos estudar futuramente, visto que em algumas ocasiões há transporte de material do gás devido ao planeta, podendo isso interferir na formação de mais planetas do sistema.

7 INFLUÊNCIA DA AUTO-GRAVIDADE DO DISCO DE GÁS NA MIGRAÇÃO PLANETÁRIA

Um dos problemas encontrado na formação dos planetas terrestres, é que Marte que não reproduzia o valor de sua massa atual. O modelo do *Grand Tack* sugere que a migração interna de Júpiter, e sua migração externa posteriormente, possibilitaria a massa inferior de Marte. A migração de Júpiter teria ocorrido enquanto o disco de gás ainda estava presente no sistema.

As propriedades do disco de gás podem influenciar a evolução dos planetas e possibilitar a migração dos planetas gigantes no cenário proposto pelo *Grand Tack*. Neste trabalho analisamos a influência da auto-gravidade, da viscosidade e da massa do disco de gás nas evoluções dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno.

7.1 FORMAÇÃO E ESTABILIDADE DE JÚPITER E SATURNO

O *modelo de Nice* consegue reproduzir diversas características do sistema Solar atual, tais como as órbitas dos planetas gigantes (Tsiganis et al. 2005), a distribuição orbital dos asteroides troianos de Júpiter e outras características de pequenos objetos internos (Morbidelli et al. 2005). No modelo de Nice clássico, presume-se que Júpiter e Saturno se formaram no interior de sua ressonância mútua 2:1 (Gomes et al. 2005). Nos resultados apresentados por Raymond et al. (2009), as simulações com Júpiter e Saturno totalmente formados em órbitas quase circulares resultaram em Marte com uma massa muito acima do valor atual. Para a possibilidade da formação de Marte com a massa atual seria necessário que os planetas gigantes estivessem em órbitas com os semi-eixos maiores atuais, mas com excentricidades muito maiores. Este cenário, no entanto, é debatido devido ao problema de não permitir o fornecimento de água para a Terra a partir do material na região externa do cinturão de asteroides.

O modelo do *Grand Tack* (Walsh et al., 2011), mostrou que a migração interna de Júpiter para 1,5 ua, e posteriormente sua migração externa, explicaria a pouca massa de Marte. A migração, descrita pelo modelo do Grand Tack, teria ocorrido enquanto o disco de gás ainda estava presente no sistema.

No cenário do Grand Tack, Júpiter se formou em aproximadamente 3,5 ua, migrou para dentro à distância orbital de aproximadamente 1,5 ua e então reverteu o sentido de migração quando Saturno, ao migrar para dentro, ficou preso na ressonância 3:2 (Pierens et al.,2014). O movimento de retorno de Júpiter a 1,5 ua truncaria o disco interno de

Tabela 8: Parâmetros fixados referentes a estrutura do disco de gás.

Perfil inicial da densidade(Σ)	$\propto r^{-0,5}$
Razão de aspecto do disco(H/r)	$0,04$
Grade ($N_r \times N_\phi$)	512×1536
Raio do disco ($R_{min} - R_{max}$)	$0,25 - 7,0$ ua

embriões planetários e planetesimais a partir dos quais os planetas terrestres se formaram a cerca de 1 ua. Este tipo de disco truncado apresenta possibilita a formação dos planetas terrestres, e em particular a pequena massa de Marte em comparação com a Terra (Wetherill 1978; Hansen 2009; Raymond et al. 2009; Walsh et al. 2011).

Com a possibilidade da migração dos planetas gigantes ocorrer antes da dispersão total do disco de gás, as propriedades físicas do disco de gás influenciariam a evolução dos planetas facilitando ou não a migração planetária. O tratamento simultâneo de um planeta embutido e da auto-gravidade do disco, como mostrado por Pierens e Huré (2005) para planetas com pequenas massas, pode influenciar as propriedades de migração do planeta.

Neste capítulo analisamos a evolução de Júpiter e Saturno em diferentes cenários. Exploramos diferentes valores de viscosidade, massa do disco e a presença ou não de auto-gravidade no disco de gás.

7.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Neste trabalho avaliaremos a migração de Júpiter e Saturno para discos de gás com diferentes características. Para a análise da evolução dos planetas variamos os valores de massa do disco de gás, viscosidade (α) e auto-gravidade.

As simulações numéricas foram realizadas utilizando o pacote `FARGO` que inclui o termo de auto-gravidade, conforme descrito no capítulo 4 (Baruteau & Masset, 2008).

Inicialmente inserimos alguns parâmetros para caracterizar o disco de gás no programa. Na tabela 8 apresentamos os valores do perfil inicial de densidade, a razão de aspecto, a grade e a extensão do disco de gás. Estes parâmetros se mantiveram constantes em todas as simulações performadas neste capítulo.

Com o objetivo principal de analisar a influência do disco de gás nos comportamentos de Júpiter e Saturno, as simulações foram realizadas apenas com os dois planetas, o Sol e o disco. Os planetas iniciaram a simulação já com as massas encontradas atualmente e não acretam mais material do disco, tabela 9. Os semi-eixos maiores iniciais escolhidos foram 2,0 ua para Júpiter e 3,4 ua para Saturno, onde se encontram externos à ressonância mútua 2:1 (Pierens et. al, 2014). Para a resolução do disco usamos 512×1536.

Foram performadas no total 12 simulações, tabela 10, com e sem auto-gravidade no disco, com dois valores de viscosidade (α), 10^{-2} e 10^{-4} e para 3 valores de massa do disco de gás, 1 massa mínima da nebulosa solar (MMNS), 5 MMNS e 10 MMNS, sendo a MMNS a massa mínima necessária para produzir os planetas no sistema Solar, aproxi-

Tabela 9: Parâmetros de Júpiter e Saturno inseridos nas simulações.

Planeta	semi-eixo maior (ua)	massa (M_J)	excentricidade
Júpiter	2,0	1,0	0,0
Saturno	3,4	0,299	0,0

Tabela 10: Parâmetros da simulação correspondente a cada index.

Index	Auto-gravidade	Massa do disco (MMNS)	Viscosidade (α)
SAG1-2	Sem	1	10^{-2}
SAG1-4	Sem	1	10^{-4}
CAG1-2	Com	1	10^{-2}
CAG1-4	Com	1	10^{-4}
SAG5-2	Sem	5	10^{-2}
SAG5-4	Sem	5	10^{-4}
CAG5-2	Com	5	10^{-2}
CAG5-4	Com	5	10^{-4}
SAG10-2	Sem	10	10^{-2}
SAG10-4	Sem	10	10^{-4}
CAG10-2	Com	10	10^{-2}
CAG10-4	Com	10	10^{-4}

madamente $0,01$ massas solares.

As simulações ocorrem para o período de 3 mil anos, sendo os primeiros 500 anos sem que o disco interfira nos planetas, isso é necessário para o disco de gás entrar em equilíbrio com as forças existentes no sistema.

7.3 1 MMNS

No primeiro conjunto de casos foi utilizado 1 MMNS de massa para o disco de gás. Nesse cenário exploramos duas diferentes viscosidades e a influência da auto-gravidade do disco de gás na evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno, totalizando 4 simulações com massa de gás de 1 MMNS.

Na seção *Júpiter e Saturno: 1 MMNS* exposta no link:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html
apresentamos vídeos correspondentes a evolução do disco de gás de todos os casos para 1 MMNS.

7.3.1 SAG1-2

No primeiro caso analisado, SAG1-2, é utilizado um disco de gás sem auto-gravidade e com viscosidade de 10^{-2}.

Na Figura 60 podemos visualizar alguns momentos da evolução do disco de gás. A

densidade do gás está em unidades do código, onde 10^{-3} equivale a $8,9 \times 10^4\ kg.m^{-2}$. Em 500 anos os planetas são inicializados no sistema. Até este momento o disco sentia a presença dos planetas mas o oposto não ocorria. Em 505 anos, o primeiro cenário após os planetas serem inicializados, é possível notar a abertura parcial de gaps na vizinhança de Júpiter e Saturno e o aparecimento de braços espirais unindo os dois planetas.

Em 1 mil anos, o gap aberto por Júpiter está presente em toda a região coorbital com uma largura de aproximadamente 0,5 ua. Em toda a extensão do disco notamos ondas de densidade geradas pelas ressonâncias de Lindblad. Apesar de não estarem acretando material nota-se um acúmulo de material do disco nas vizinhas de ambos os planetas.

Os braços espirais produzidos pelos planetas se mantém por toda a simulação. Com o grid podemos comparar as posições dos planetas em cada instante. Em 2 mil anos a largura do gap aberto por Júpiter não aumenta e o planeta sofre migração para dentro quando comparado a 1 mil anos. No fim da simulação, em 3 mil anos, o cenário é muito similar ao anterior com anéis de densidade em toda a extensão do disco. Notamos também uma espiral que parece ligar o material que está concentrado ao redor de Júpiter ao material na vizinhança de Saturno.

Podemos analisar mais satisfatoriamente a evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter e Saturno a partir do primeiro gráfico da Figura 61. Ambos os planetas iniciam uma migração para dentro em 500 anos, sendo a migração de Saturno muito mais rápida, devido a sua menor massa. Em cerca de 1 mil anos Saturno parece estabilizar num platô a 2,6 ua, enquanto Júpiter permanece o movimento de migração para dentro.

Em cerca de 2 mil anos Saturno chega a migrar para fora mas logo retorna o movimento de migração para dentro. Esse movimento de migração para fora coincide com um dos picos de excentricidade mostrados no gráfico da direita da Figura 61, ou seja, há um ganho de energia por Saturno que estimula os picos de excentricidade e dirige a migração. Em aproximadamente 800 anos e 2 mil anos a excentricidade aumenta para ambos os planetas, sendo para Saturno novamente mais intensa essa variação.

Na análise dos torques de Júpiter, à esquerda, e de Saturno, à direita na Figura 62 é possível ver os efeitos dos torques atuantes do disco no sentido da migração dos planetas. A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno aplicado ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque sentido devido ao disco externo. As curvas verdes indica o torque resultante, isto é, a soma dos torques internos e externos. O torque resultante indica se há migração e o sentido do movimento dos planetas. A diferença nos torques possibilita a migração dos planetas gigantes devido a troca de energia entre o disco de gás e os planetas. A troca de momento angular entre os planetas e o disco também permite a transferência de massa do disco externo para o interno e vice e versa, possibilitando o material do disco fluir pelos gaps.

Em Júpiter, quando iniciada a interação do disco com o planeta, há uma queda no valor do torque interno enquanto o externo aumenta e vemos que a curva verde, referente ao torque total apresenta valores negativos, ou seja a migração está em direção ao Sol. Em

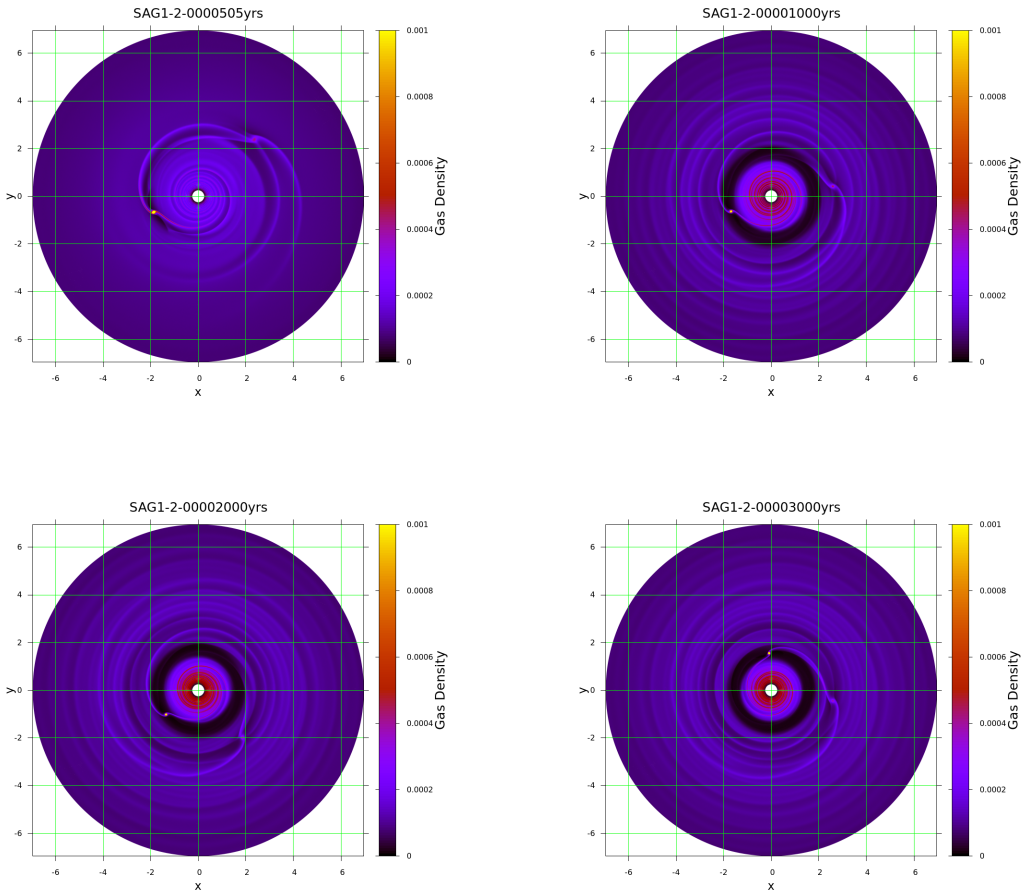

Figura 60: Evolução do disco de gás para o caso SAG1-2. São apresentados os instantes 505, 1 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG1-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

mil anos a soma dos torques volta a ser muito próxima de zero, ou seja, a velocidade de migração é pequena mas entre 1500 e 2 mil anos há pequenas quedas no valor do torque total, aumentando a velocidade de migração no sentido da estrela.

Podemos destacar no gráfico de Saturno a queda abrupta do torque no início da interação do planeta, onde o torque externo é muito maior que o torque interno, possivelmente devido a abertura do gap por Júpiter o torque interno se tornou menos atuante. Há dois pontos de maior variação do torque, a cerca de 800 e 1,9 mil anos, o que coincide com os picos de excentricidades mostrados na Figura 61. Diferente de Júpiter, Saturno inverte o sentido migração, como podemos ver em cerca de mil anos, quando o torque total se torna positivo, fazendo com que a migração ocorra no sentido pra fora do sistema. Novamente após 2 mil anos o torque se torna negativo mudando novamente o sentido de migração de Saturno.

A variação no sentido das migrações podem ser devidas as regiões de ressonância entre os planetas. As ressonâncias são detectadas devida a natureza periódica das órbitas. As

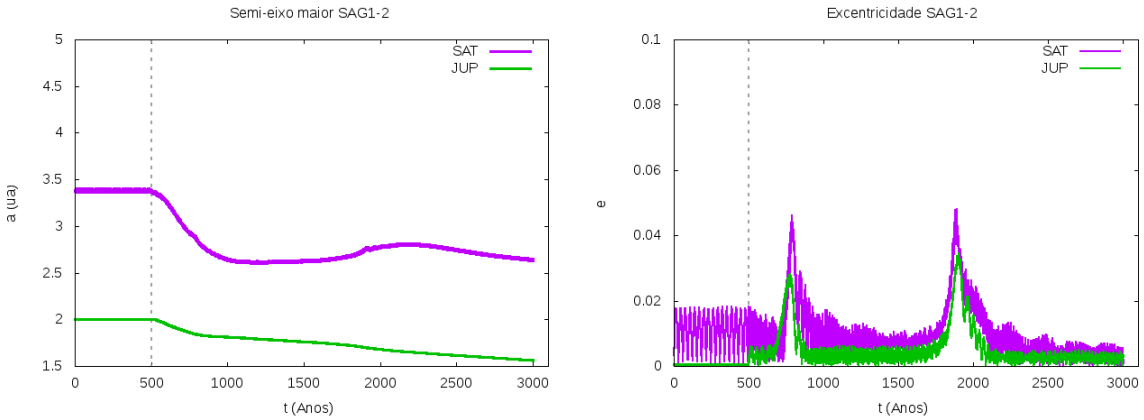

Figura 61: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG1-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas relativas a Saturno.

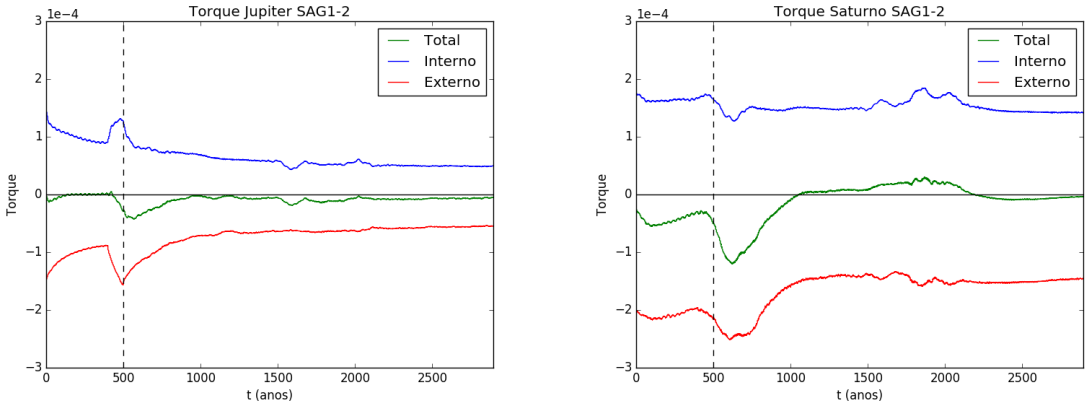

Figura 62: Torque de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG1-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo.

ressonâncias de movimento médio ocorrem quando os períodos orbitais são uma razão de dois inteiros (Murray & Dermott, 1999).

Para encontrar possíveis ressonâncias analisamos, primeiramente, a razão dos períodos de Júpiter e Saturno. No cálculo da razão dos períodos utilizamos apenas a lei dos períodos de Kepler, onde apenas o movimento médios dos planetas está incluso nos cálculos, não levando em consideração as longitudes do pericentro.

Usando apenas a lei de Kepler, na Figura 63, podemos perceber uma protuberância próxima a ressonância 2:1 nos dois momentos que a curva passa por essa região. Neste caso a ressonância 3:2 está descartada pois a razão não se aproxima deste valor. A ressonância 7:4 também aparece, mas não parece ser forte o bastante para manter os planetas

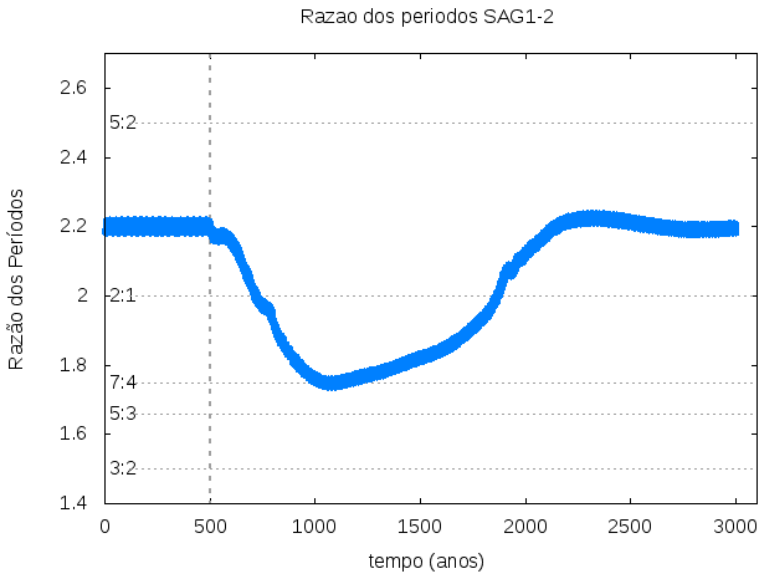

Figura 63: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG1-2. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

na região por um longo período de tempo. Nota-se também a aproximação na região da ressonância 5:3, mas sem permanência no local.

Uma forma mais precisa de verificar as ressonâncias presentes no sistema é analisar a variação do ângulo ressonante (φ). Um corpo perturbado está em ressonância exata quando a variação temporal de um argumento ressonante ($\dot{\varphi}$) é exatamente zero. Isso implica que, neste caso, existe uma combinação linear particular dos movimentos médios e das taxas de precessão de modo que $\dot{\varphi}$ seja zero (Murray & Dermott, 1999).

Na análise do ângulo ressonante, apresentada na Figura 64, encontramos as ressonâncias 2:1. O ângulo ressonante neste caso pode derivar de duas combinações $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$, sendo λ_J e λ_S as longitudes médias de Júpiter e Saturno, respectivamente, e ϖ_J e ϖ_S as longitudes do pericentro de Júpiter e Saturno.

Encontramos estruturas na ressonância 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$). O ângulo ressonante 5:3 pode ser analisado a partir de três diferentes combinações das longitudes médias e das longitudes do pericentro.

Em nossas análises verificamos a possibilidade de diversos argumentos ressonantes e selecionamos visualmente quais apresentavam estruturas de circulação mais lenta ou libração. À partir desta análise descartamos os argumentos $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_S + \varpi_J$, permanecendo a combinação que insere somente o argumento do pericentro de Saturno para o valor da ressonância 5:3.

No caso da ressonância 7:4 são possíveis quatro argumentos. Os argumentos $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_J$, $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 2.\varpi_S + \varpi_J$ e $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + \varpi_S + 2.\varpi_J$ não apresentaram nenhum tipo de estrutura que identifique a libração ou circulação mais lenta na ressonância de valor 7:4. Apenas o argumento $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_S$ apresentou

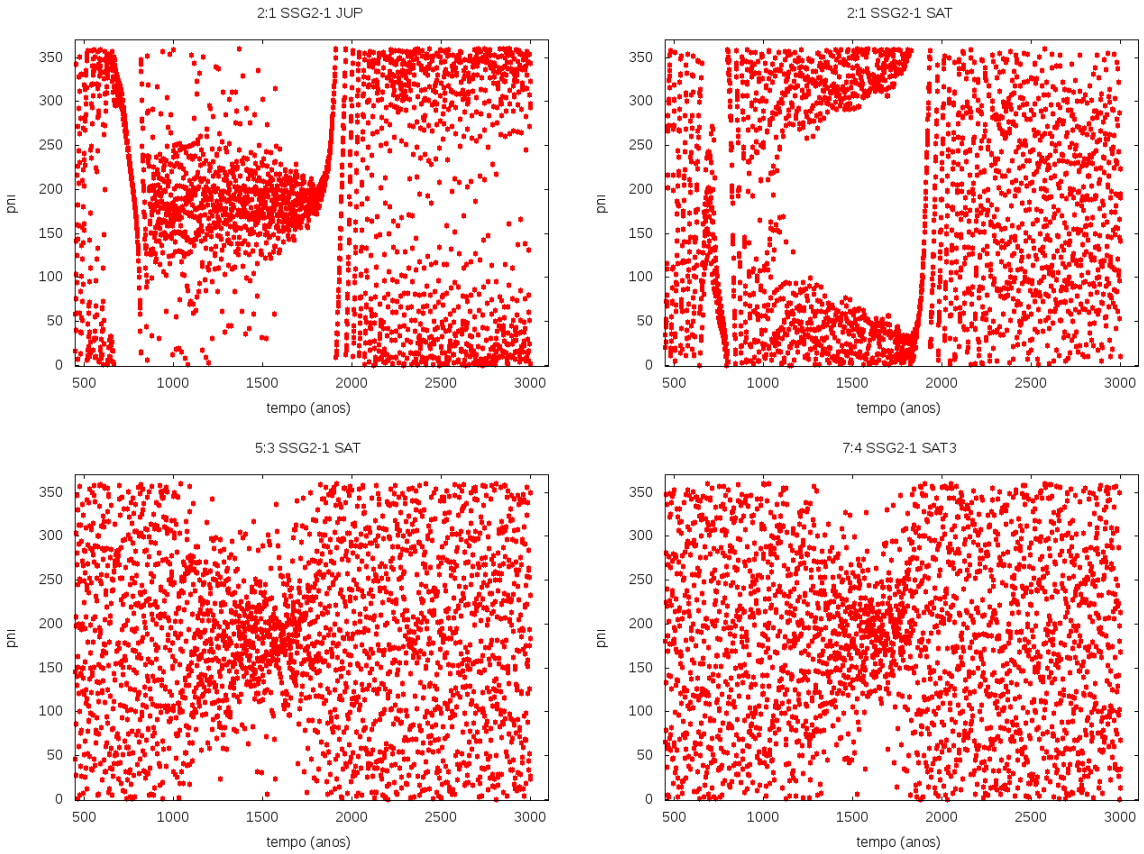

Figura 64: Ângulos ressonantes analisados para o caso SAG1-2. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$) , 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$) e 7:4 ($\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_S$).

arranjos que indicam uma possível libração na ressonância de valor 7:4 no sistema.

Para os dois argumentos da ressonância de valor 2:1 as estruturas que indicam libração e circulação estão evidentes. Vemos que entre 700 e 900 anos os ângulos estão circulando mais lentamente do que no período anterior, indicando que a ressonância está começando a influenciar o sistema. Entre 900 e 1800 anos os gráficos mostram librações na ressonância 2:1. Após 1800 anos há novamente uma circulação mais lenta até aproximadamente 2 mil anos, quando os planetas escapam dessa ressonância. Analisando os dois momentos de transição de circulação para libração, em 800 anos, e o processo inverso, em 1.900 anos, podemos notar que coincidem com os dois picos de excentricidade apresentados no segundo gráfico da Figura 61. Este é um comportamento característico visto que a ressonância que analisamos é do tipo ressonância de excentricidade, ou seja, afeta diretamente esse elemento orbital.

Para a ressonância 5:3 encontramos apenas estruturas de libração entre 1.300 e 1.700 anos e com uma amplitude relativamente alta. Algo similar ocorre na ressonância 7:4, que apresenta estrutura de libração entre 1400 e 1700 anos.

Devido ao passo de saída de dados, que no caso foram 5 anos, temos disponíveis poucos pontos para uma análise mais profunda tanto dos ângulos ressonantes quanto da

evolução dos discos de gás apresentados nos vídeos na seção *Júpiter e Saturno: 1 MMNS* no link:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html. Nesse contexto vemos uma limitação nas análises deste capítulo mas que foram descobertas apenas após as simulações performadas. Todavia é importante salientar que foi possível identificar claros indícios de efeitos ressonantes no sistema associados às ressonâncias 2:1, 5:3 e 7:4.

7.3.2 SAG1-4

No caso SAG1-4 trabalhamos com um disco de gás sem auto-gravidade e viscosidade de 10^{-4}. Sabemos que a viscosidade do disco é importante para a evolução do protoplaneta, mas neste caso queremos analisar especificamente a influência da viscosidade na migração dos planetas gigantes.

Analisamos alguns intervalos de tempo na evolução do disco de gás à partir da Figura 65. Em 505 anos, temos o cenário no momento seguinte em que os planetas começam a sentir a influência do disco de gás. Neste instante notamos o aparecimento de braços espirais e um acúmulo de matéria nas vizinhanças dos dois planetas, similar ao caso SAG1-2.

Em 800 anos, notamos que o disco apresenta uma estrutura distinta do caso anterior, de viscosidade 10^{-2}. Há o aparecimento de um gap em cerca de 2 ua, onde Júpiter iniciou a simulação. O gap apresenta uma largura de aproximadamente 0,5 ua mas notamos que ainda há material do gás na região coorbital. Ademais, notamos um acúmulo assimétrico de material do gás (avermelhado) na região interna a 2 ua. Em 900 e 1 mil anos ainda está presente esse acumula além de um braço espiral saindo do em torno de Saturno.

No instante de 2,5 mil anos o acúmulo assimétrico na região interna do disco não está mais presente, apesar de haver maior densidade de matéria do disco nessa região, a massa de gás apresenta uma estrutura de anéis de densidade uniforme (em vermelho). Esse cenário permanece até o fim da simulação em 3 mil anos. Notamos também em 2,5 mil e 3 mil anos a presença de uma espiral ligando o material acumulado na região de Saturno com o material na vizinhança de Júpiter, similar ao apresentado no caso SAG1-2.

Em 3 mil anos, vemos que o gap aberto por Júpiter chega a aproximadamente 1 ua de largura, e há um maior acúmulo de material do disco próximo da estrela.

As evoluções dos semi-eixos maiores e das excentricidades de Júpiter e Saturno são apresentadas na Figura 66. Entre 500 e 750 anos há uma migração dos dois planetas para dentro sendo de Saturno mais substancial devido a sua massa consideravelmente menor. Após esse período ambos migram para fora onde Júpiter termina a simulação em cerca de 2,5 ua. Saturno migra mais rapidamente para fora e entre 2,7 e 3 mil anos exibe oscilações próximas a 4,5 ua.

A excentricidade de Saturno, gráfico à direita na Figura 66, também apresenta maior variação quando comparado a Júpiter. Observamos que entre 500 e 800 anos a excentricidade aumenta para quase 0,04 e logo em seguida retorna ao valor de cerca de 0,02

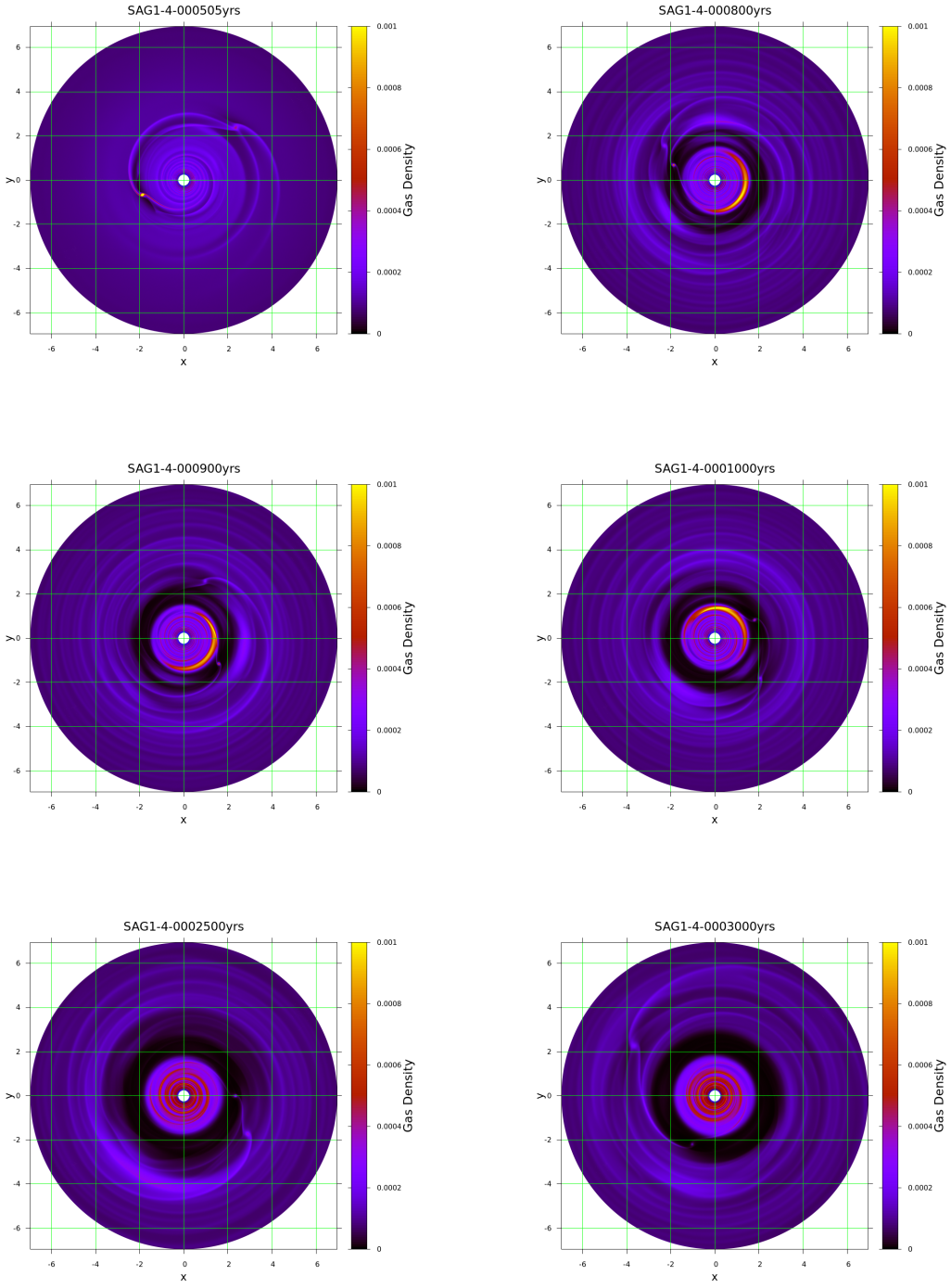

Figura 65: Evolução do disco de gás para o caso SAG1-4. São apresentados os instantes 505, 800, 900, 1 mil, 2,5 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG1-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

até aproximadamente 2,2 mil anos, onde apresenta um grande pico de excentricidade de cerca de 0,05 para Saturno.

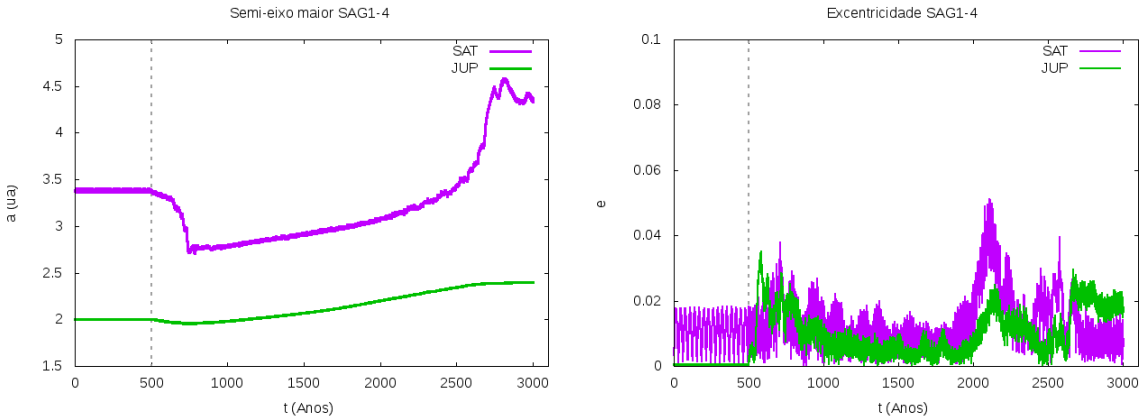

Figura 66: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG1-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno.

Na análise dos torques, Figura 67, novamente as linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco atuando no planeta. A soma dos torques interno e externo estão indicadas pelas curvas verdes. O torque resultante indica o possível sentido de migração dos planetas.

O primeiro gráfico da Figura 67 corresponde aos resultados de Júpiter. Os torques sobre o planeta apresentam poucas variações. Em 500 anos, há uma queda no valor do torque interno e um aumento no valor do torque externo. Após 1 mil anos, o torque total se mantém positivo apesar da grande proximidade com o eixo x em quase toda a extensão do gráfico. O torque total positivo resulta na migração pra fora pelo planeta.

Saturno apresenta uma queda no valor do torque total que permanece negativo entre 500 e 750 anos. Após esse período o torque total chega a ter um pico que encontra o eixo x, que quando comparado com a Figura 66 corresponde com o instante de inversão do sentido de migração de Saturno. Entre 800 e 2,2 mil anos o torque total retorna ao valor negativo e se mantém por esse intervalo, contudo esse resultado não está alinhado com a variação do semi-eixo maior de Saturno. Como vimos anteriormente vários fatores podem contribuir para a migração de um planeta, entre eles o torque com o disco de gás e a interação gravitacional com os outros corpos do sistema. A interação gravitacional entre Júpiter e Saturno pode ter favorecido a migração para dentro de Saturno nesse intervalo de tempo.

Em aproximadamente 2,2 mil anos Saturno apresenta um torque total positivo e novamente uma queda para valores negativos perto do fim da simulação, essas variações rápidas coincidem com as variações do semi-eixo maior após 2,5 mil anos.

Para analisar a influência de ressonâncias na migração dos planetas usamos, primeiramente, a razão dos períodos calculadas a partir da lei de Kepler. Na Figura 68, notamos a permanência da razão dos períodos em torno do valor da ressonância 5:3 entre 700 e

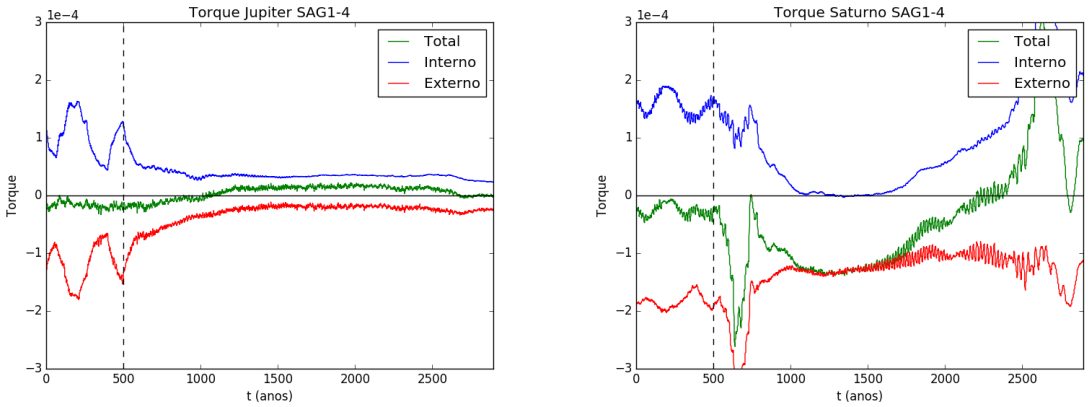

Figura 67: Torques para Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG1-4). A linha vertical tracejada indica o instante de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo.

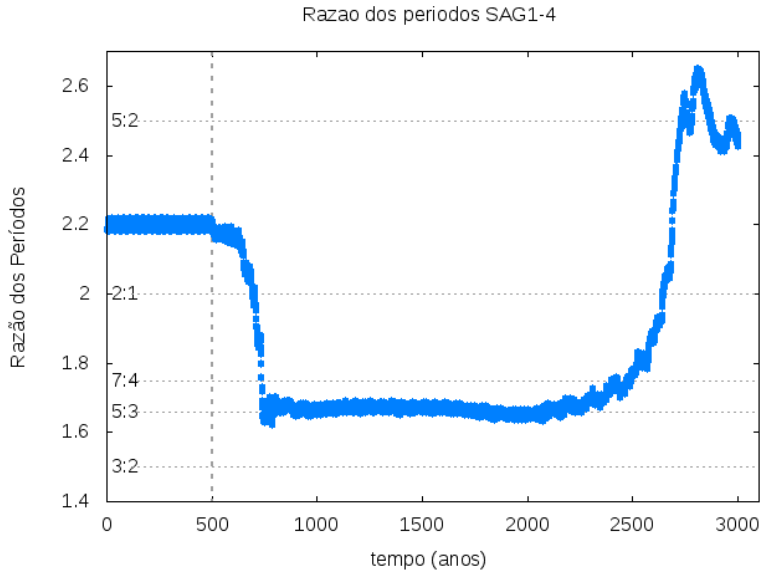

Figura 68: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG1-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

2,3 anos. Após esse intervalo o valor da razão aumenta chegando a oscilar próximo ao valor da ressonância 5:2 no fim da simulação. A razão dos períodos chega a passar pelos valores das ressonâncias 2:1 e 7:4, mas não permanecem nessas regiões.

Para uma análise mais precisa das possíveis ressonâncias, analisamos os ângulos ressonantes, Figura 69. Foram encontradas visualmente estruturas para as ressonâncias 2:1, 3:2, 5:2 e 5:3.

A ressonância 2:1, apresentada na Figura 69, corresponde ao argumento $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$. Como descrito na seção anterior há dois possíveis argumentos para a res-

sonância 2:1 mas neste caso apenas o argumento que utiliza o termo de longitude do pericentro de Saturno apresentou estruturas. Neste caso há formações que indicam uma possível libração entre aproximadamente 800 e 2 mil anos. No período entre 2,6 mil e 2,7 mil anos vemos estruturas de uma circulação mais lenta. Quando comparamos com a Figura 68 vemos que o período onde as estruturas de circulação mais lenta aparecem, correspondem aos instantes que a curva da razão dos períodos corta a região de ressonância 2:1.

A ressonância 3:2 possui dois argumentos, $\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$. No caso SAG1-4 o argumento que utiliza o termo do pericentro de Saturno apresentou libração no intervalo 1,5 mil e 1,9 mil anos. Na análise das ressonâncias usando os períodos, Figura 68, a curva não atinge o valor de ressonância 3:2 pois nos cálculos de razão dos períodos não é considerado a longitude do pericentro. A análise dos resultados utilizando os ângulos ressonantes apresentam uma maior precisão na identificação das ressonâncias.

A ângulo ressonante 5:2 pode ser obtido através de quatro combinações: $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$, $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_S$, $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J + \varpi_S$ e $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + 2.\varpi_S$. As estruturas encontradas no fim da simulação correspondem ao primeiro argumento, $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$. Vemos que em cerca de 2,7 mil anos há uma circulação mais lenta até o fim da simulação.

Também identificamos estruturas referentes a circulação mais lenta para a ressonância 5:3 usando três diferentes cálculos para o argumento. Utilizando o argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$, a Figura 69 apresenta circulação lenta em dois intervalos de tempo, entre 600 e 1,1 mil anos e novamente entre 2 mil e 2,4 mil anos.

Para o argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$ conseguimos identificar novamente a circulação mais lenta nos dois instantes, entre 600 e 1,1 mil anos e entre 2 mil e 2,4 mil anos.

No caso do argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$ encontramos uma estrutura que pode indicar libração. Entre 700 e 2 mil anos o ângulo ressonante indica libração no intervalo de 100 a 250 graus. Após 2 mil anos, o ângulo circula de forma mais lenta até aproximadamente 2,4 mil anos. Na Figura 68, notamos a razão dos períodos permanece nesta ressonância por um longo intervalo de tempo porém na análise do ângulo ressonante o efeito da ressonância não é tão intenso quanto se supunha.

Os picos de excentricidades, mostrados em cerca de 2 mil anos na Figura 66, coincidem com a saída da libração da ressonância 5:3 para a circulação mais lenta, como mostrada na Figura 69. Como estamos trabalhando com ressonâncias de excentricidade, uma de suas características é justamente a influência na excentricidade dos planetas.

Notamos que há uma mudança no comportamento da migração dos planetas gigantes comparado com o caso SAG1-2. Vemos que enquanto no caso SAG1-2 Júpiter não chega a inverter o sentido de migração e Saturno apresenta uma pequena variação no sentido, o caso SAG1-4 apresenta uma grande migração para fora dos dois planetas.

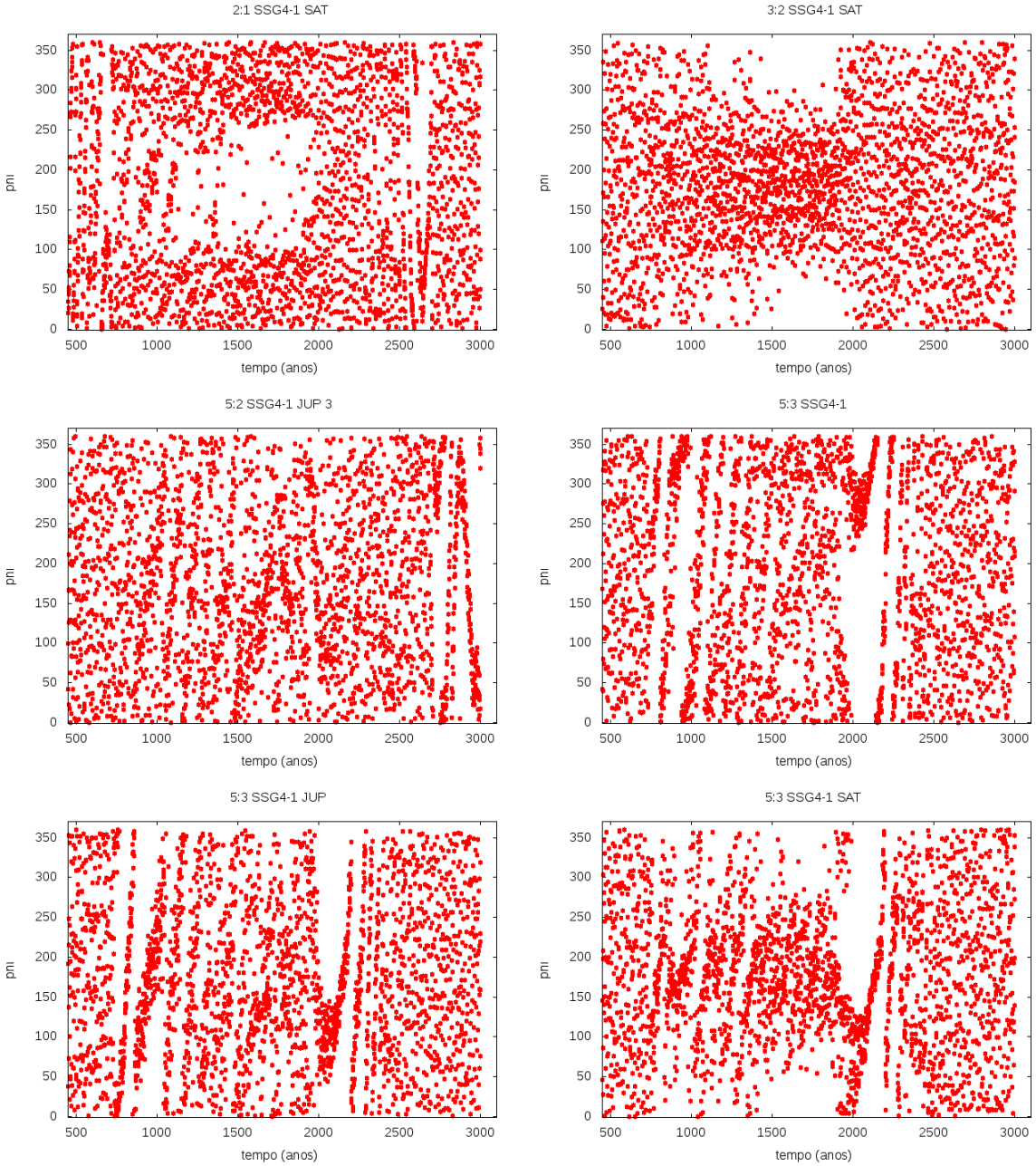

Figura 69: Ângulos ressonantes analisados para o caso SAG1-4. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$) e 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$, $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$, $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$).

A estrutura do disco de gás, dos dois casos analisados, apresentam um acúmulo de material perto da estrela porém no caso com menor viscosidade vemos que o gap aberto por Júpiter apresenta uma maior largura comparado ao caso com viscosidade mais alta.

7.3.3 CAG1-2

Além da viscosidade a auto-gravidade do disco de gás pode modificar o cenário de migração dos planetas gigantes. O caso CAG1-2 refere-se a um disco de gás com auto-

gravidade e viscosidade de 10^{-2}.

Na Figura 70 podemos examinar diversos instantes da evolução do disco de gás. Em 505 anos apresentamos o cenário logo após os planetas começarem a sentir a influência do disco de gás. Notamos a existência de um acúmulo de material ao redor dos dois planetas e o aparecimento de braços espirais induzidos pelos planetas.

Em 800 anos podemos notar a abertura de um gap na região coorbital a Júpiter. Ademais vemos que, neste caso, tanto Júpiter quanto Saturno ainda acumulam material do disco nas suas vizinhanças. Verificamos também um grande braço espiral unindo o material de Saturno com o de Júpiter e seguindo espiralando até o centro do sistema.

Em 1 mil anos a quantidade de massa ao redor de Saturno sofreu uma redução e a espiral de densidade de gás que ligava os dois planetas desaparece. Contudo a parte interna próxima ao Sol acumulou mais material do disco.

No fim da simulação, a 3 mil anos, Saturno apresenta três braços espirais, um lingando com o material externo, outro na região do gap e um terceiro de encontro a Júpiter. Nota-se que o gap coorbital a Júpiter permanece com uma largura próxima a 0,6 ua entre 800 e 3 mil anos mas há um deslocamento do gap para fora. Uma parte do material do disco pode ter escoando pelo gap devido a influência de Saturno no disco externo.

Na Figura 71 vemos as evoluções dos semi-eixos maiores e das excentricidades de Júpiter e Saturno. Durante os primeiros 500 anos, o disco sente as forças do sistema mas os planetas não sentem o disco de gás. Após os 500 anos vemos que tanto Júpiter quanto Saturno migram para dentro. A migração de Saturno é mais substancial, saindo de 3,4 ua chegando a aproximadamente 2,8 ua em 900 anos. Júpiter, em cerca de 750 anos, muda o sentido de migração enquanto Saturno só inverte o sentido em aproximadamente 1,1 mil anos.

Ao fim da simulação, em 3 mil anos, Saturno chega a aproximadamente 3,5 ua e Júpiter a 2,5 ua.

O movimento de migração apesar de grande não possui flutuações apresentando uma evolução suave, bem comportada em ambos os planetas.

No caso das excentricidades, à direita na Figura 71, vemos grandes variações entre 700 e 1,4 mil anos. Podemos destacar dois grandes picos de excentricidade, o primeiro em aproximadamente 700 anos, tanto Júpiter quanto Saturno apresentam um aumento substancial no valor de suas excentricidades, chegando próximo a 0,03 pra Júpiter e 0,04 pra Saturno mas em seguida há uma queda em ambos os valores. No segundo pico, Saturno chega a aproximadamente 0,075, muito acima de todos os valores ao longo da simulação. Apesar das variações Saturno finaliza a simulação com excentricidade oscilando próximo a 0,02 e Júpiter a 0,018.

Na Figura 72 podemos analisar os torques do disco agindo tanto em Júpiter, à esquerda, quanto em Saturno, À direita. Em 500 anos podemos ver que o torque total aplicado a Júpiter é negativo, levando a migração pra dentro do sistema. Em aproximadamente 700 anos vemos o aumento do torque para valores positivos no mesmo momento em que há a

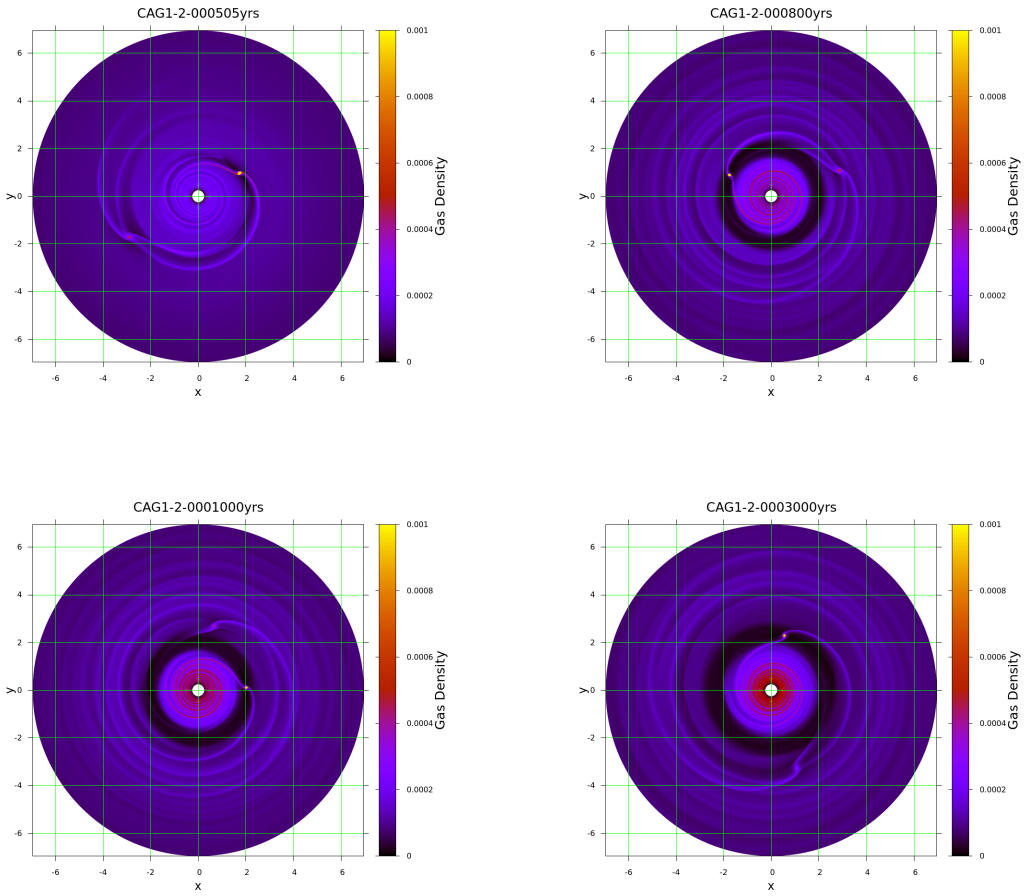

Figura 70: Evolução do disco de gás para o caso CAG1-2. São apresentados os instantes 500, 800, 1 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG1-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

inversão no sentido de migração do planeta.

A atuação do torque em Saturno é mais intenso. Em 500 anos há uma grande queda no módulo do torque, coincidindo com a migração rápida para dentro de Saturno. Em aproximadamente 900 anos há o aumento do torque acima do eixo x. Apesar de apresentar um pico próximo de 1 mil anos após esse aumento o valor do torque total parece se manter constante até o fim da simulação, apenas em 2,4 anos há uma pequena queda no no torque externo mas não parece afetar o torque total.

Para analisar os possíveis efeitos de ressonâncias no sistema, analisamos primeiramente a razão dos períodos de Júpiter e Saturno usando a lei dos períodos de Kepler.

Na Figura 73 apresentamos tracejado cada ressonância analisada, em azul temos a razão dos períodos de Júpiter e Saturno. Podemos notar que próximo do valor da ressonância 2:1 há um proeminência na curva azul, indicando mais pontos nessa região, ou seja, houve um momento onde os planetas estariam sob influência da ressonância 2:1.

Na ressonância 5:3 o tempo de permanência foi mais logo, no intervalo entre 1 mil e

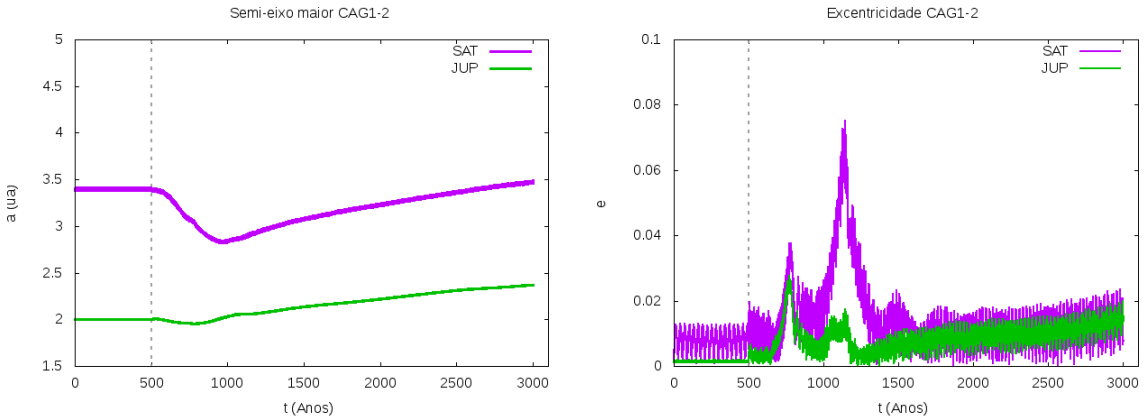

Figura 71: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG1-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referente ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referente a Saturno.

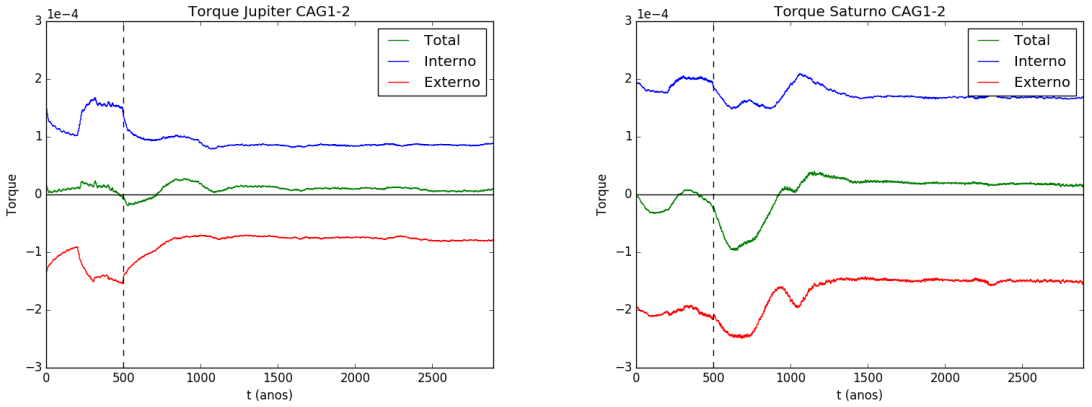

Figura 72: Torques para Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de gás de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG1-2). A linha vertical tracejada indica o instante de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo.

1.200 anos, após esse tempo os planetas seguem para a ressonância 7:4 onde permanecem quase até o fim da simulação, onde parecem, novamente, estar avançando para valores acima destes.

Utilizando os ângulos ressonantes para analisar as possíveis ressonâncias que influenciam o sistema. Encontramos estruturas nas ressonâncias 2:1, 5:3 e 7:4, apresentadas na Figura 74.

O primeiro gráfico é referente a ressonância 2:1 para o argumento $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$. Nota-se que entre 700 e 800 anos parece haver uma estrutura de libração que se assemelha com o abaloado neste mesmo intervalo de tempo na Figura correspondente à razão dos períodos, Figura 73.

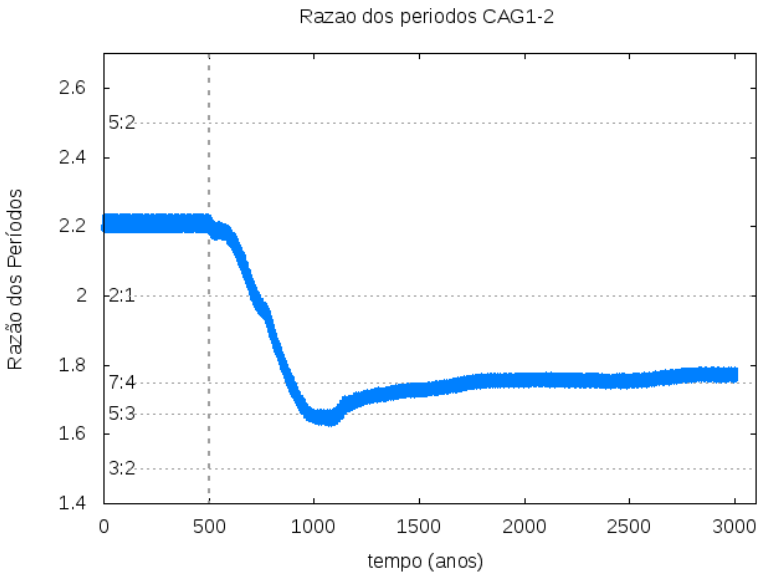

Figura 73: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG1-2. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

A ressonância 5:3, de argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$, apresenta uma estrutura de libração entre 900 e 1,1 mil anos. Após 1,1 mil anos até aproximadamente 1,3 mil anos vemos uma estrutura de circulação lenta. Novamente vemos que isso corrobora o intervalo encontrado na Figura 73.

Vemos que os dois pontos de libração referentes a ressonância 2:1 e 5:3 correspondem aos dois picos de excentricidades apresentados na Figura 71 nos instantes 900 e 1,1 mil anos, o que nos permite concluir que a ao passar para a libração os planetas tendem a aumentar as suas excentricidades. Outra vez, esse comportamento é esperado visto que lidamos com ressonâncias do tipo excentricidade.

Em aproximadamente 1.700 anos, os gráficos inferiores da Figura 74 apresentam uma nova estrutura de libração referente a ressonância 7:4 para os argumentos $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + \varpi_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_J$. Após esse período vemos uma circulação bem lenta e em seguida um pouco mais rápida até o fim da simulação.

Comparando com o caso sem auto-gravidade vemos que a introdução de auto-gravidade no sistema influencia para a inversão do sentido de migração dos planetas pra dentro. Uma análise comparativa da migração planetária de todos os casos será feita mais detalhadamente adiante.

A evolução do disco se assemelha ao caso SAG1-2, contudo apresenta mais massa ao redor da estrela ao fim da simulação.

Vale ressaltar que para a análise das ressonâncias tivemos uma certa dificuldade devido a pouca quantidade de pontos devido a saída de dados muito espaçadas com o tempo, o que pode desencadear em falsas estruturas. É necessário uma análise criteriosa dos resultados obtidos.

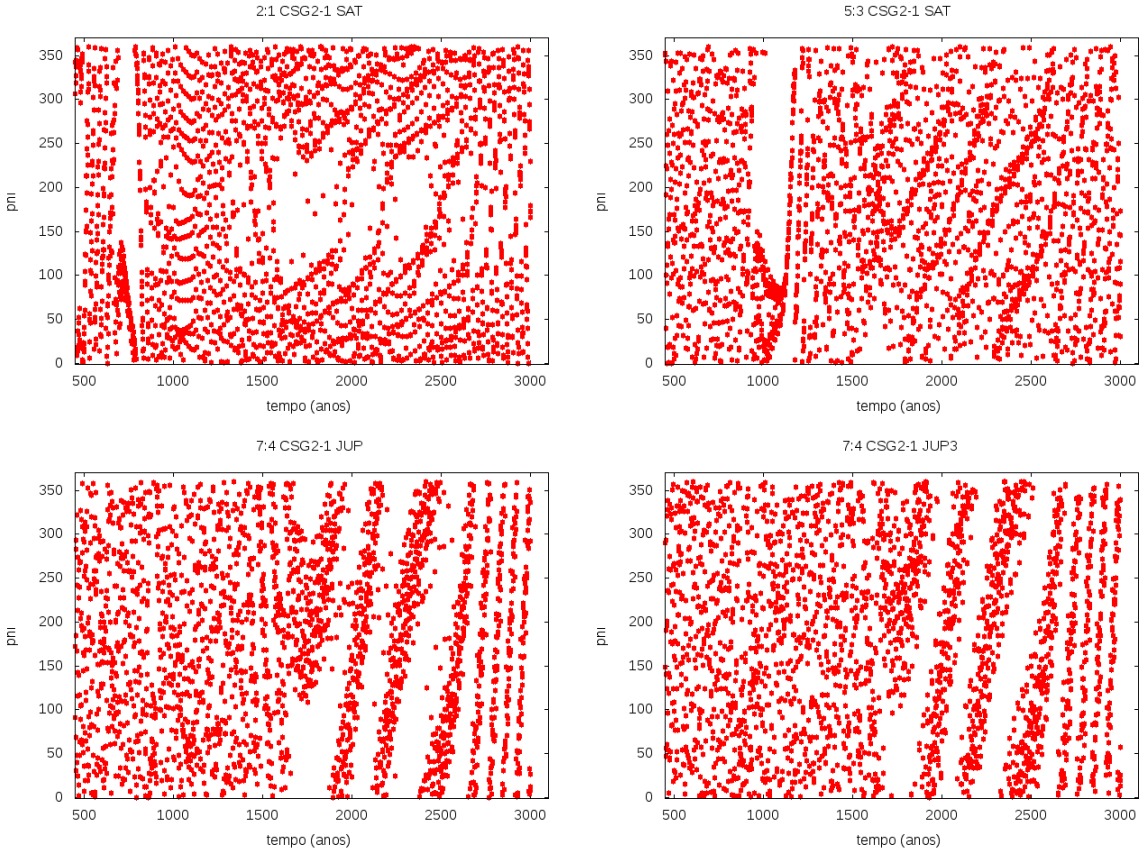

Figura 74: Ângulos ressonantes analisados para o caso CAG1-2. São consideradas as ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$) e 7:4 ($\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + \varpi_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 4.\lambda_J - 7.\lambda_S + 3.\varpi_J$).

7.3.4 CAG1-4

Neste trabalho analisamos os resultados para dois valores de viscosidade nas nossas simulações. O caso CAG1-4 refere-se a um disco com auto-gravidade e viscosidade de 10^{-4}.

Na Figura 75, visualizamos alguns instantes de tempo da evolução do disco de gás. Em 505 temos o primeiro resultado após o momento em que os planetas começam a sentir a influências do disco de gás. Neste instante já conseguimos identificar um gap na região coorbital a Júpiter. Também vemos duas estruturas assimétricas de acúmulo de material do gás (em vermelho), uma no disco interno próximo a estrela central e outra estrutura de densidade externa a Júpiter. Saturno apresenta braços espirais, sendo um dos braços em uma das estruturas de densidade (em vermelho) alta de gás.

Em 800 anos, Saturno mantém braços espirais e no disco mais interno, a massa de gás se apresenta de maneira mais uniforme que no instante anterior. No instante de 900 anos, o braço espiral de Saturno reduziu o valor da densidade de gás, não apresentando mais a estrutura avermelhada próxima ao planeta. Em 1 mil anos, o cenário é similar ao gráfico anterior. Em 2 mil anos, vemos que o gap antes coorbital a Júpiter aumentou a largura se aproximando da região onde Saturno está. No fim da simulação, em 3 mil anos, o gap

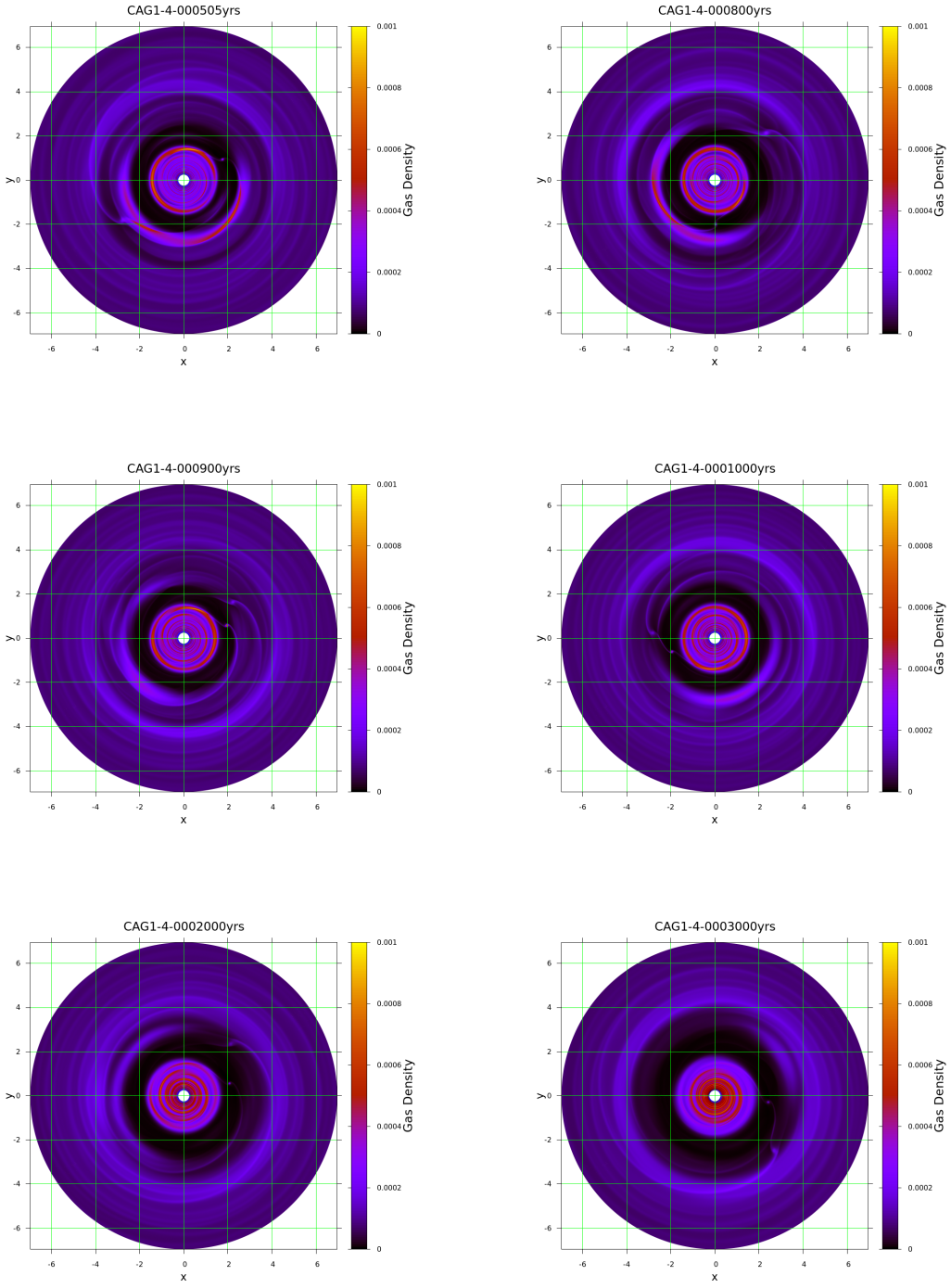

Figura 75: Evolução do disco de gás para o caso CAG1-4. São apresentados os instantes 505, 800, 900, 1 mil, 2,5 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG1-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

engloba toda a região de Júpiter e Saturno, o material antes presente parece se concentrar mais no centro do sistema.

Na Figura 76 apresentamos a evolução dos semi-eixos maiores e das excentricidades

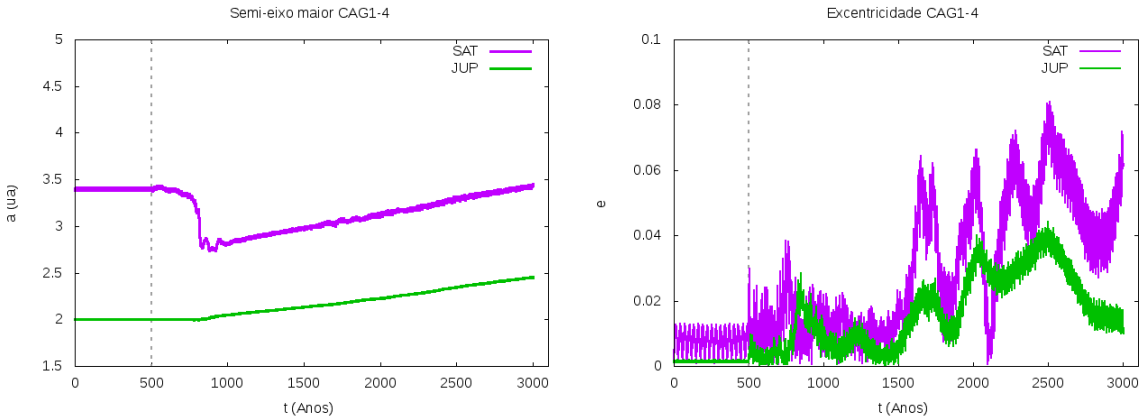

Figura 76: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG1-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referente ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referente a Saturno.

de Júpiter (em verde) e Saturno (em roxo). Este caso apresenta grandes diferenças nos resultados comparados ao caso CAG1-2.

No caso CAG1-4, Júpiter não apresenta uma migração significativa para dentro enquanto Saturno, em aproximadamente 800 anos, migra rapidamente para dentro. Entre 900 e 1 mil anos Saturno permanece librando em cerca de 2,7 ua. Após esse período Júpiter e Saturno parecem manter um movimento ordenado de migração para fora. Em 3 mil anos Júpiter alcança 2,5 ua e Saturno 3,4 ua.

As excentricidades dos planetas gigantes apresentam valores altos, principalmente após 1.500 anos. Júpiter chega a atingir uma excentricidade de aproximadamente 0,04 em 2,6 mi anos e termina a simulação com um valor de excentricidade média de 0,015 A variação de excentricidade continua maior no caso de Saturno, devido a sua menor massa. Em 2,6 mil anos a excentricidade chega a aproximadamente 0,08 e termina a simulação com o valor de aproximadamente 0,07.

Novamente as trocas de energias causada pelos torques do disco de gás podem expor o comportamento da migração dos planetas. Na Figura 77 temos os torques referentes a Júpiter e Saturno durante todo o período integrado na simulação. Júpiter apresenta um valor de torque total negativo mas muito próximo de zero até cerca de 750 anos, após esse período o torque se torna positivo com um pequeno pico em aproximadamente 900 anos. Novamente o valor tende a ficar muito próximo do eixo x até o fim da simulação.

Saturno apresenta um comportamento mais complexo. O planeta apresenta uma grande queda no valor do torque total entre 650 e 850 anos. Em cerca de 900 anos o torque total e o torque externo tornam-se positivo e com um alto valor. O torque externo oscila entre valores positivos e negativo até cerca de 2,1 mil anos, então retorna para valores negativos. Todavia, o torque total permanece positivo até 3 mil anos.

Examinamos, primeiramente, a influência de possíveis ressonâncias pela razão dos

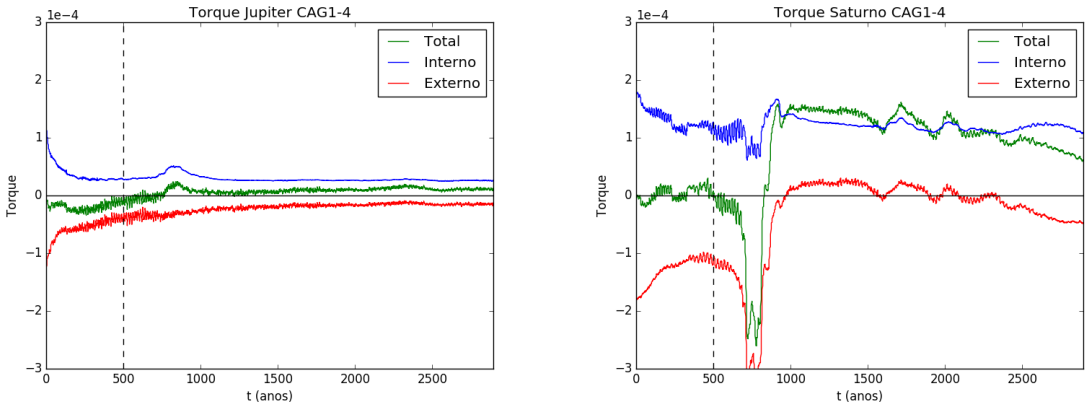

Figura 77: Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 1 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG1-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. As linhas azuis indicam o torque do disco interno ao planeta e as linhas vermelhas indicam o torque externo do disco. As curvas verdes indicam a soma dos torques interno e externo.

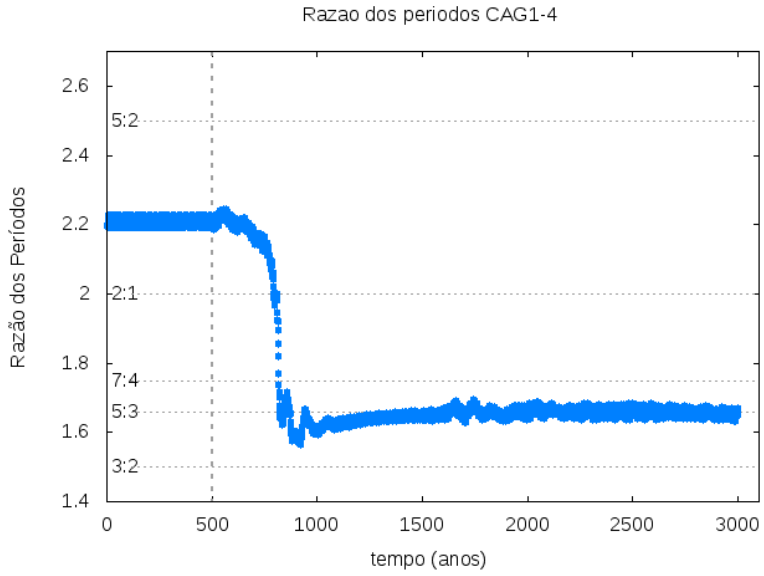

Figura 78: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG1-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

períodos dos planetas. Nossos resultados mostram que a ressonância mais proeminentes encontrada nos casos CAG1-4 foi a 5:3.

Próximo a ressonância 2:1 vemos um abaloado indicando que houve a permanência por um curto período de tempo nessa razão.

No caso do valor de ressonância 5:3 a curva alcança este valor em cerca de 1.200 anos e permanece até o fim da simulação.

Para uma análise mais precisa das possíveis ressonâncias que afetam o sistema, avaliamos o ângulo ressonante. Na Figura 79, selecionamos os valores de ressonância que

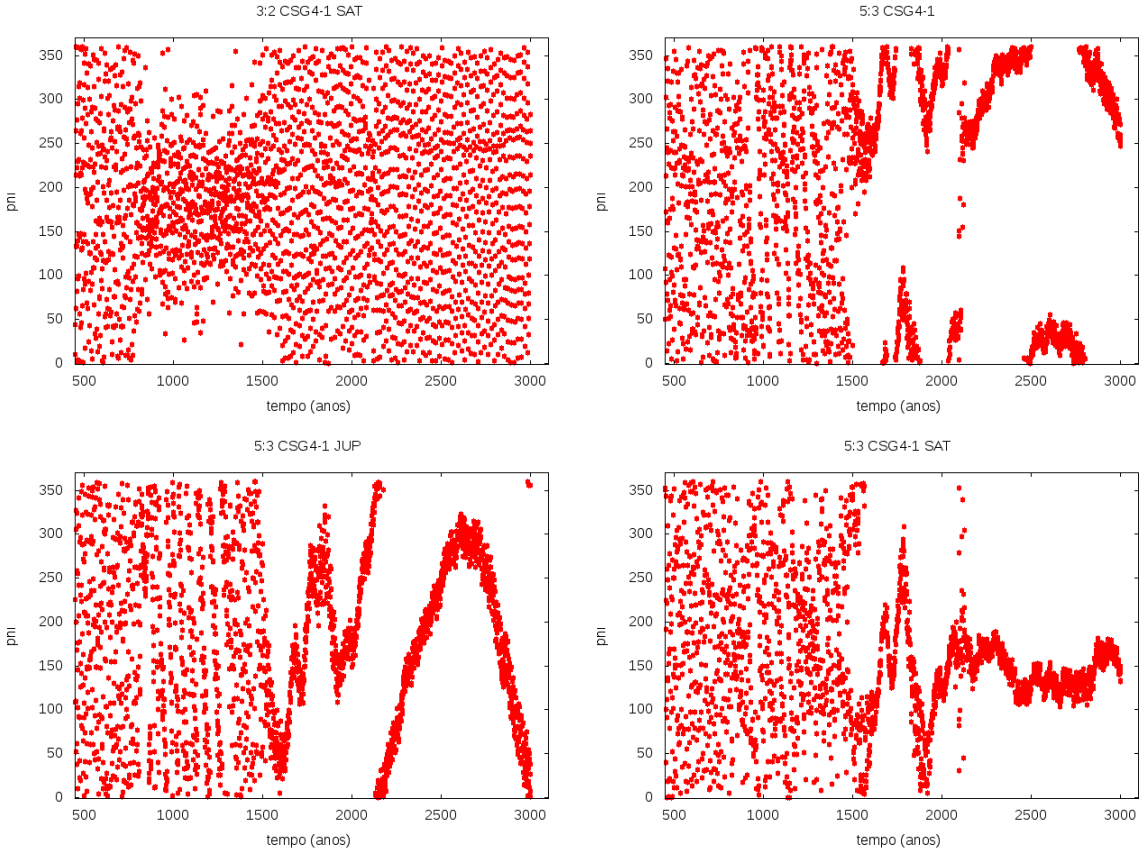

Figura 79: Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG1-4. São encontradas as ressonâncias, 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$), 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$ $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$).

apresentaram alguma estrutura de libração ou circulação, à partir da análise visual de diversos argumentos ressonantes.

Apesar de não detectada na análise das razões de período o primeiro gráfico mostra uma estrutura de libração entre 750 e 1.500 anos para a ressonância 3:2, de argumento $\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$. Em 750 vemos na Figura de excentricidade,76, que há uma elevação no valor para 0,04 para Saturno, ou seja, coincide com o início da influência da ressonância 3:2.

Para o caso da ressonância 5:3, encontramos estruturas de circulação e libração para os argumentos: $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$, $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$ e $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$.

O segundo gráfico superior, 79, referente ao argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$ apresenta à partir de 1.500 anos estruturas correspondentes a libração. Recordando que a ressonância 5:3 também foi identificada na análise das razões do período. No caso do argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J$, a estrutura apresentada entre 1.500 anos e 2.500 anos assemelha-se a circulação lenta. Para o argumento $\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_S$, observamos estruturas bem definidas de libração no mesmo período dos argumentos anteriores.

Neste caso vemos então a influência tanto do torque atuante do disco no planeta quanto

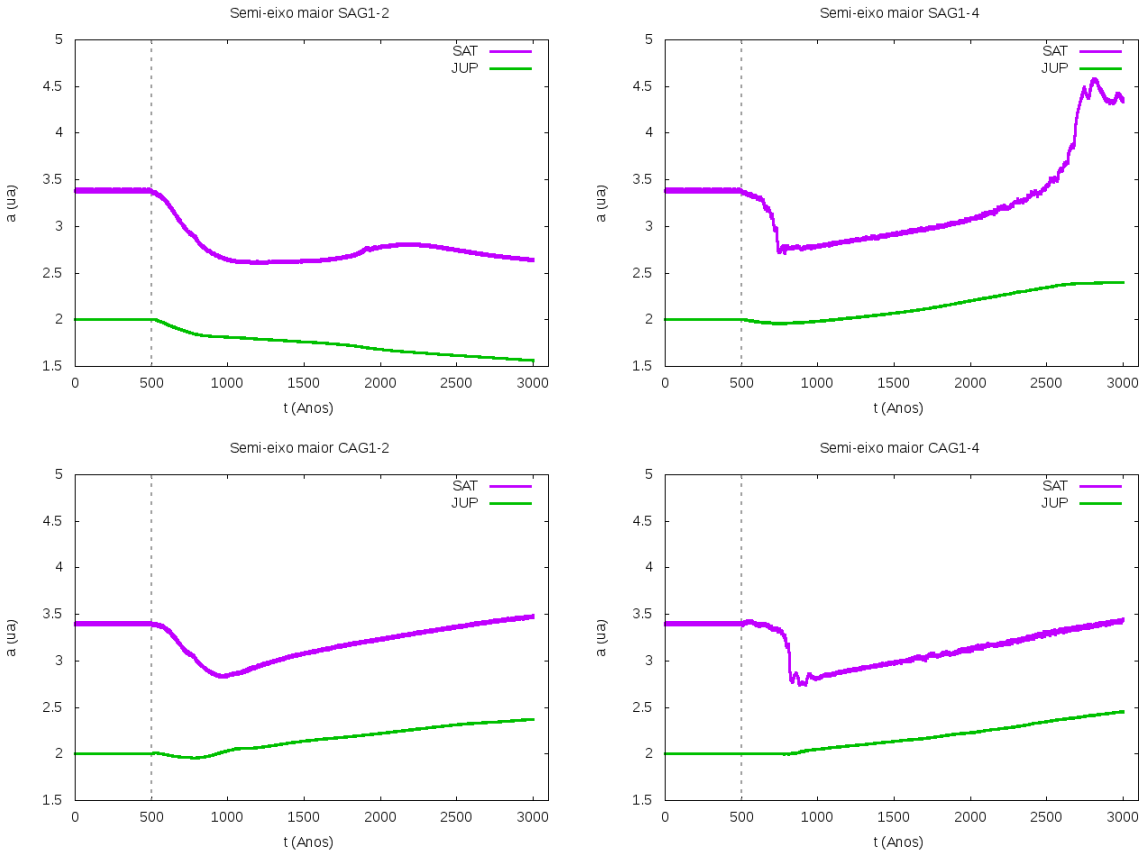

Figura 80: Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter (verde) e Saturno (roxo). Nos painéis superiores é apresentado os casos sem gravidade, SAG1-2 e SAG1-4. Nos painéis inferiores temos os casos com auto-gravidade, CAG1-2 e CAG1-4.

das cadeias de ressonância nos movimentos de migração dos dois planetas. Vemos que a excentricidade varia muito quando comparado aos outros casos. Todavia, o cenário de migração parece promissor em reproduzir o movimento do Grand Tack.

A evolução do disco, nesse cenário mostrou, a abertura de um gap de largura maior que 1 ua, e novamente um acúmulo de material no centro do disco.

7.3.5 COMPARAÇÕES

O principal objetivo deste capítulo é avaliar a influência da auto-gravidade e da viscosidade do disco na migração planetária. Na Figura 80 é apresentada a evolução dos semi-eixos maiores dos casos simulados com a massa inicial do disco igual a 1 MMNS.

Nos painéis superiores da Figura 80 temos os dois casos sem auto-gravidade, à esquerda temos o caso SAG1-2, com viscosidade 10^{-2}, e à direita temos o caso SAG1-4, com viscosidade 10^{-4}.

Analisando primeiramente a influência da viscosidade do disco de gás nesses dois casos sem auto-gravidade vemos que a baixa viscosidade do caso SAG1-4 parece favorecer a velocidade da migração no caso de Saturno e a inversão no sentido de migração no caso de Júpiter. Vemos que no caso SAG1-2, Júpiter migra apenas para dentro, o que não re-

produz em nenhum momento o modelo do *Grand Tack*. Saturno no caso SAG1-2 inverte o sentido de migração porém termina a simulação ainda com um valor de semi-eixo maior muito abaixo do valor atual de 9,5 ua. A baixa viscosidade do caso SAG1-4 parece ter favorecido o vínculo entre os dois planetas devido a capturas em ressonâncias de movimento médio, fazendo com que ambos migrem para fora acoplados até o momento do rompimento das ressonâncias.

Comparamos o efeito da viscosidade nos dois casos com auto-gravidade, CAG1-2 e CAG1-4, painéis inferiores da Figura 80. Assim como nos casos sem auto-gravidade os casos com viscosidade 10^{-4} apresentam um comportamento com pequenas oscilações nos semi-eixos maiores dos planetas, enquanto nos casos com viscosidade 10^{-2} as variações de curto período não aparecem, mantendo um comportamento suave durante as simulações. A princípio a baixa viscosidade no disco de gás permite uma flutuação rápida nos valores do semi-eixo maior dos planetas. Em geral, os dois cenários, CAG1-2 e CAG1-4, são muito similares no processo de migração, a auto-gravidade parece reduzir o efeito provocado pela diferença entre as viscosidades.

Em seguida vamos analisar a influência da auto-gravidade no processo de migração. Analisando os casos SAG1-2 e CAG1-2, vemos que no início da simulação de ambos há migração para dentro para Júpiter e mais rapidamente para Saturno. Contudo, o caso com auto-gravidade facilita a inversão do sentido de migração dos dois planetas, sendo que o caso de Júpiter no contexto sem auto-gravidade no disco, não possibilita a migração para fora.

Analisando a influência da auto-gravidade nos casos SAG1-4 e CAG1-4, a auto-gravidade parece amortecer o movimento de Saturno. No fim da simulação no caso SAG1-4, há uma oscilação no valor do semi-eixo maior de Saturno, essa variação não é encontrada no caso de CAG1-4. Isso ocorre em função da manutenção da ressonância entre Júpiter e Saturno no caso com auto-gravidade (CAG1-4), enquanto que a ressonância é rompida no caso sem auto-gravidade (SAG1-4).

Além disso, os valores finais do semi-eixo maior de Saturno é menor para o caso com auto-gravidade. O mesmo não ocorre para Júpiter, que apresenta um comportamento muito similar em ambos os casos.

A auto-gravidade no disco de gás parece influenciar a evolução dos planetas de maneira similar a viscosidade. Pelas simulações realizadas, podemos conjecturar que, para que ocorra a reversão na migração de Júpiter, fazendo com ele migre para fora, é necessária uma viscosidade baixa e/ou então, que sejam computados os efeitos da auto-gravidade do disco de gás na simulação.

7.4 5 MMNS

Os parâmetros do disco de gás são determinantes para a evolução dos planetas imersos. Um dos parâmetros que exploramos neste trabalho é a massa total do disco. Nesse

segundo conjunto de casos utilizamos um disco de gás com massa de 5 MMNS. Nesse cenário exploramos dois valores de viscosidades, 10^{-2} e 10^{-4}, e a influência da auto-gravidade do disco de gás na evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno, totalizando 4 simulações com a massa de gás de 5MMNS.

Na seção *Júpiter e Saturno: 5 MMNS* exposta no link:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html
apresentamos vídeos da evolução do disco de gás de todos os casos performados com massa de 5 MMNS.

7.4.1 SAG5-2

O primeiro caso explorado nesse conjunto é o SAG5-2. Neste caso utilizamos um disco de gás sem auto-gravidade e com viscosidade de 10^{-2}.

Na Figura 81 podemos visualizar alguns instantes da evolução do disco de gás de 5MMNS para o caso SAG5-2. Novamente foi adotado a densidade do gás em unidades do código, onde 10^{-3} equivale a $8,9 \times 10^4\ kg.m^{-2}$. Diferente do caso de 1 MMNS, cuja a escala ia até 0,001 unidades do código, a escala de cores no caso de 5 MMNS vai até 0,003 unidades do código.

O primeiro gráfico da Figura 81 é referente a primeira saída de dados com os planetas inicializados no sistema, 505 anos. Até este momento o disco era influenciado pela presença dos planetas mas o oposto não ocorria. Nesse instante observamos a abertura de um gap na região coorbital a Júpiter e braços espirais saindo dos dois planetas, sendo que um dos braços está conectando Júpiter e Saturno. Perto da estrela está localizado uma grande quantidade de material do gás. Nota-se também um acúmulo de material nas vizinhanças de Júpiter e Saturno, por mais que os planetas não estejam acretando material, a força gravitacional atrai o material do disco para essas regiões no entorno.

Em 700 anos, Júpiter migra para dentro se aproximando muito da estrela, de forma que próximo da estrela há um novo gap coorbital a Júpiter. Saturno também migra pra dentro até cerca de 2 ua, porém a massa de Saturno não suficientemente grande para abrir um gap na região coorbital. Não é possível ver braços espirais saindo de Júpiter, no entanto Saturno continua apresentando dois braços espirais, um na direção externa do disco e outro na direção ao Sol.

Em 1 mil anos Saturno migra no sentido da estrela mantendo dois braços espirais de maior densidade (em vermelho). O disco nesse instante não apresenta ondas de densidade e a distribuição de material do disco parece uniforme conforme se afasta da região onde os planetas se localizam. O cenário em 1,5 anos é muito similar ao anterior, contudo parece haver um aumento na região do gap coorbital a Júpiter e um deslocamento para fora. Perto da estrela há um aumento de material do disco.

Em 2 mil anos podemos notar uma redução do material na vizinhança da estrela. Júpiter e Saturno também parecem ter migrado para a direção externa do disco. Ao fim da simulação, em 3 mil anos, vemos que o material acumulado ao redor da estrela diminui

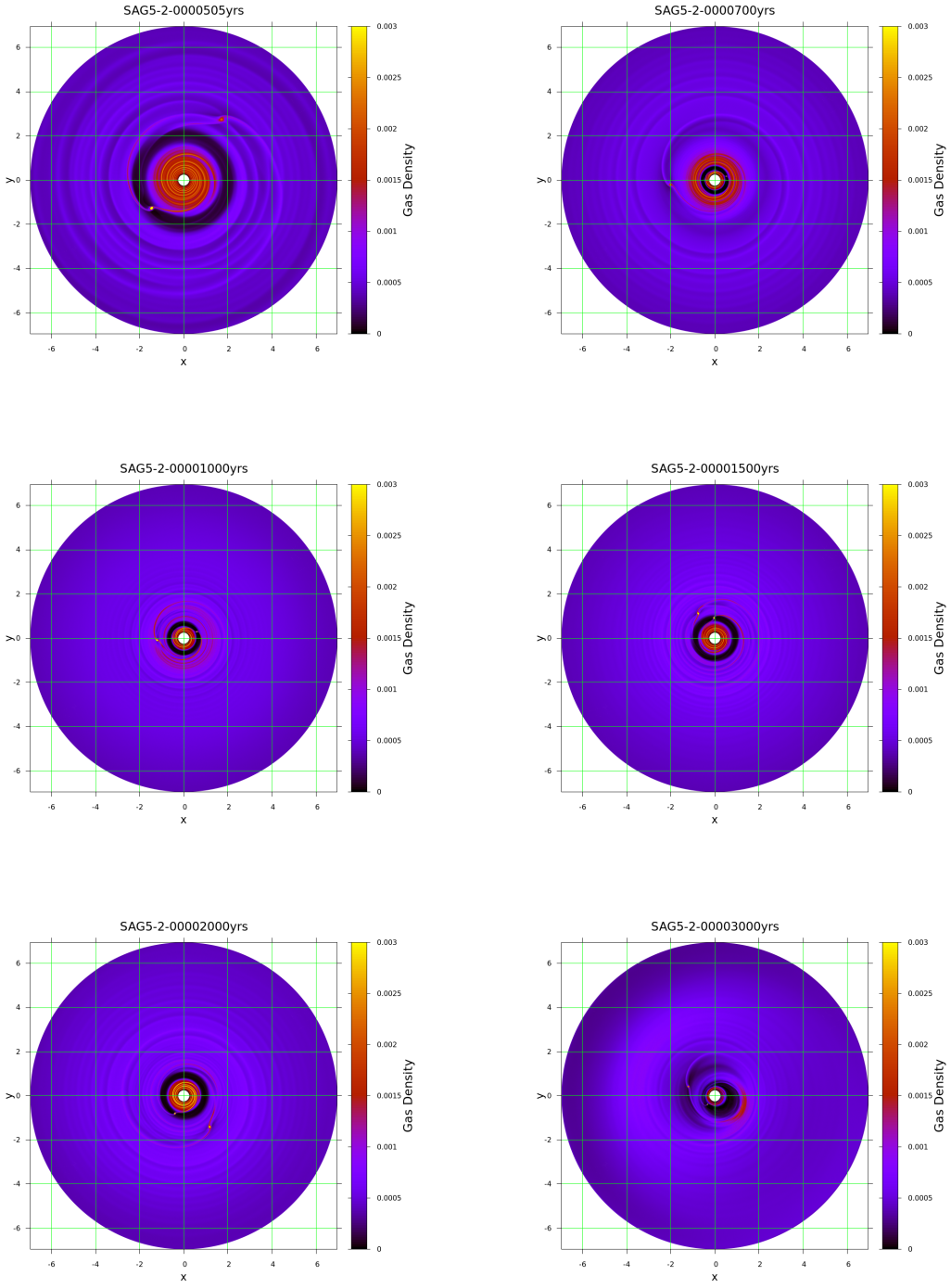

Figura 81: Evolução do disco de gás para o caso SAG5-2. São apresentados os instantes 505, 200, 1 mil, 1,5 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG5-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html

consideravelmente e a região um pouco mais externa a esse material apresenta um gap assimétrico. A região coorbital a Saturno apresenta uma baixa densidade mas não o bastante para abrir um gap na região.

Todo o processo de migração indicado na discussão da Figura 81 fica mais claros na Figura 82. Júpiter (em verde) apresenta uma migração significativa para dentro logo no início da simulação, permanecendo num platô abaixo de 1 ua por cerca de 200 anos. Após 700 anos, Júpiter inicia a migração para fora mas lentamente. Em 2,1 anos há um aumento substancial, chegando a um pico de cerca de 2,4 ua mas novamente migrando para dentro após o pico, finalizando a simulação no semi-eixo maior a aproximadamente 0,5 ua.

Saturno (em roxo) também apresenta uma migração rápida para dentro no início da simulação até aproximadamente 750 anos, chegando ao semi-eixo maior de 0,9 ua. Entre 750 e 2 mil anos, Saturno migra para fora mas sempre oscilando. Em cerca de 2,4 mil anos atinge um pico de 4 ua e inicia uma migração novamente no sentido da estrela central, finalizando a simulação em cerca de 1,4 ua.

As excentricidades dos dois planetas se mantém abaixo de 0,5 até aproximadamente 2,3 mil anos onde Saturno atinge cerca de 0,37. Em 2,7 mil anos, Júpiter atinge um pico de excentricidade de 0,3. Ao fim da simulação Júpiter oscila próximo ao valor de 0,11 e Saturno 0,08.

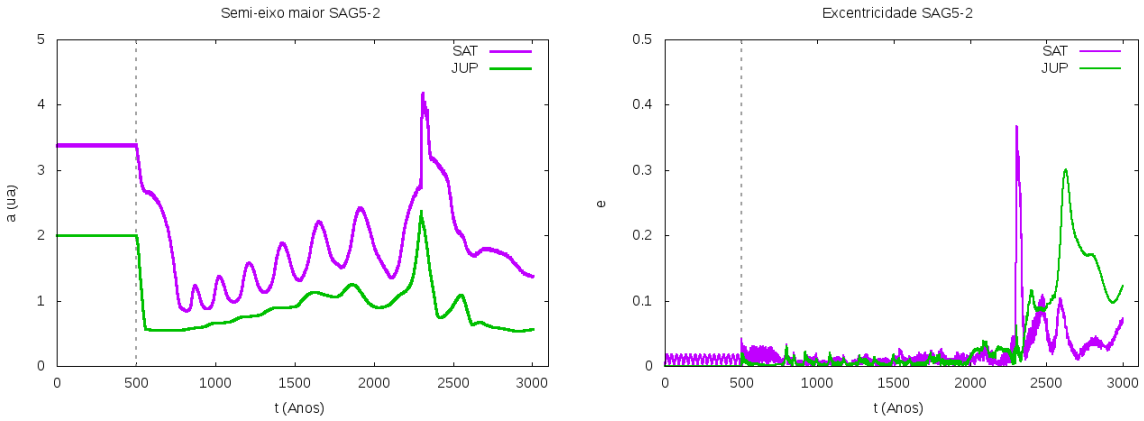

Figura 82: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de gás de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG5-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno.

Para analisar a influência do disco na migração dos planetas analisamos os torques atuantes, visto na Figura 83. No gráfico a esquerda temos a evolução dos torques atuantes em Júpiter. Vemos inicialmente que o torque total (curva verde) é negativo, o que colabora para a migração em direção a estrela. Em cerca de 700 anos vemos que a curva cruza o eixo x para valores positivos, e se mantém próximo ao eixo até aproximadamente 2,1 mil anos. Após 2 mil anos o valor do torque atinge um pico e logo em seguida há uma grande queda no valor total, tornando o torque total negativo novamente. Em cerca de 2.450 anos o torque se torna positivo novamente mas oscilando até o fim da simulação. Em todos os momentos o torque total confere com o sentido da migração de Júpiter apresentado pela evolução do semi-eixo maior.

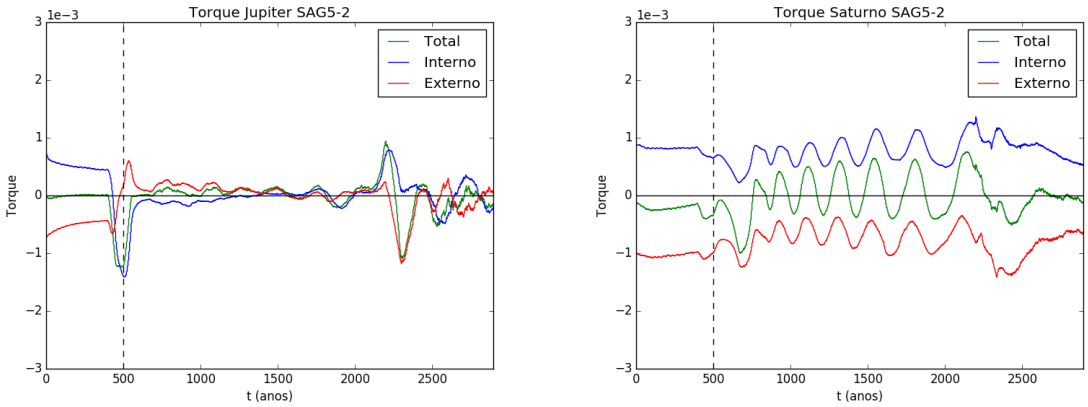

Figura 83: Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG5-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta.

O torque total de Saturno também apresenta uma queda no início da simulação mas em cerca de 800 anos o torque total se torna positivo. Até cerca de 2,3 mil anos o torque oscila num intervalo bem definido entre valores positivos e negativos de torque. Após esse período há uma queda no valor do torque total mas que logo aumenta novamente permanecendo próximo do eixo até o fim da simulação.

Para encontrar possíveis ressonâncias analisamos, primeiramente, a razão dos períodos de Júpiter e Saturno. No cálculo da razão dos períodos utilizamos apenas a lei dos períodos de Kepler, onde consideramos apenas o movimento médios dos planetas nos cálculos, desconsiderando as longitudes do pericentro.

Na Figura 84 vemos uma grande oscilação nos valores da razão dos períodos e nenhuma continuidade nas ressonâncias indicadas. Como Júpiter se aproxima muito da estrela o seu período tem valores muito pequenos o que faz com que a razão dos períodos em alguns momentos extrapole o limite de 4,5 ua indicado no gráfico.

Para uma análise mais precisa das ressonâncias presentes no sistema utilizamos a variação do ângulo ressonante (φ). Nesse caso encontramos estruturas muito fracas, Figura 85. Na ressonâncias 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$) não encontramos nenhuma estrutura de libração e circulação.

Na ressonância 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) encontramos um indicativo de circulação lenta mas muito fraca entre 1 mil e 2 mil anos.

Comparando o resultado de SAG5-2 com o de SAG1-2, vemos que o caso de 5 MMNS favorece uma migração para dentro comparado ao caso de 1 MMSN. Ademais o sistema apresentado em SAG5-2 apresenta mais oscilações nos valores de semi-eixo maior no decorrer da simulação e parece não favorecer a ressonância entre os planetas.

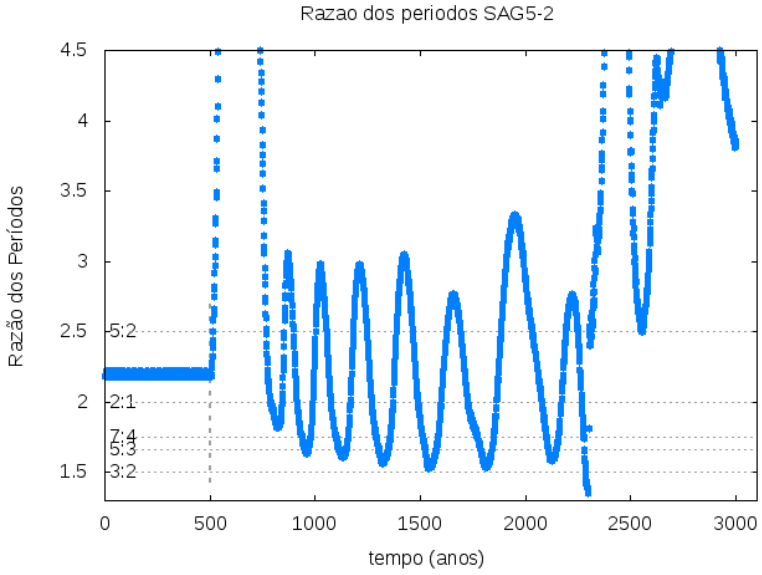

Figura 84: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG5-2 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

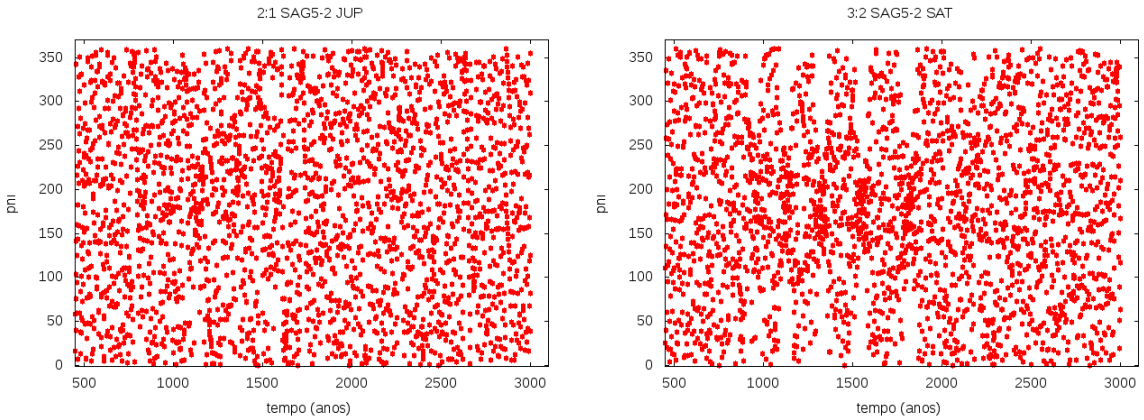

Figura 85: Ângulo Ressonante analisados para o caso SAG5-2. O caso 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$) é um exemplo dos resultados que não apresentam qualquer indicação de ressonância. Na ressonância 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) encontramos uma estrutura de circulação lenta.

7.4.2 SAG5-4

No caso SAG5-4 utilizamos um disco de gás sem auto-gravidade e viscosidade de 10^{-4}.

Podemos analisar à partir da Figura 86 alguns intervalos de tempo na evolução do disco de gás. No instante de 505 anos temos o cenário logo após os planetas começarem a sentir a influência do disco. Há a abertura de um gap na região coorbital a Júpiter e próximo ao planeta vemos uma região de acúmulo de matéria do disco de forma assimétrica. Um pouco mais externo ao gap temos Saturno, com braços espirais pouco densos. É possível notar um grande acúmulo de material do disco perto da estrela.

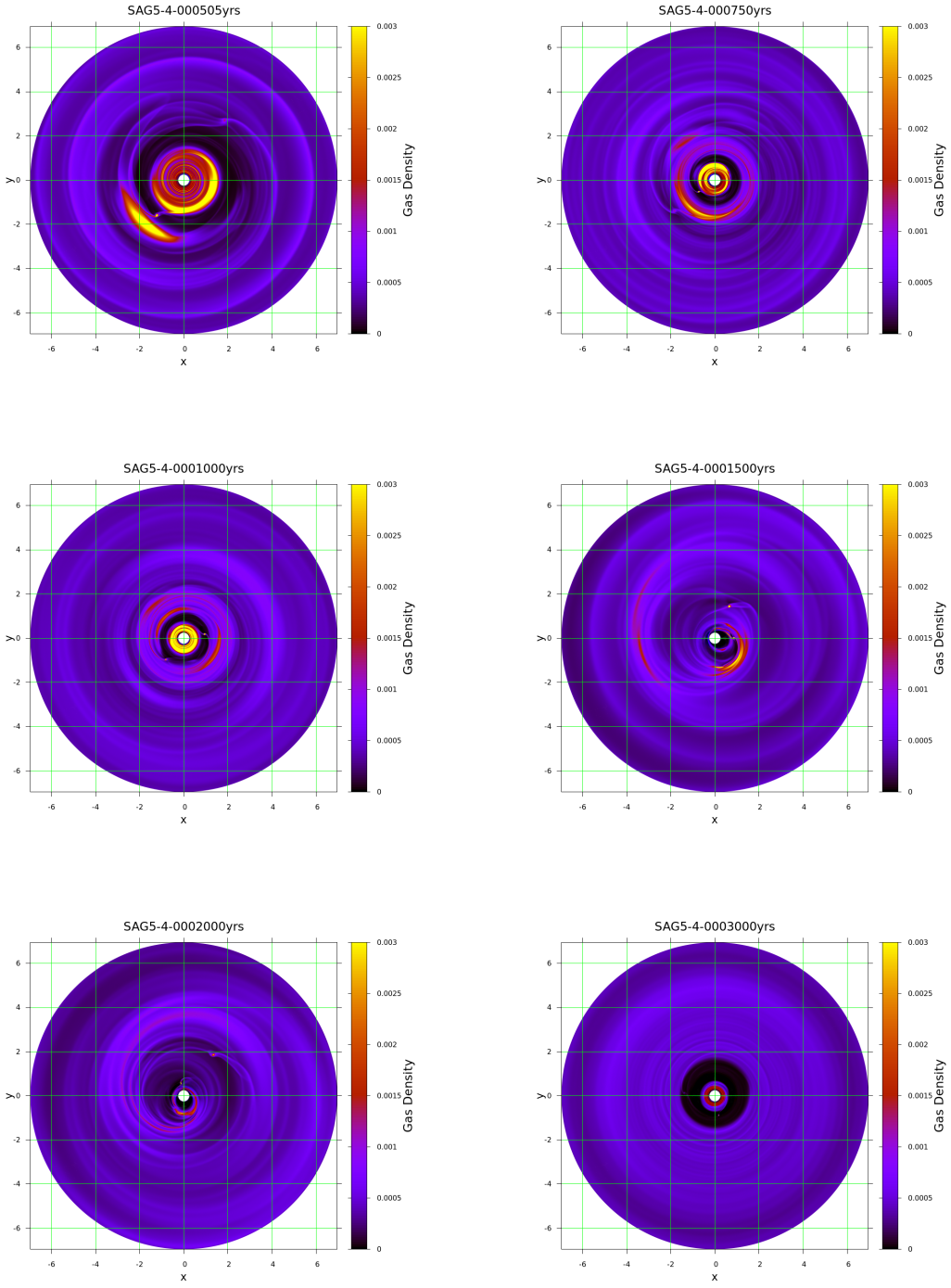

Figura 86: Evolução do disco de gás para o caso SAG5-4. São apresentados os instantes 505, 750, 800, 1,5 mil, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG5-4 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html

Em 750 anos, o disco tem uma distribuição de massa do gás mais uniforme na região externa a Saturno. Em 1 mil anos o material do disco mais próximo a estrela apresenta uma redução. Saturno neste instante parece ter migrado no sentido da estrela muito pró-

ximo a Júpiter.

Em 1,5 mil anos o material acumulado no centro do sistema desapareceu por quase completo deixando um gap assimétrico e um material acumulado na região externa a Júpiter. Em 2 mil anos há poucas regiões com densidade alta e Saturno se localiza mais externo que nos frames anteriores. Ao fim da simulação, em 3 mil anos, temos um gap chegando a quase 2 ua e não é possível ver o acúmulo de material na região próxima aos planetas.

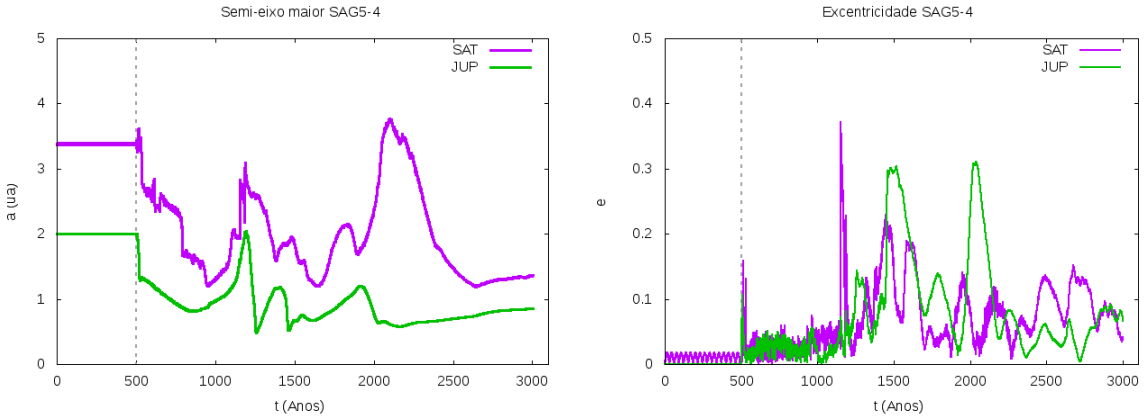

Figura 87: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG5-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno.

Na Figura 87, vemos as evoluções dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno no caso SAG5-2. Nota-se um comportamento desordenado em sua totalidade porém quando comparamos os dois planetas, as variações dos semi-eixos maiores parecem coordenadas entre eles.

As excentricidades também apresentam um comportamento conturbado com grandes oscilações. Saturno chega a atingir 0,35 de excentricidade enquanto Júpiter apresenta por duas vezes picos próximos a 0,3.

Analisando a influência dos torques atuantes do disco nos planetas, na Figura 88, vemos que o torque total aplicado em Júpiter fica muito próximo do eixo, apenas em cerca de 1,3 mil anos há uma queda no valor do torque total que corrobora o menor valor de semi-eixo maior de Júpiter encontrado na Figura 87.

No gráfico referente ao torque aplicado a Saturno, vemos uma variação entre valores positivos e negativos do torque total em quase toda a simulação. Apenas após 2,5 mil anos o torque total se aproxima do eixo, chegando a zero.

Os planetas parecem estar em um movimento coordenado na evolução do semi-eixo maior, por isso analisamos a possibilidade de ressonância. Usamos primeiramente a razão dos períodos para analisar as possíveis ressonâncias.

Analisando a Figura 89 vemos que a curva da razão dos períodos do caso SAG5-4

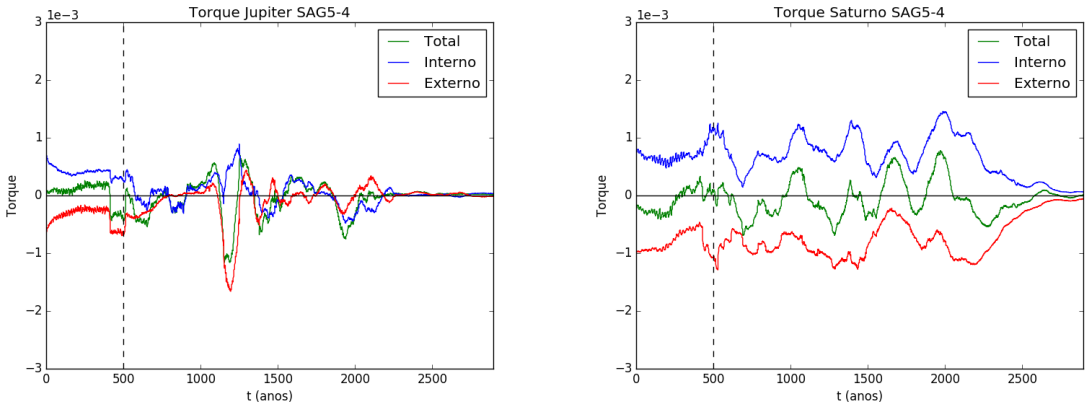

Figura 88: Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (SAG5-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta.

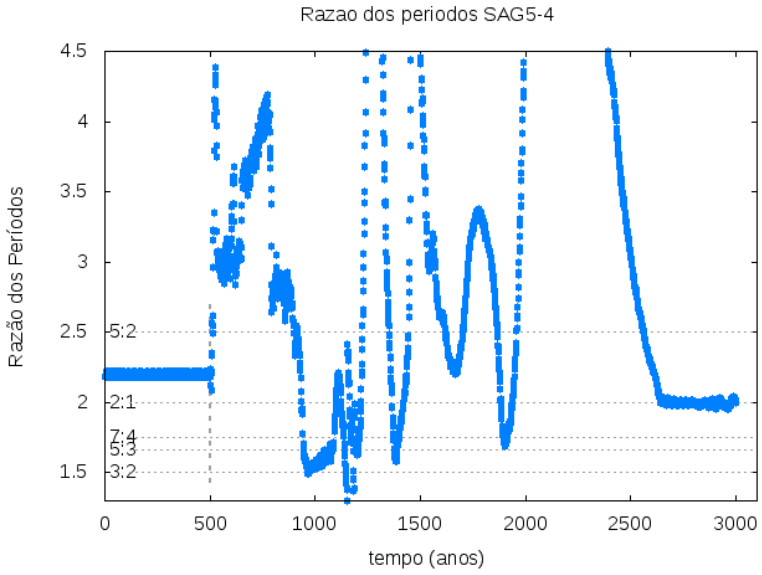

Figura 89: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso SAG5-4 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

passa por diversas ressonâncias. No instante de 1 mil anos a curva permanece por um curto período de tempo na ressonância 3:2. Nos instantes finais da simulação, entre 2,6 mil e 3 mil anos, a curva se mantém na ressonância 2:1

Verificamos essas ressonâncias à partir do ângulo ressonante (φ). Apenas a ressonância 2:1 apresentou uma circulação mais lenta próximo a 2,5 mil anos e após esse período libração para os dois argumentos, $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$. A libração na ressonância 2:1 permanece até o fim da simulação, em 3 mil anos.

Os dois torques, Figura 88, são quase iguais a zero entre 2,5 mil anos e 3 mil anos entretanto os planetas mantém a migração para fora nesse intervalo, como mostrado na

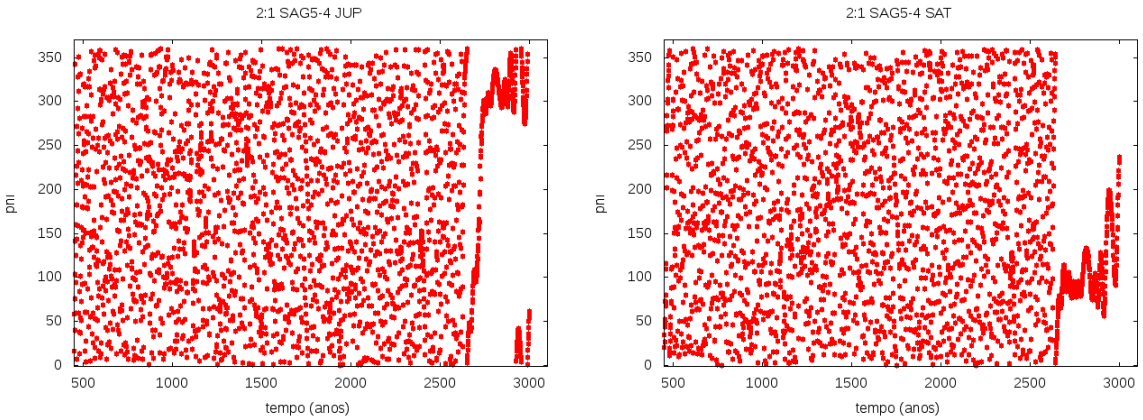

Figura 90: Ângulo Ressonante analisados para o caso SAG5-4. São encontradas as ressonâncias 2:1 de argumentos $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$.

Figura 87. A ressonância entre Júpiter e Saturno parece conduzir esse movimento de migração dos planetas.

7.4.3 CAG5-2

Nesta seção, analisaremos o primeiro caso desse conjunto com a influência da autogravidade do disco de gás. O caso CAG5-2 refere-se a um disco de gás com viscosidade de 10^{-2} e massa do disco de 5 MMSN.

Na Figura 92 exploramos vários instantes da evolução do disco de gás. O primeiro frame apresenta o disco no tempo 525, vemos neste caso uma grande quantidade de material no centro do disco próximo a estrela. Notamos que Júpiter iniciou a abertura do gap mas ainda há material coorbital do disco de gás. Uma segunda região de baixa densidade pode ser identificada entre as órbitas de Júpiter e Saturno.

Em 545 anos, Júpiter já removeu o material coorbital, formando um gap assimétrico. Nas vizinhanças externas ao gap vemos acúmulo de material do disco. Na vizinhança da estrela a quantidade de material aumenta ainda mais.

No instante de 600 anos, O gap coorbital a Júpiter apresenta um aumento em sua largura. Os planetas parecem acumular mais material do disco em seu entorno mesmo não podendo acretar esse material.

No instante de tempo de 810 anos a configuração do disco de gás muda bastante quando comparado aos instantes anteriores. A região do gap, coorbital a Júpiter, volta a ser preenchida por material do disco, apenas uma região próxima de Júpiter apresenta lacunas no material do disco. A região entorno de Júpiter apresenta um grande acúmulo de gás (em amarelo) e há um braço de espiral com grande densidade que se aproxima de Saturno, que também acumula material do disco em sua vizinhança (em vermelho).

Avançando para o instante de 1615 anos, a estrutura do disco se modifica novamente, apresentando um gap assimétrico próximo a estrela central. Há um braço espiral muito denso e de grande largura e podemos identificar um dos planetas com grande massa (em

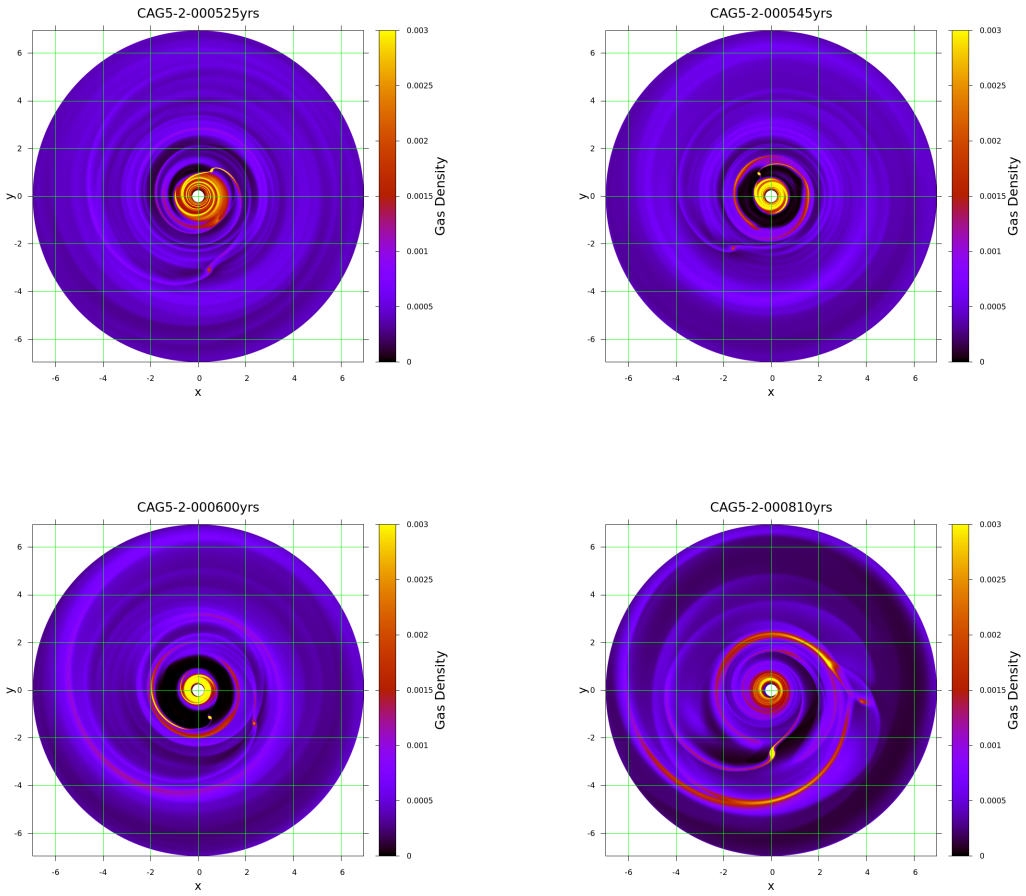

Figura 91: Evolução do disco de gás para o caso CAG5-2. São apresentados os instantes 505, 545, 600, e 810 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html

amarelo). Nos frames seguintes, 1620, 1625, 1630 conseguimos analisar a trajetória do planeta em amarelo. O planeta se aproxima do braço espiral de alta densidade, acompanha por um curto período de tempo a rota percorrida pela espiral e se desprende depois de cerca de 10 anos arrancando uma parte do material acumulado no braço espiral.

Em 2 mil e 2,5 mil anos vemos que o braço espiral mais denso se desloca mais para o centro do sistema, e o planeta em amarelo não mantém todo o material que acumula quando encontra o braço espiral.

Podemos analisar as variações dos semi-eixos maiores de ambos os planetas à partir da Figura 93. Como nos outros casos analisados, vemos uma migração para dentro tanto de Júpiter quanto de Saturno no início da simulação. Em aproximadamente 550 anos, a migração para dentro é interrompida e o sentido de migração se inverte. Em cerca de 800 anos há um pico dos valores dos semi-eixos maiores dos dois planetas, Júpiter atinge 2,5 ua e Saturno cerca de 4,4 ua. Após esses picos os valores dos semi-eixos maiores voltam a decair mas oscilando entre migração para fora e para dentro do sistema. Apesar de uma

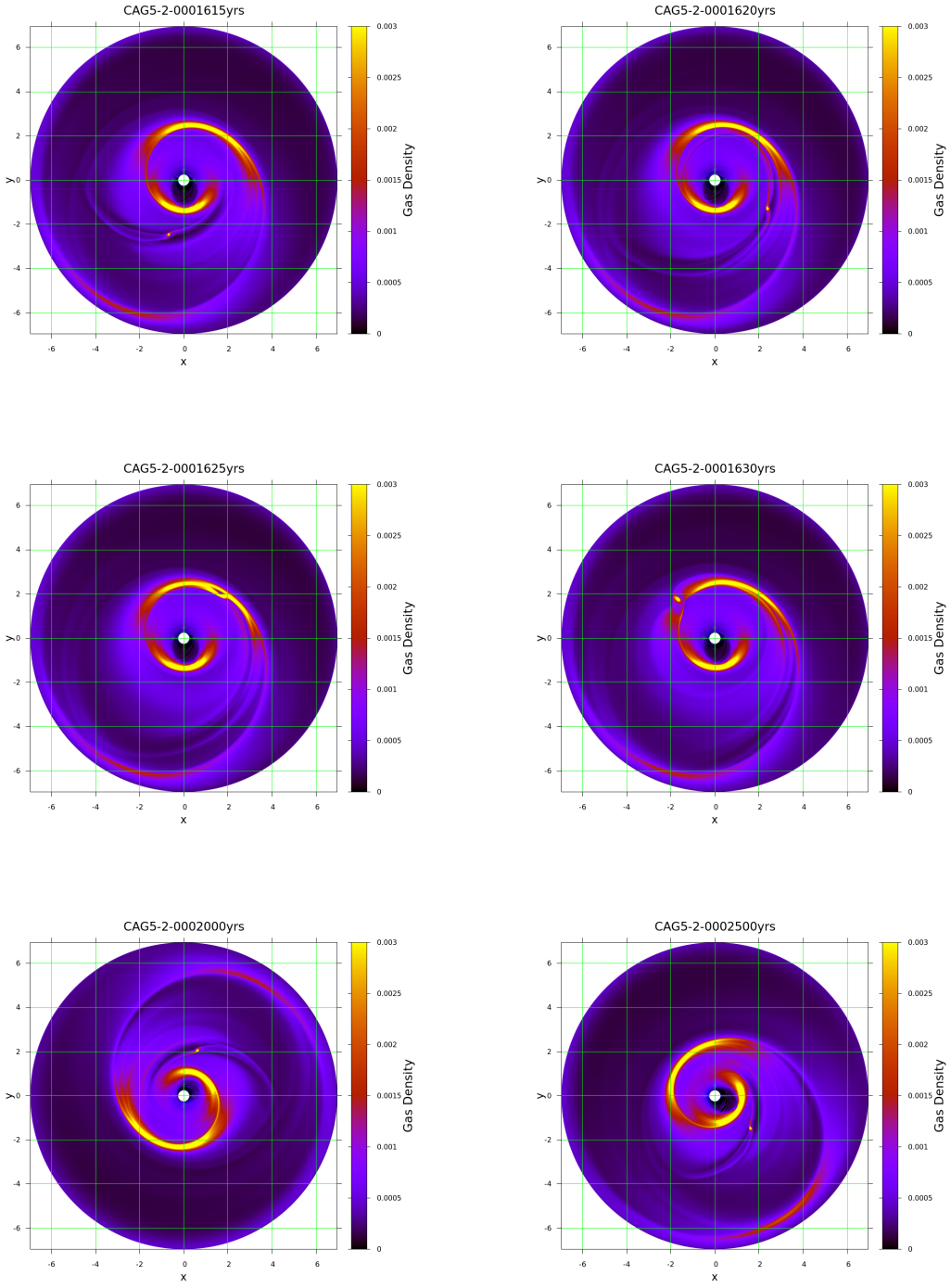

Figura 92: Evolução do disco de gás para o caso CAG5-2. São apresentados os instantes 1.615, 1.620, 1.625, 2.630, 2 mil e 3 mil anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-2 pode ser visto em: https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

configuração aparentemente desordenada entre os planetas parece haver um movimento coordenado que pode ser decorrente a alguma ressonância.

As excentricidades também apresentam um comportamento conturbado. Os valores

crescem bastante com Júpiter atingindo um pico de 0,33 e Saturno 0,28. Vale destacar neste caso que Júpiter variou mais sua excentricidade quando comparado a Saturno, efeito que não acorreu em outros casos. Saturno devido a sua massa menor tende a se movimentar mais facilmente mas neste caso temos um cenário invertido.

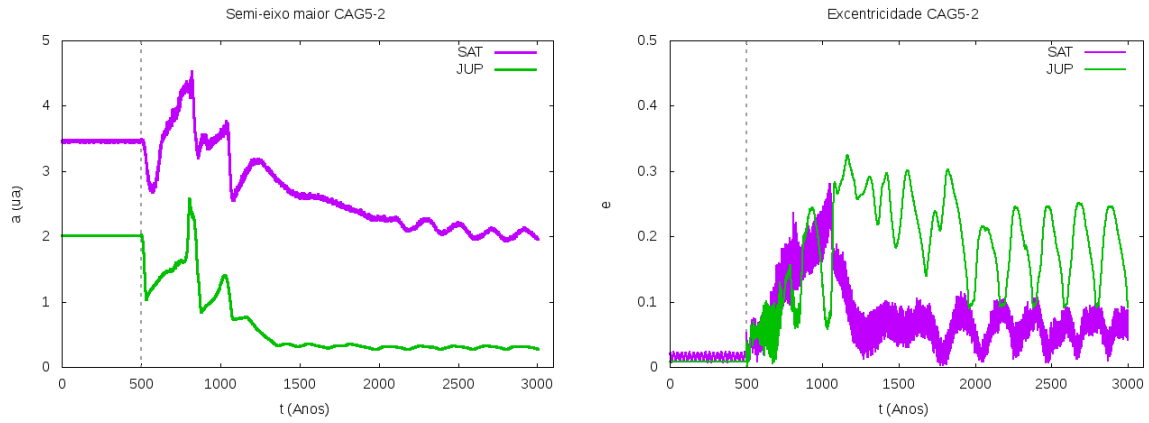

Figura 93: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG5-2). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno.

Os torques atuantes em Júpiter, Figura 94, apresentam dois momentos de inversão de valores do torque externo e interno mas como o principal para a nossa análise é o torque total, vemos que nesses momentos a curva verde se mantém acima do eixo, o que neste caso em especial ocorre devido ao torque externo com valores positivos favorecendo a migração para fora. Após 700 anos os valores dos torques permanecem próximos ao eixo, com oscilações de baixa amplitude.

Na análise do torque de Saturno vemos uma oscilação do torque total entre valores positivos e negativos por toda a simulação.

Vimos que as variações dos semi-eixos maiores dos planetas parecem coordenadas. Analisamos a razão dos períodos dos planetas para detectar possíveis ressonâncias no sistema. O resultado apresentado na Figura 95, não evidenciou nenhuma das ressonância indicadas no gráfico. Como Júpiter migra para um semi-eixo maior próximo a zero, seu período também diminui e no cálculo da razão dos períodos, a curva aumenta substancialmente.

Utilizando o ângulo ressonante para analisar algumas ressonâncias, vimos que das ressonâncias analisadas apenas a ressonância 5:2 para os argumentos $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J + \varpi_S$ e $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$, apresentou estruturas de circulação mais lenta em cerca de 1,1 mil anos.

O caso CAG5-2 não apresenta as configurações necessárias para a reprodução do modelo do *Grand Tack*. Após 1 mil anos o semi-eixo maior de Júpiter se aproxima da estrela e permanece nessa região até o fim da simulação.

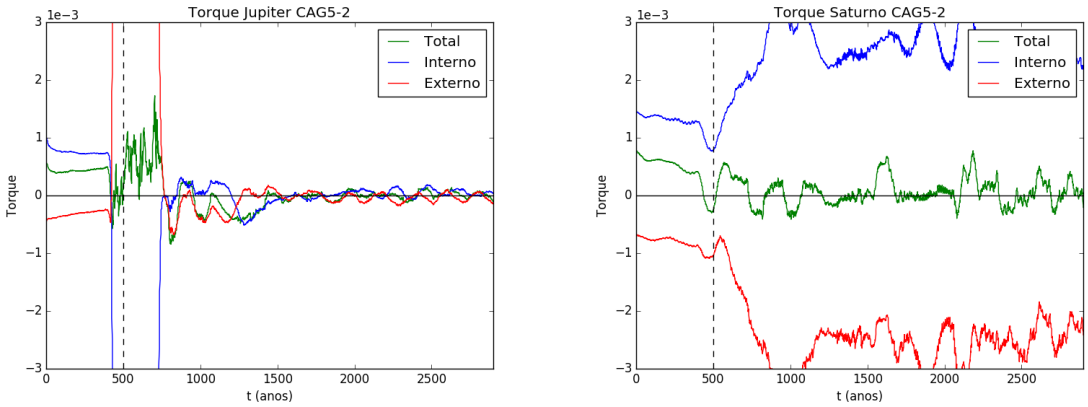

Figura 94: Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG5-2). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta.

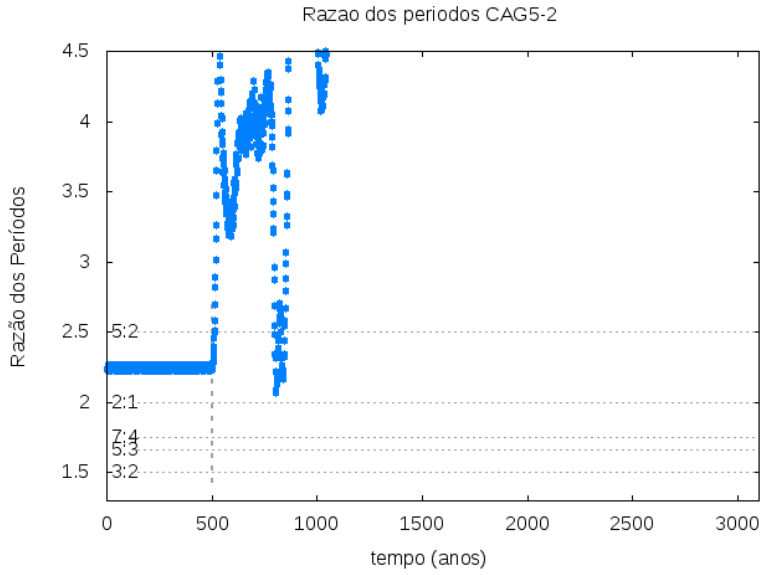

Figura 95: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG5-2 . A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

7.4.4 CAG5-4

Nesta seção analisamos o caso CAG5-4, um disco com auto-gravidade e viscosidade de 10^{-4}.

Na Figura 98, apresentamos alguns instantes de tempo da evolução do disco de gás.

Em 505 e 525 anos o disco de gás apresenta um acúmulo de material próximo a estrela. Podemos ver um largo gap na região coorbital a Júpiter. Braços espirais de alta densidade também estão presentes e há acúmulo de material no entorno de Júpiter e Saturno. Em 660 anos, o braço espiral denso nas proximidade de Saturno e o gap coorbital a Júpiter desaparecem. Há uma abertura no disco de gás próximo aos planetas e um dos planetas

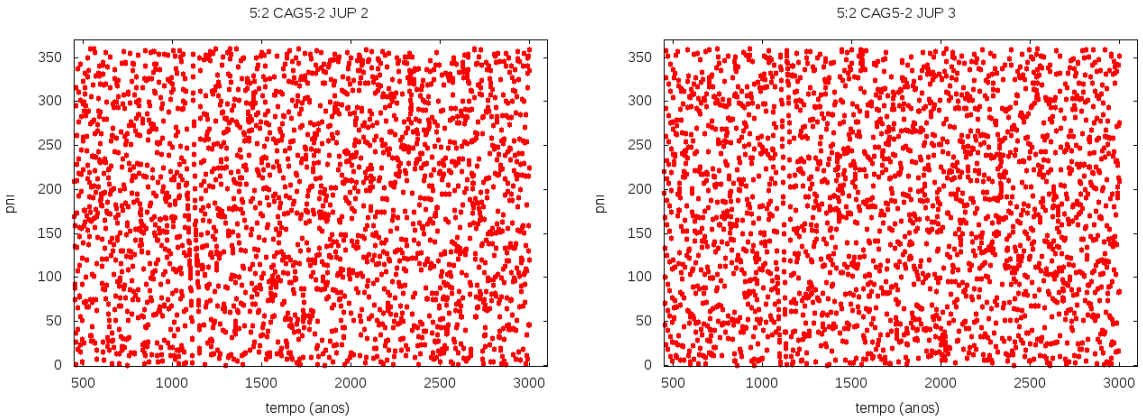

Figura 96: Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG5-2. É apresentadas a ressonância 5:2 para os argumentos $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 2.\varpi_J + \varpi_S$ e $\varphi = 2.\lambda_J - 5.\lambda_S + 3.\varpi_J$.

apresenta uma grande massa de gás na sua vizinhança (em amarelo). Neste instante os dois planetas aparentam estar bem próximos.

Em 900 anos, o gap está novamente aberto com uma largura maior de 1 ua. Ademais, o material do gás acumulado nas vizinhanças dos planetas apresentam uma redução. O gás próximo a estrela apresenta uma maior densidade comparado aos instantes anteriores.

O disco de gás, neste caso, apresenta um comportamento bastante conturbado, em 1,3 mil anos vemos um largo gap assimétrico cuja a distância do centro do sistema é mais distante comparado ao gap aberto no começo da simulação. Um dos planetas, que está próximo a 4 ua, apresenta uma grande quantidade de massa do disco em sua vizinhança. Esse corpo mais externo inicia a abertura de outro gap mais externo, como podemos ver em 1.335 anos. O material retirado de toda a extensão do disco parece se acumular ao redor do planeta. Em 1.390 anos o disco parece novamente distribuir sua massa de maneira mais uniforme, mantendo uma quantidade grande de material no centro do sistema. Em 1.810 anos, novamente é aberto um gap mais interno e é possível ver um dos planetas na região coorbital. Há uma região mais externa com um acúmulo de material mas o disco quase todo manteve uma distribuição de densidade uniforme.

Essa simulação foi interrompida um pouco antes que as outras em aproximadamente 2,7 mil anos, mas os dados coletados foram suficientes para a análise de migração dos planetas gigantes.

Toda a evolução dos semi-eixos maiores dos dois planetas é apresentada na Figura 99. Notamos que esse caso apresenta uma evolução desordenada para ambos os planetas. No início da simulação Júpiter migra para fora e Saturno para dentro permanecendo na mesma órbita por quase 800 anos. Após esse período, Júpiter migra para fora e Saturno para dentro. Em cerca de 1,4 anos, Júpiter migra rapidamente para dentro migrando para bem próximo a estrela e Saturno migra rapidamente para fora alcançado quase 5 ua. Pela análise dos semi-eixos maiores vemos que a possibilidade de um sistema estável é improvável.

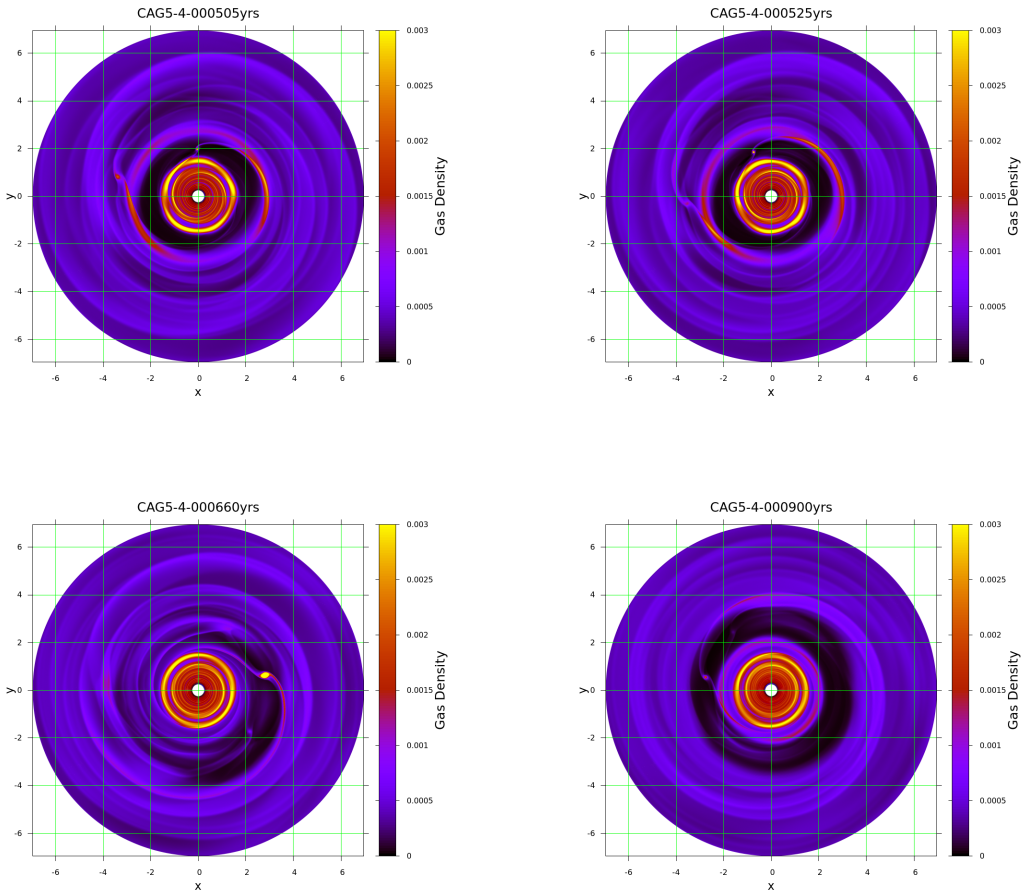

Figura 97: Evolução do disco de gás para o caso CAG5-4. São apresentados os instantes 505, 525, 660 e 900 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-5-mmns.html

A excentricidade, apresentada à direita da Figura 99, oscila bastante para ambos os planetas. Júpiter apesar da oscilação a excentricidade fica quase sempre abaixo de 0,1 enquanto Saturno apresenta um grande pico em cerca de 1,4 mil ano, atingindo 0,5. Ao fim da simulação Saturno oscila entre os valores 0,15 e 0,25.

Analisando os torques a partir da Figura 100, vemos que Júpiter, à esquerda, apresenta um comportamento conturbado após 1,3 mil anos, dificultando a visualização do sentido da migração. Saturno, à direita, não apresenta esse comportamento porém mantém seu torque total sempre em valores negativos o que não corrobora a evolução do semi-eixo maior. É possível que neste casos o efeito de ressonância esteja regendo a migração dos planetas.

Analisando primeiramente a razão dos períodos, encontramos muitos pontos próximo da ressonância 5:2, porém os valores da razão crescem rapidamente devido a migração de Júpiter para muito próximo da estrela.

Utilizamos o ângulo ressonante para analisar as possíveis ressonâncias atuantes no

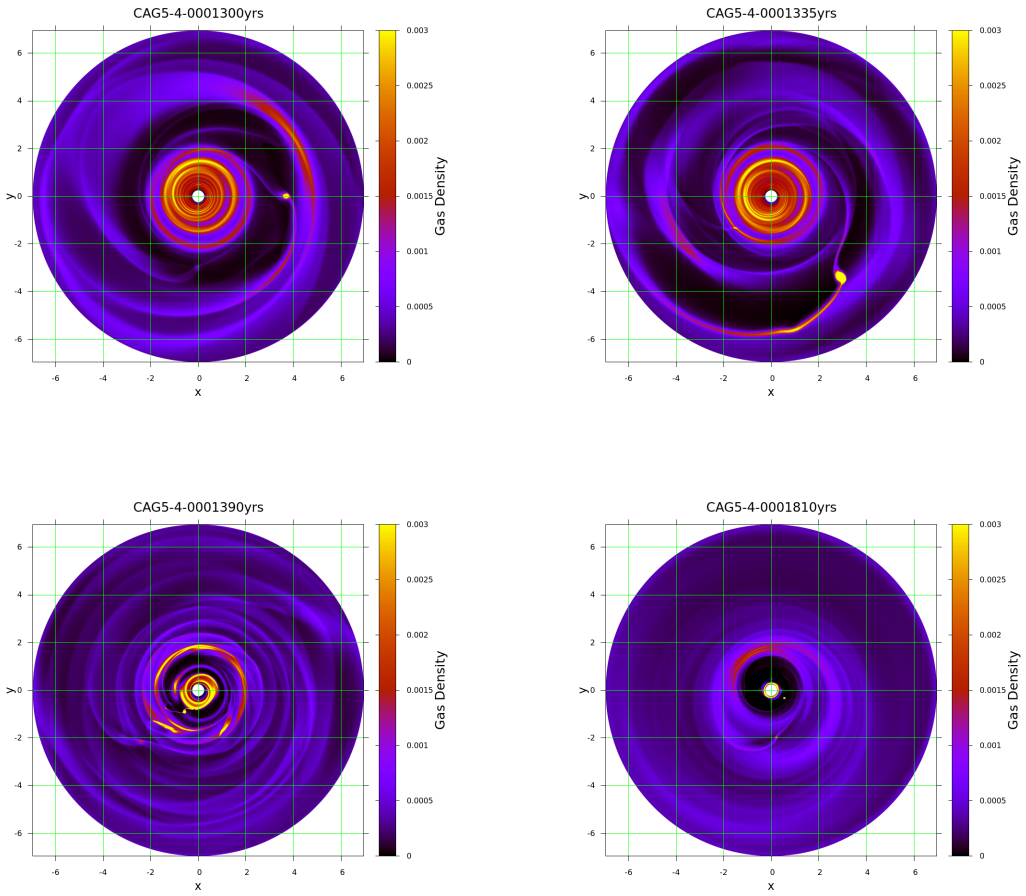

Figura 98: Evolução do disco de gás para o caso CAG5-4. São apresentados os instantes 1.300, 1.335, 1.390 e 1.810 anos. A densidade de gás está em unidades do código. Notamos que neste caso há um gap extenso entre 2 ua e 4 ua nos gráficos superiores, entretanto o gás preenche essa lacuna com o tempo e a região mais interna entre 0,5 ua e 1 ua apresenta um gap nos gráficos inferiores. O vídeo com a evolução completa do caso CAG5-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2021/01/jupiter-e-saturno-1-mmns.html

sistema. Na ressonância 2:1, de argumentos $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), localizamos estruturas de libração entre 700 e 1,1 mil anos.

As estruturas de libração da ressonância 3:1 ($\varphi = \lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$), da ressonância 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) e da ressonância 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$) também aparecem no mesmo intervalo, entre 700 e 1,1 mil anos, sendo a 5:3 muito mais fraca que as outras. Podemos notar no gráfico do semi-eixo que nesse intervalo de tempo temos que ambos os planetas parecem compartilhar a mesma região.

Devida ao movimento desordenado e a migração de Júpiter para muito próximo do Sol, esse caso não apresenta um cenário possível para o Sistema Solar.

Em geral, vemos que o modelo com massa de disco de 5 MMNS, apesar de apresentar casos onde os planetas permanecem estáveis ao fim da simulação dificilmente reproduzi-

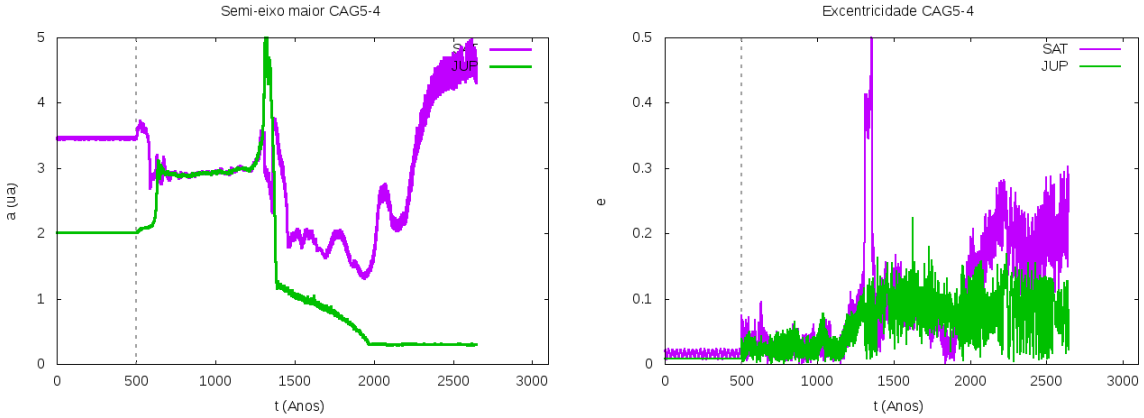

Figura 99: Evolução dos semi-eixos maiores e excentricidades de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG5-4). A linha tracejada vertical indica o tempo de 500 anos, quando os planetas passaram a sentir a influência do disco. Em verde temos as curvas referentes ao planeta Júpiter e em roxo as curvas referentes a Saturno.

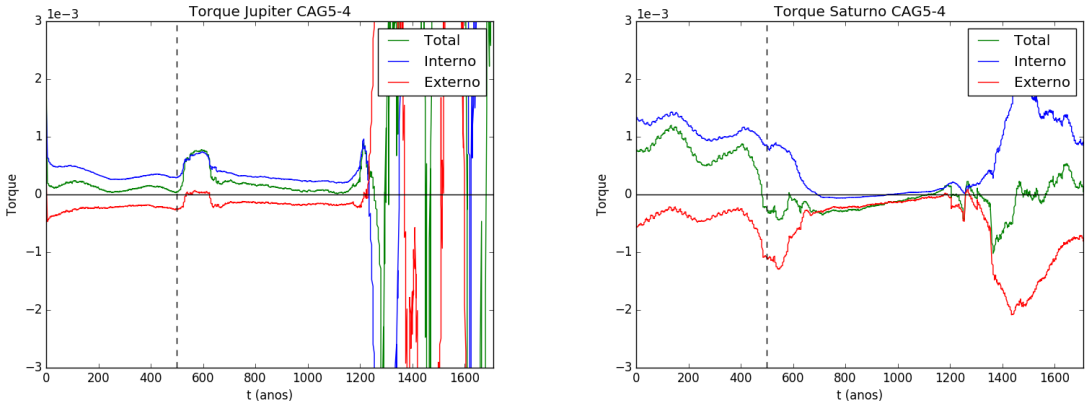

Figura 100: Torques de Júpiter (esquerda) e Saturno (direita) em um disco de massa igual a 5 MMNS, para o caso com auto-gravidade e viscosidade 10^{-4} (CAG5-4). A linha vertical tracejada indica o tempo de 500 anos. A curva azul indica o torque interno, a curva vermelha o torque externo e a curva verde o torque total do disco aplicado no planeta.

ria as migrações previstas no modelo do *Grand Tack*. O disco de massa 5 MMNS, induz oscilações nos semi-eixos maiores dos planetas independente da viscosidade do disco e da presença ou não de auto-gravidade.

7.4.5 COMPARAÇÕES

7.5 10 MMNS

O último conjunto de simulações adotou um disco de massa de 10 MMNS. Essa massa de disco alta foi escolhida para analisar os limites da estabilidade dos planetas gigantes. Exploramos novamente dois valores de viscosidade, 10^{-2} e 10^{-4}, e com e sem a presença de auto-gravidade do disco.

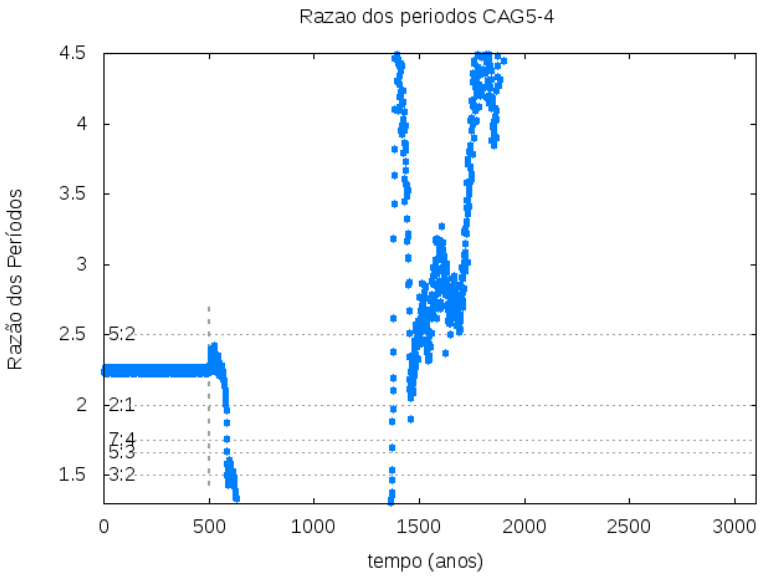

Figura 101: Razão dos períodos de Júpiter e Saturno para o caso CAG5-4. A linha vertical tracejada é referente ao tempo de 500 anos. As linhas horizontais pontilhadas são referentes às ressonâncias analisadas.

A evolução dos discos de todos os casos com 10MMNS podem ser vistas por completo no site:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html.

Neste caso nenhum dos 4 casos simulados consegue manter os planetas durante os 3 mil anos performados, Figura 104.

No caso sem auto-gravidade de viscosidade igual a 10^{-2}, SAG10-2, após 500 anos ambos os planetas migram rapidamente para dentro. No intervalo entre 600 anos e 700 anos os dois planetas migram para fora. Logo em seguida, os dois planetas migram em direção a estrelas colidindo com o corpo central e paralisando a simulação em menos de 1 mil anos.

No caso SAG10-4, sem auto-gravidade e de viscosidade 10^{-4}, a migração para dentro após 500 anos não é tão grande quanto no caso anterior. Entretanto, Júpiter colide com o Sol em menos de 700 anos. Nesse cenário Saturno permanece no sistema e não imerge na estrela.

No caso CAG10-2, com auto-gravidade e viscosidade de 10^{-2}, Júpiter apresenta uma migração para fora no início de sua interação, em 500 anos, esse efeito não foi observado em nenhum caso anterior. Saturno apresenta uma migração para dentro após 500 anos mas por um breve intervalo de tempo. Em aproximadamente 600 anos, há o encontro próximo entre os dois planetas e Saturno é ejetado do sistema e a simulação é interrompida.

O último cenário performado para a massa de 10 MMNS foi CAG10-4, com auto-gravidade e viscosidade de 10^{-4}. Neste caso, ambos os planetas apresentam migração para fora em 500 anos mas logo em seguida invertem o sentido e imergem na estrela central.

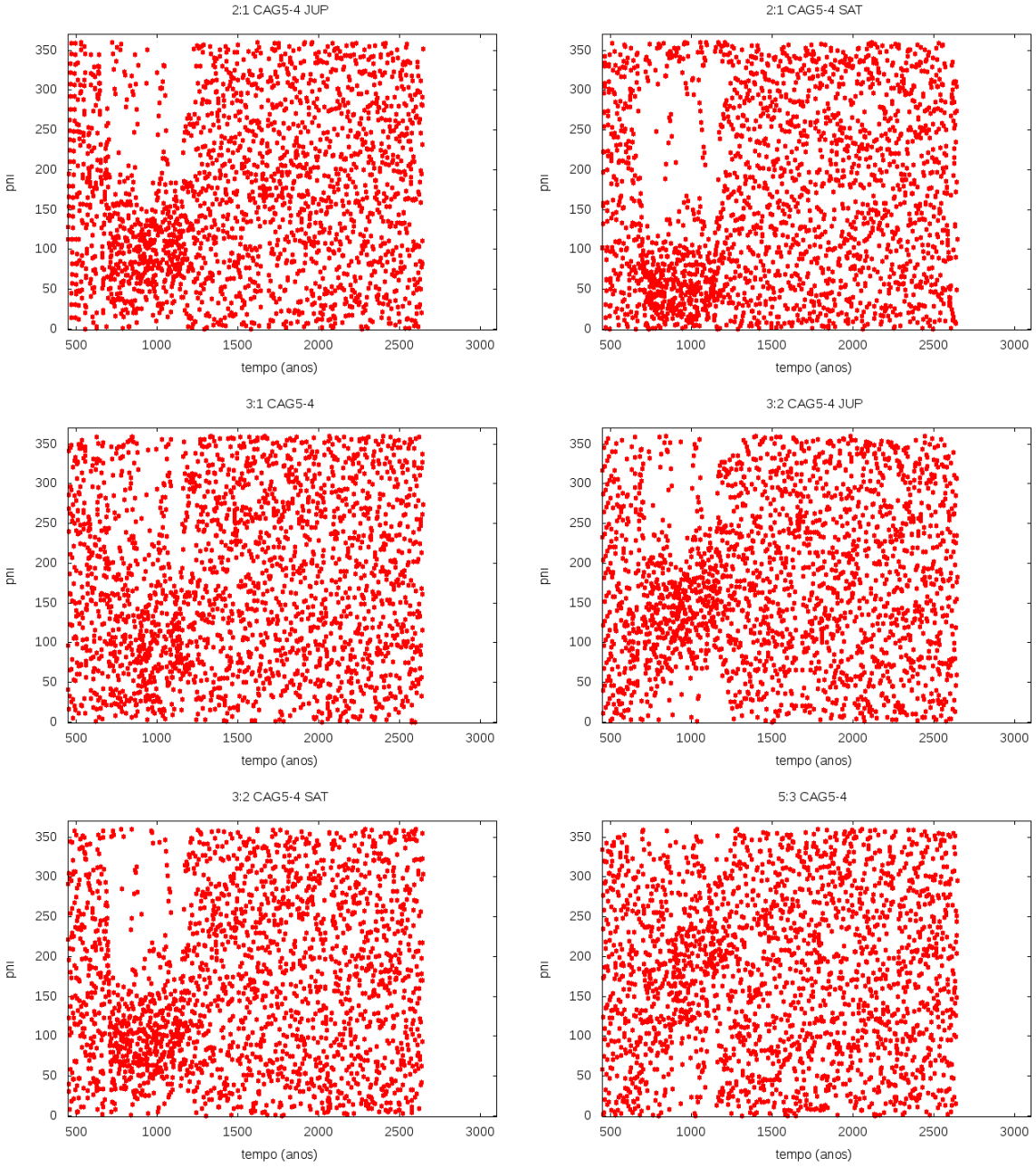

Figura 102: Ângulo Ressonante analisados para o caso CAG5-4. Neste caso são encontradas as ressonâncias, 2:1 ($\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_J$ e $\varphi = \lambda_J - 2.\lambda_S + \varpi_S$), 3:1 ($\varphi = \lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$), 3:2 ($\varphi = 2.\lambda_J - 3.\lambda_S + \varpi_S$) e 5:3 ($\varphi = 3.\lambda_J - 5.\lambda_S + \varpi_J + \varpi_S$).

Podemos destacar a evolução do disco de gás neste conjunto de simulações. No caso SAG10-2, Figura 105, vemos uma alta densidade no centro do disco e braços espirais com grande quantidade de material ligando Júpiter e Saturno, em 505 anos. Em 790 anos há uma distribuição do material do disco para áreas externas aos planetas.

Para o caso SAG10-4, Figura 106, no instante de 505 anos, vemos três regiões de alta densidade (em amarelo e vermelho). Em contraste, na região coorbital a Júpiter e na região mais externa do disco vemos cavidades (regiões mais escuras) com baixa densidade de material do disco. Em 600 anos, as cavidades apresentam um aumento na quantidade

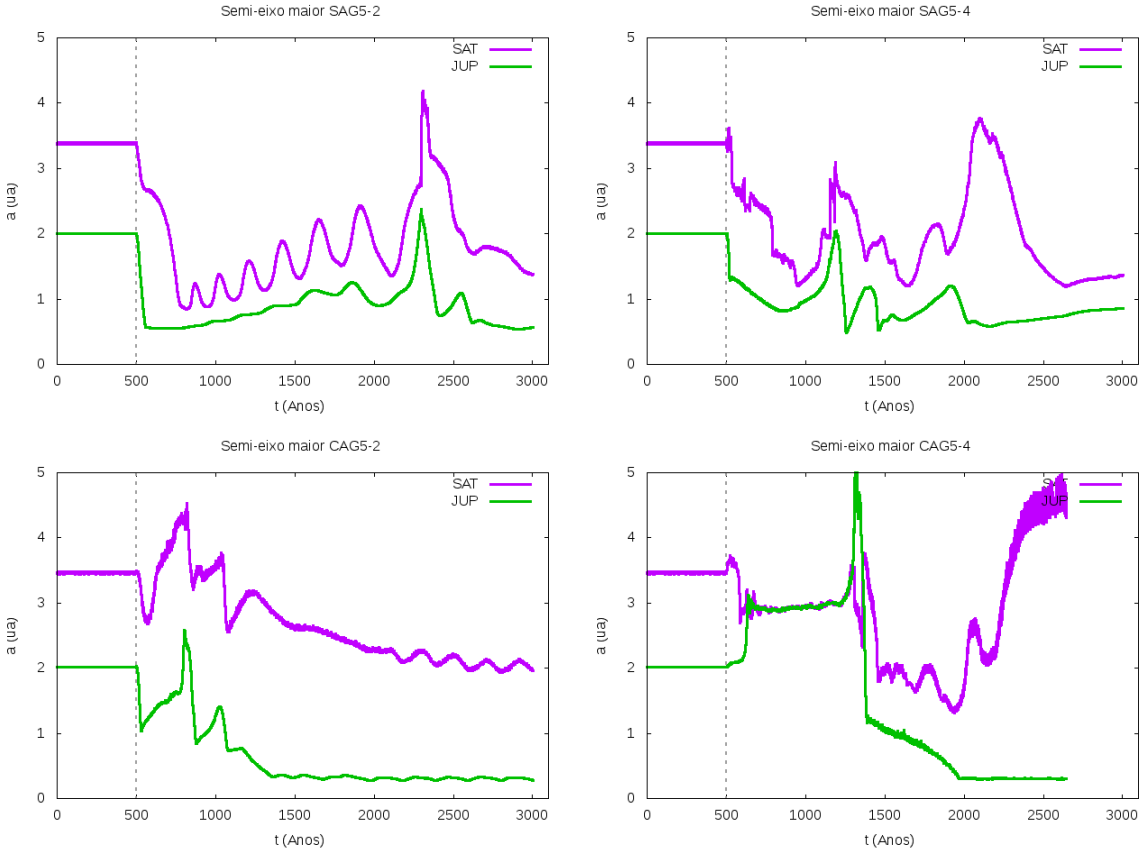

Figura 103: Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter (verde) e Saturno (roxo). Nos painéis superiores é apresentado os casos sem gravidade, SAG5-2 e SAG5-4. Nos painéis inferiores temos os casos com auto-gravidade, CAG5-2 e CAG5-4.

de gás nessas regiões. Contudo, permanece um acúmulo de material na região central do disco, na vizinhança de um dos planetas e na parte mais externa do disco.

Analisando agora o caso com auto-gravidade CASG10-2, Figura 107, vemos que em 505 anos há um acúmulo de material perto da estrela e braços espirais com alta densidade (em vermelho) saindo de ambos os planetas. Em 590 anos a situação do disco muda bastante, apresentando vários pontos de alta densidade (em amarelo), esses pontos podem corresponder a possíveis planetas em formação. A proximidade desses pontos de alta densidade dificulta a estabilidade de Júpiter e Saturno. Nota-se também regiões de baixíssima densidade (em preto) por todo o disco. Isso mostra que o material foi removido dessas regiões e concentrada nas regiões de alta densidade.

Para o caso com auto-gravidade e baixa viscosidade (CAG10-4), Figura 108, o cenário inicial é muito similar ao caso CAG10-2. Em 565 anos vemos grandes faixas de densidades (em vermelho) e alguns pontos com um acúmulo muito grande de material do disco (em amarelo).

Em todos os casos, apresentados nessa seção, os planetas apresentam migração rápida e intensa. Como não há abertura total de gap e pela velocidade de migração, todos os cenários apresentam uma migração do tipo III.

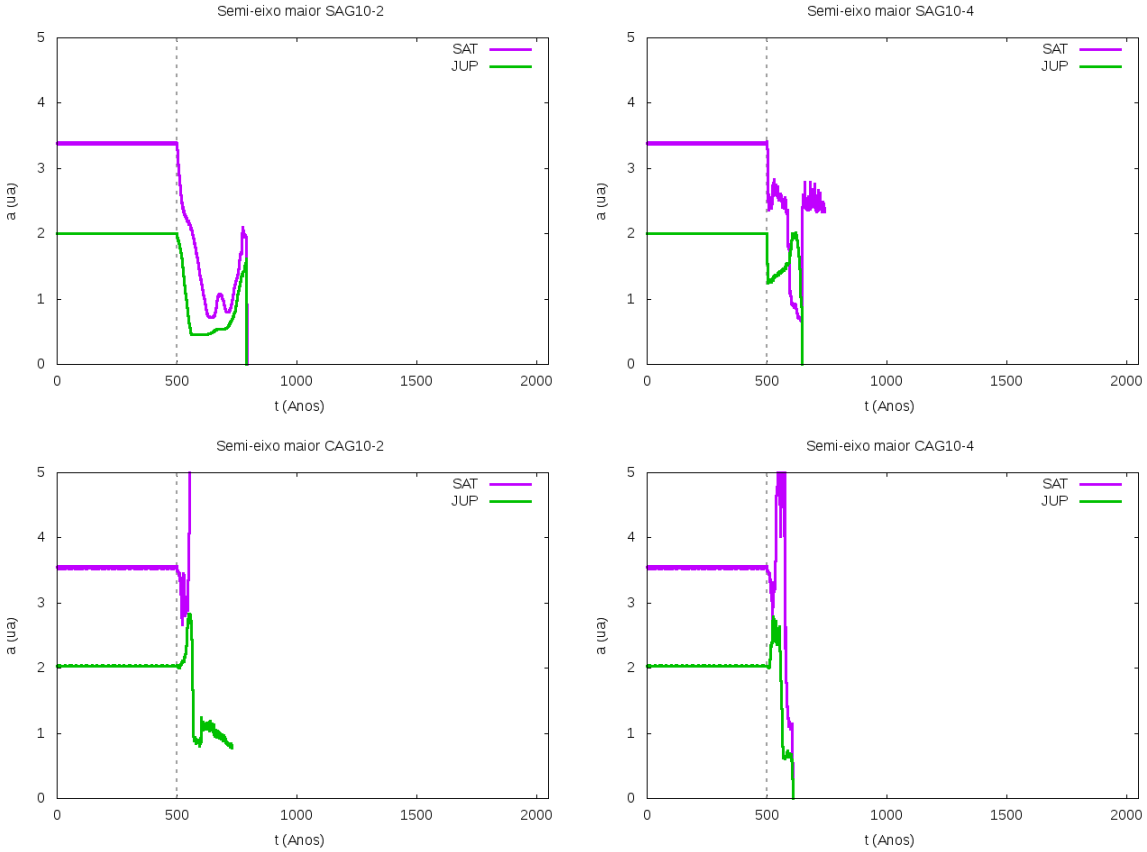

Figura 104: Evolução dos semi-eixos maiores de Júpiter e Saturno em um disco de massa igual a 10 MMNS, sem auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (SAG10-2) e 10^{-4} (SAG10-4) e para os casos com auto-gravidade e viscosidade 10^{-2} (CAG10-2) e 10^{-4} (CAG10-4).

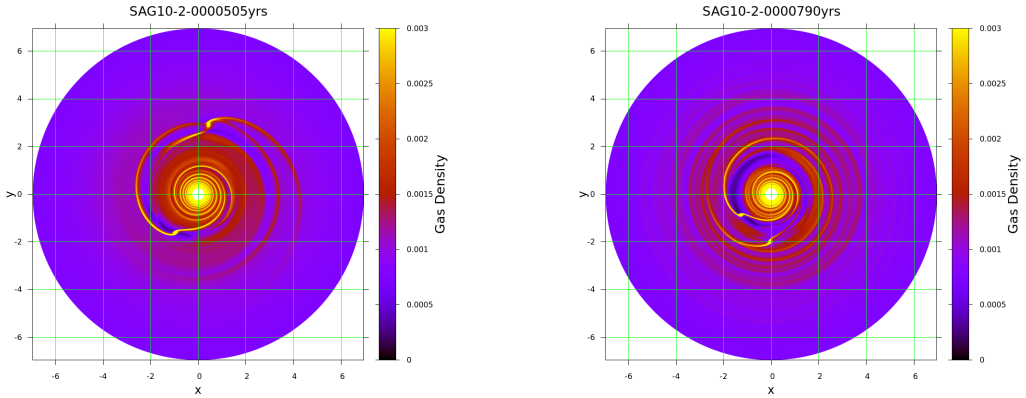

Figura 105: Evolução do disco de gás para o caso SAG10-2. São apresentados os instantes 505 e 790 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG10-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html

Notamos que o caso de com massa de disco de 10 MMNS é inviável para manter o planetas gigantes em equilíbrio no Sistema Solar.

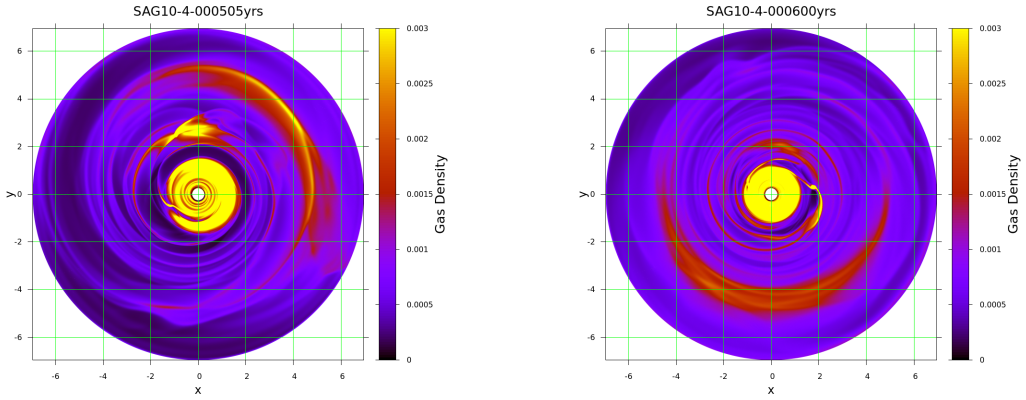

Figura 106: Evolução do disco de gás para o caso SAG10-4. São apresentados os instantes 505 e 600 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso SAG10-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html

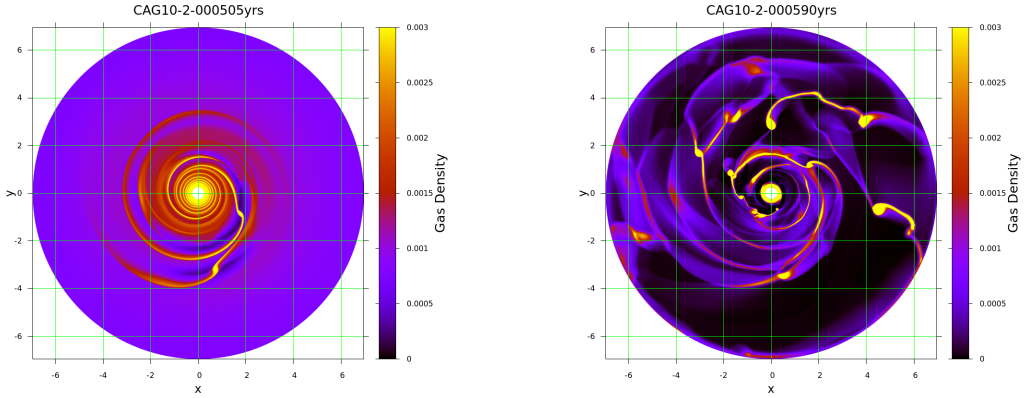

Figura 107: Evolução do disco de gás para o caso CAG10-2. São apresentados os instantes 505 e 590 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG10-2 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html

Os casos com auto-gravidade colaboram para o aparecimento de diversos pontos com altíssima densidade, o que pode produzir outros corpos e dificultar a estabilidade do sistema. Analisaremos os motivos que podem favorecer o colapso do disco na próxima subseção.

7.5.1 COLAPSO DO DISCO

Segundo Armitage (2010), há dois possíveis cenários para a evolução de um disco com auto-gravidade. O colapso sem obstáculos, destruindo o disco e formando um ou mais objetos dentro do disco de gás. A fragmentação do disco por meio deste processo é

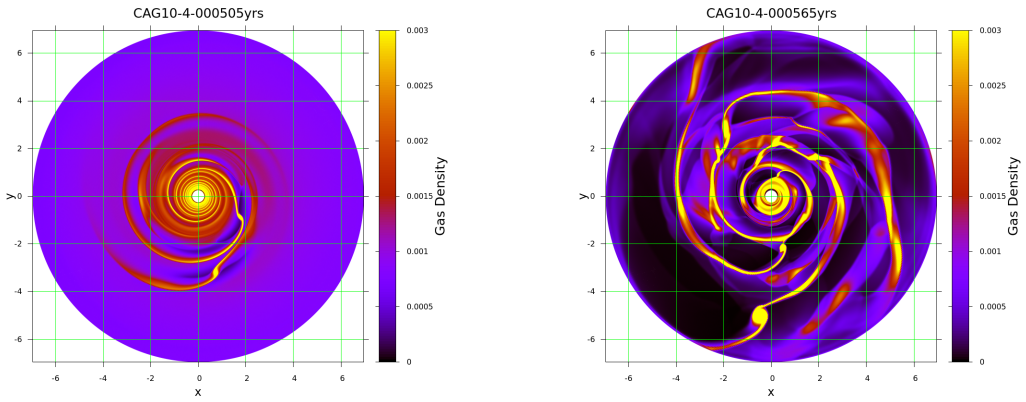

Figura 108: Evolução do disco de gás para o caso CAG10-4. São apresentados os instantes 505 e 565 anos. A densidade de gás está em unidades do código. O vídeo com a evolução completa do caso CAG10-4 pode ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/jupiter-e-saturno-10-mmns.html

um mecanismo de formação de planetesimais e talvez, de formação de planetas gigantes.

No segundo cenário, o disco de gás possui aquecimento adiabático. Conforme o disco se contrai, a densidade mais alta pode produzir pressão suficiente contrária à contração gravitacional evitando o colapso completo.

Neste capítulo trabalhamos apenas com discos isotérmicos, isto é, permanecendo a temperatura igual durante toda a evolução do disco. Quando iniciado o colapso não há a pressão criada devido ao aquecimento do disco o que favorece os colapsos completos dos discos de 10MMNS com auto-gravidade, CAG10-2 e CAG10-4.

Nos casos performados sem auto-gravidade o colapso não ocorre, ou seja, a auto-gravidade colabora fortemente para o colapso. Para rastrear as razões do colapso fizemos duas simulações adicionais. Na primeira simulação adicional, mantivemos apenas Júpiter no sistema (Saturno foi removido). Desta forma rastreamos a influência de cada planeta para a evolução do disco.

No segundo caso adicional, retiramos os dois planetas do sistema e introduzimos apenas uma perturbação na densidade do gás para estimular a evolução do disco. Em ambos os casos mantivemos os outros parâmetros de CSG10-2, mudando apenas a quantidade de planetas imersos no disco de gás.

Os vídeos com a evolução completa dos discos nos casos adicionais podem ser visto em:
https://tesebcamargo.blogspot.com/2020/01/10-mmns-simulacoes-adicionais.html.

Na Figura 109 apresentamos os mesmos instantes para os três casos, o caso CAG10-2, o caso com apenas Júpiter e o caso sem nenhum planeta.

No instante de 505 anos, nos dois primeiros casos os planetas começam a sentir a interferência do disco, mas antes disso o disco já sentia a influência dos planetas imersos,

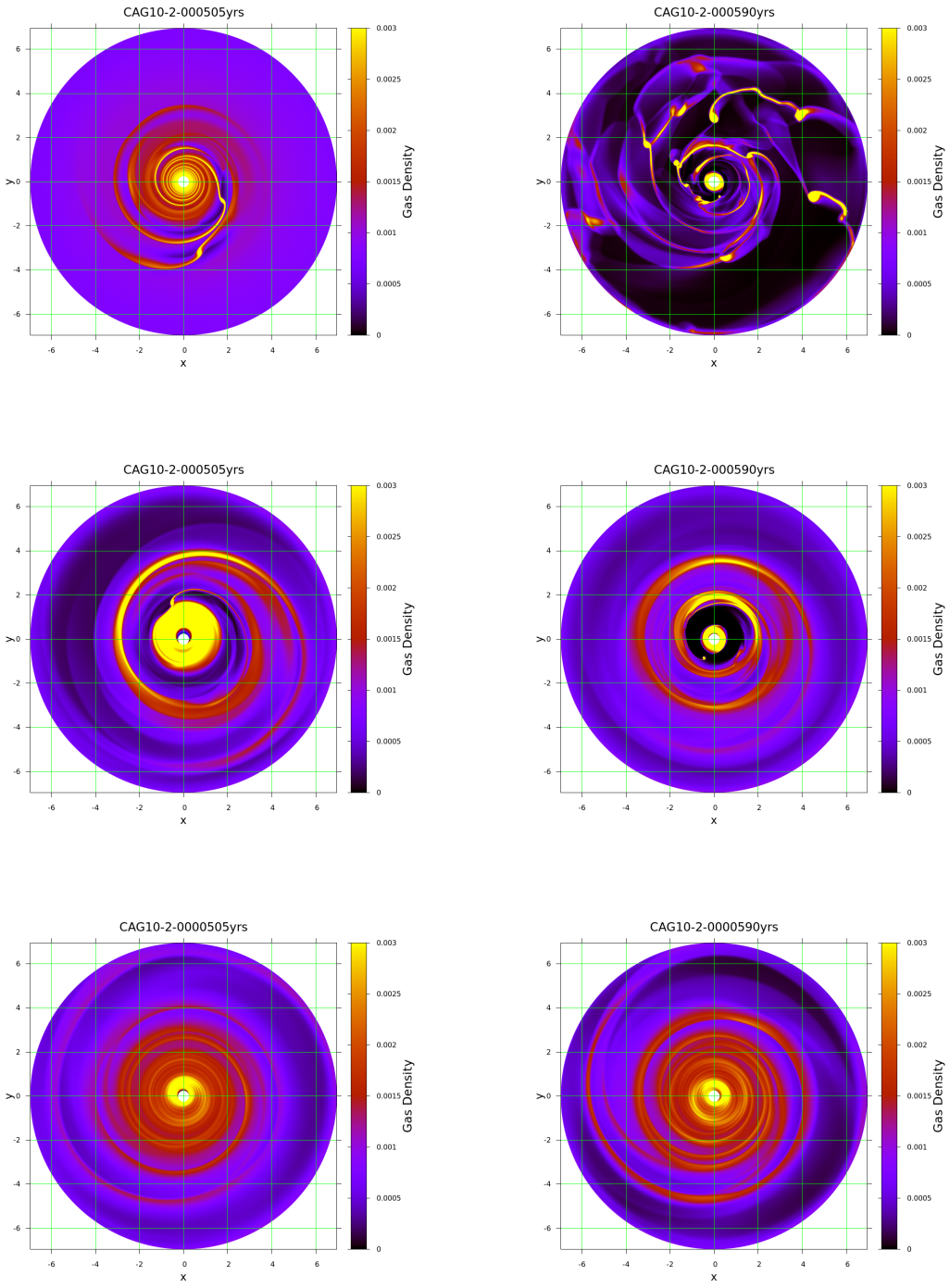

Figura 109: Distribuição do material no disco de gás para o caso CAG10-2 em 505 anos e 590 anos. Na primeira linha temos os instantes de tempo para o caso com Júpiter e Saturno. Na linha central, apresentamos os resultados do caso com apenas Júpiter imerso no disco. Na última linha incluímos os resultados referentes ao caso sem nenhum planeta imerso no disco.

portanto o cenário inicial de 505 anos, mostrado na primeira coluna da Figura 109 do disco é diferente para cada caso.

Como vimos, o primeiro caso, onde há Júpiter e Saturno, o disco colapsa rapidamente,

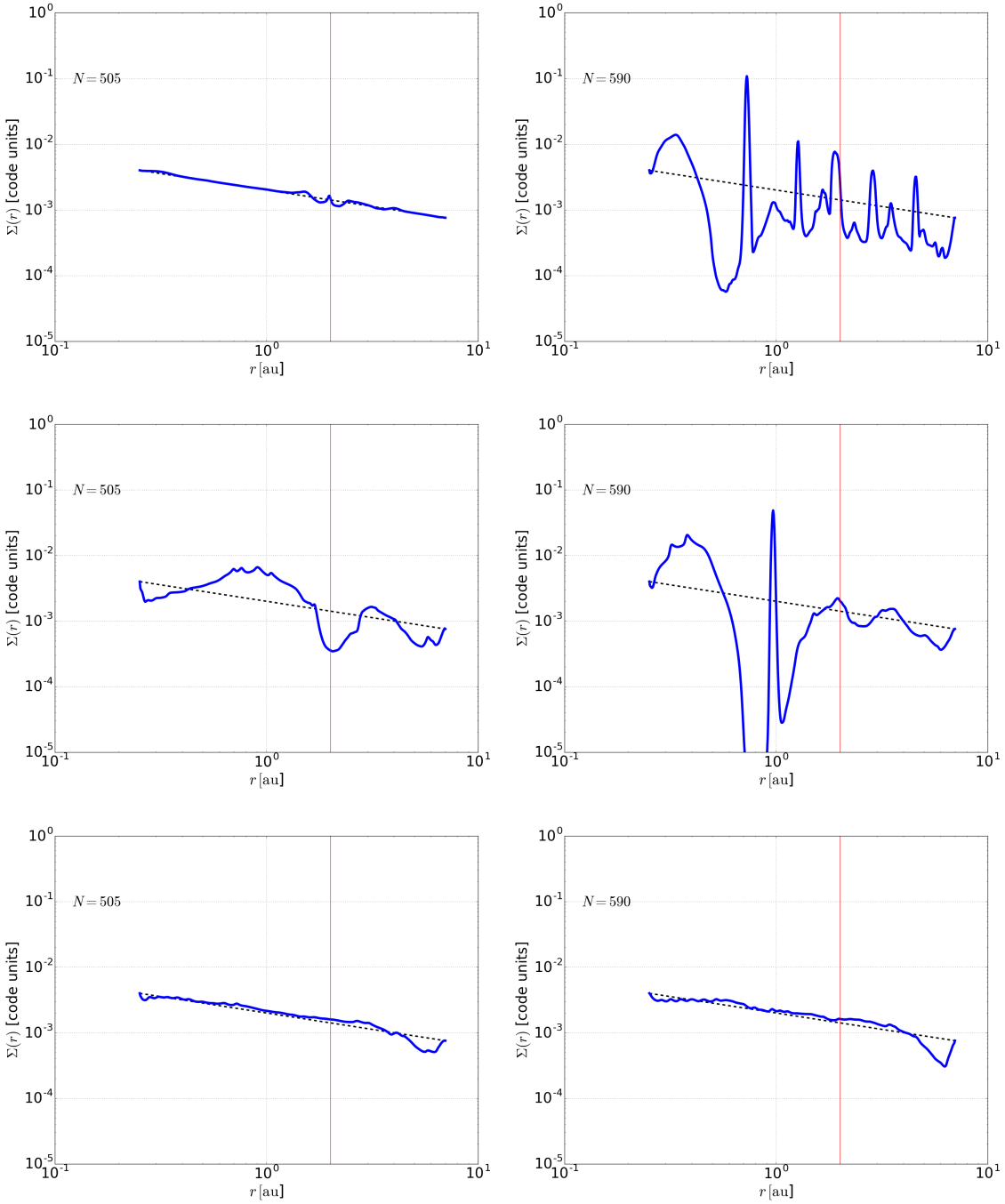

Figura 110: Perfil da densidade do disco de gás para o caso CAG10-2 em 505 anos e 590 anos.Na primeira linha temos os instantes de tempo para o caso com Júpiter e Saturno. Na linha central, apresentamos os resultados do caso com apenas Júpiter imerso no disco. Na última linha incluímos os resultados referentes ao caso sem nenhum planeta imerso no disco. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

em apenas 590 anos o disco mostra diversos nódulos de densidade, formando mais objetos dentro do disco de gás, como descrito por Armitage (2010) no primeiro caso de evolução do disco com auto-gravidade. Para visualizar melhor o que ocorre no disco de gás introduzimos a Figura 110, onde obtivemos o perfil da distribuição de densidade do gás nos

instantes 505 e 590 anos. É possível observar que no instante de 505 anos há um pequeno pico em 2,0 ua, isso acontece devido a presença de Júpiter nessa posição, que atrai o gás para sua vizinhança. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial. Excluindo o pico e os dois vales adjacentes, que indicam a diminuição de gás nessas regiões, o resto da distribuição do gás é muito similar à inicial. No instante de 590 anos, vimos a formação de nódulos de densidade, na Figura 110 esses nódulos são caracterizados pelos picos da curva de densidade. Como estamos usando escala logarítmica nas Figuras do perfil de densidade, vemos que a diferença do maior vale para o maior pico chega a três ordens de grandeza, ou seja, apresenta uma grande disparidade de valores de densidade no disco. Nos gráficos apresentados na Figura 109, vemos acúmulos de material próximo da estrela. Esse acúmulo pode ser quantificado na Figura 110. Nota-se pelo perfil de densidade um comportamento diferente próximo da estrela, com um pico largo de matéria preenchendo essa região.

No caso performado apenas com Júpiter o colapso não ocorre no mesmo intervalo, portanto Saturno deve ter um papel importante no colapso do disco, influenciando a formação de regiões com altas densidades, Figura 109. Na análise dos perfis de densidade notamos que em 505 anos o disco apresenta dois picos largos, e três vales, inclusive próximo da estrela não há um acúmulo de matéria. Entretanto, no instante de 590 anos, vemos um pico grande mais interno, indicando a presença de Júpiter que teria migrado para dentro. Há dois picos menores porém mais largos na região mais externa a Júpiter. Júpiter acumula matéria ao seu redor, formando um grande gap no disco entre a estrela e o planeta.

Novamente a estrela atrai grande parte do material do disco para sua vizinhança, contudo devido a maior quantidade de gás na região mais interna, a presença da autogravidade colabora na atração gravitacional mais intensa na região mais próxima da estrela.

Para acompanhar a evolução da densidade do gás, mostramos o perfil de distribuição do material em diversos instantes. Na Figura 111, apresentamos o disco de gás com Júpiter imerso nos instantes de 10 anos, 20 anos, 30 anos e 40 anos. Nessa sequência de gráficos podemos notar que parte da matéria do disco flui no sentido da estrela. Na sequência seguinte, 112, notamos um ruído na região mais próxima da estrela em 200 anos e em sequência o acúmulo de material do disco nesta região.

Para exploramos a evolução das simulações adicionais integramos por mais tempo para verificar se há colapso em um intervalo maior de tempo. Os resultados obtidos nos instantes 700 e 800 anos, Figura 113, não apresentam colapso. Em 700 anos, há espirais de alta densidade no disco e regiões onde há mais acúmulo de material. Essas regiões com mais material acompanham o movimento de Júpiter em oposição mas não apresenta formação de nódulos como no caso anterior. Há um gap extenso coorbital a Júpiter, e uma quantidade de material nas vizinhas do planeta, mesmo esse não acretando material do disco. Notamos também uma região de acúmulo de material (amarelo) na região próxima a estrela. Em 800 anos, a quantidade de massa próxima ao Sol é reduzida, o que podemos

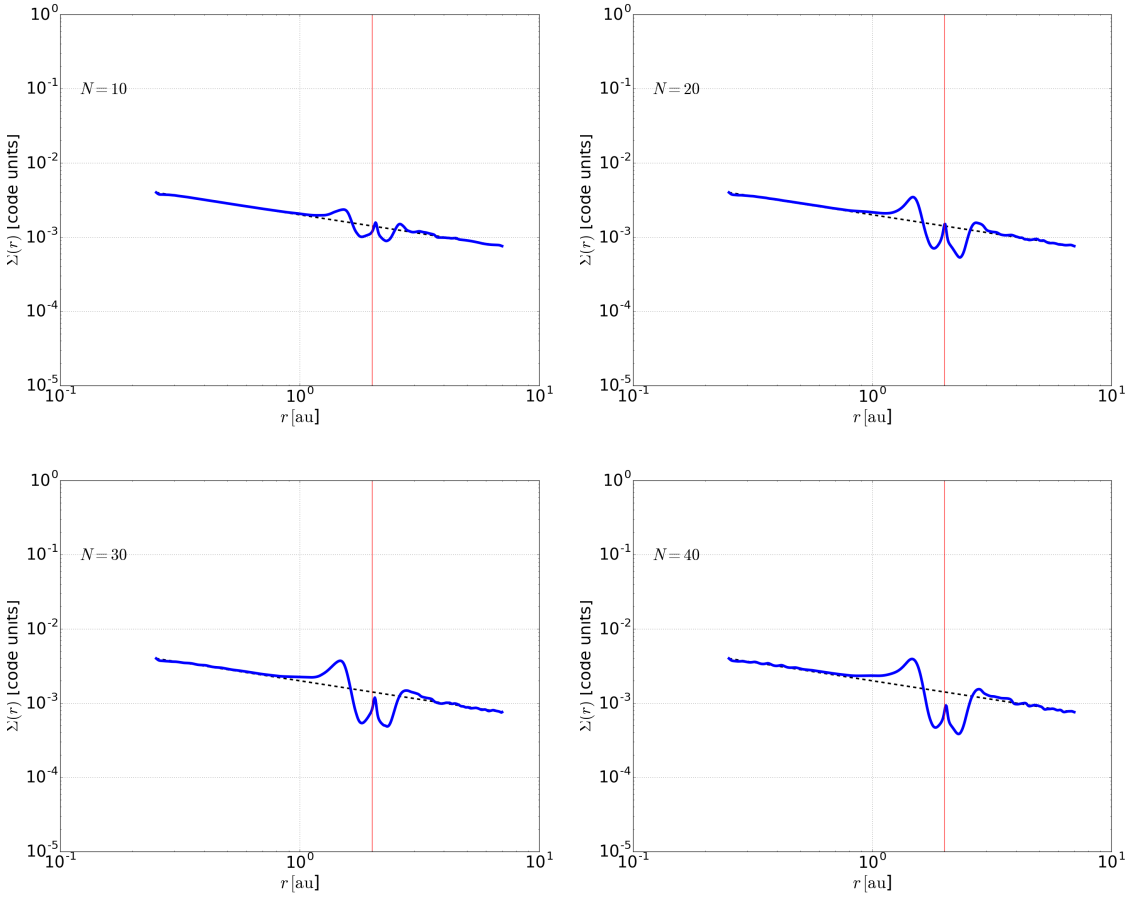

Figura 111: Perfil de densidade do disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 10 anos, 20 anos, 30 anos e 40 anos.A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

ver no gráfico à direita onde apresentamos o perfil de densidade do disco. Vemos que a massa na vizinhança da estrela que se mostrava acima da distribuição inicial em 700 anos teve uma queda de uma ordem de grandeza em 800 anos.

No caso sem nenhum dos planetas vemos braços espirais com alta densidade de gás saindo do centro do disco mas bem distribuídos em toda a extensão do disco. Não há gaps como nos casos anteriores, apenas a borda externa do disco apresenta pequenas aberturas no gás, Figura 109. Quando analisamos o perfil de densidade, Figura 110, notamos que do instante 505 anos para 590 anos a variação da distribuição do material do disco é pequena.

Para vermos a evolução do perfil de densidade geramos os gráficos apresentados na Figura 114. Neste caso mudamos a escala no eixo y para uma escala linear. A variação entre os instantes 100, 200, 300 e 400 anos é muito pouca, mesmo próximo da estrela não há o acúmulo de matéria que foi visto nos casos anteriores, portanto, Júpiter parece influenciar o transporte de matéria do disco para o centro da estrela. Com o material mais concentrado no centro do sistema o resto do disco diminui sua massa, dificultando o colapso do disco. O efeito de transporte de material não é tão intenso na presença de Saturno ou mesmo no caso sem planetas.

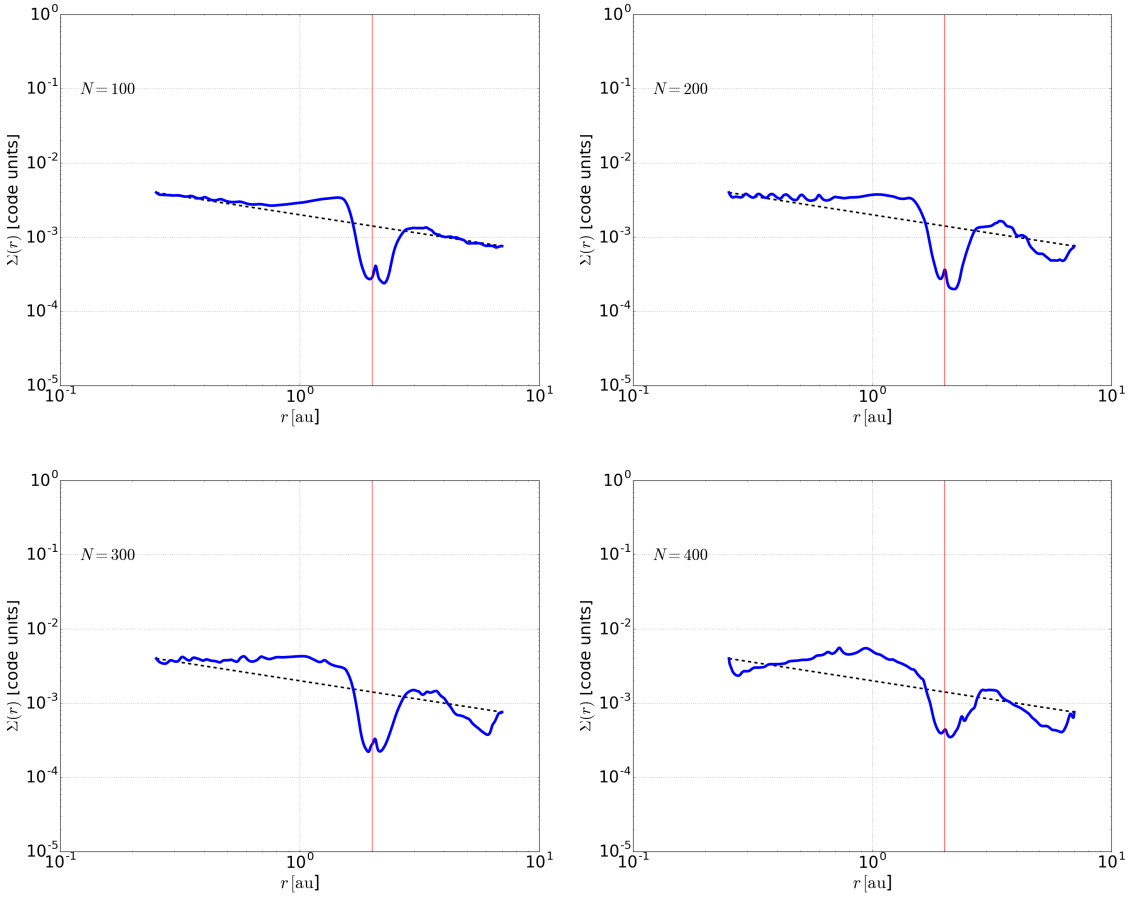

Figura 112: Densidade do disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 100 anos, 200 anos, 300 anos e 400 anos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

O caso sem planetas imersos também foi simulado por mais tempo para analisarmos a evolução do disco. No instante de 1 mi anos, Figura 115, não há sinais de nódulos de densidade, porém vemos um grande acúmulo de material mais interno ao disco e braços espirais de alta densidade. Há uma cavidade de baixa densidade na região mais externa do disco como podemos verificar no gráfico de perfil de densidade à direita, ou seja, o material ali outrora presente fluiu para a região mais central. Em 1270 anos o disco apresenta um comportamento bem conturbado, e há aparecimentos de regiões de alta densidade. O cenário apresentado parece pré-colapso. O perfil de densidade indica três picos de maior densidade. Entretanto, em 1430 anos, o disco parece estabilizado novamente. Contudo as estruturas da parte mais interna do disco não indicam braços espirais, mas arcos de alta densidade. Neste caso há ainda a possibilidade de colapso do disco de gás em até 3 mil anos.

Ambos os casos adicionais parecem tender para o colapso, porém o tempo performado curto não possibilitou a visualização desse efeito. Com isso, vemos a necessidade de maior tempo de simulação para uma análise mais completa sobre a evolução do disco com auto-gravidade.

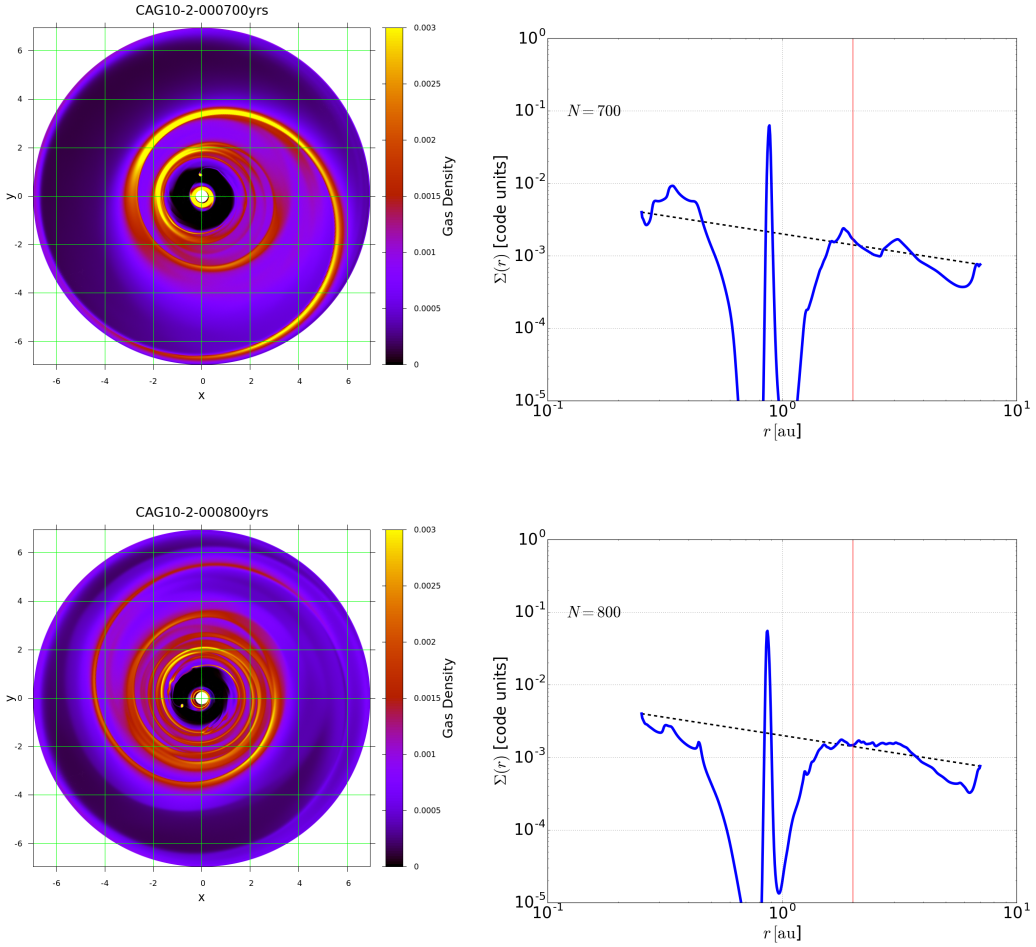

Figura 113: Disco de gás com Júpiter imerso, nos instantes de 700 anos e 800 anos. Na primeira coluna apresentamos o disco de gás nesses instantes. Na segunda coluna apresentamos a distribuição de densidade do gás nos dois momentos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

7.6 CONSIDERAÇÕES

A auto-gravidade no disco de gás parece influenciar a evolução dos planetas de maneira similar a viscosidade. Pelas simulações realizadas, notou-se que para que ocorra a reversão na migração de Júpiter, fazendo com ele migre para fora como propõe o modelo do Grand Tack, é necessária uma viscosidade baixa ou considerar os efeitos da auto-gravidade do disco de gás na simulação para o caso com 1 MMNS.

A massa do disco também influencia a evolução do sistema. Observamos que quanto maior a massa de gás mais rápido e desordenado é a migração dos planetas imersos no disco. O modelo com massa de disco de 5 MMNS, apesar de apresentar casos onde os planetas permanecem estáveis ao fim da simulação dificilmente reproduziria as migrações previstas no modelo do Grand Tack. O disco de massa 5 MMNS, induz oscilações nos semi-eixos maiores dos planetas independente da viscosidade do disco e da presença ou não de auto-gravidade.

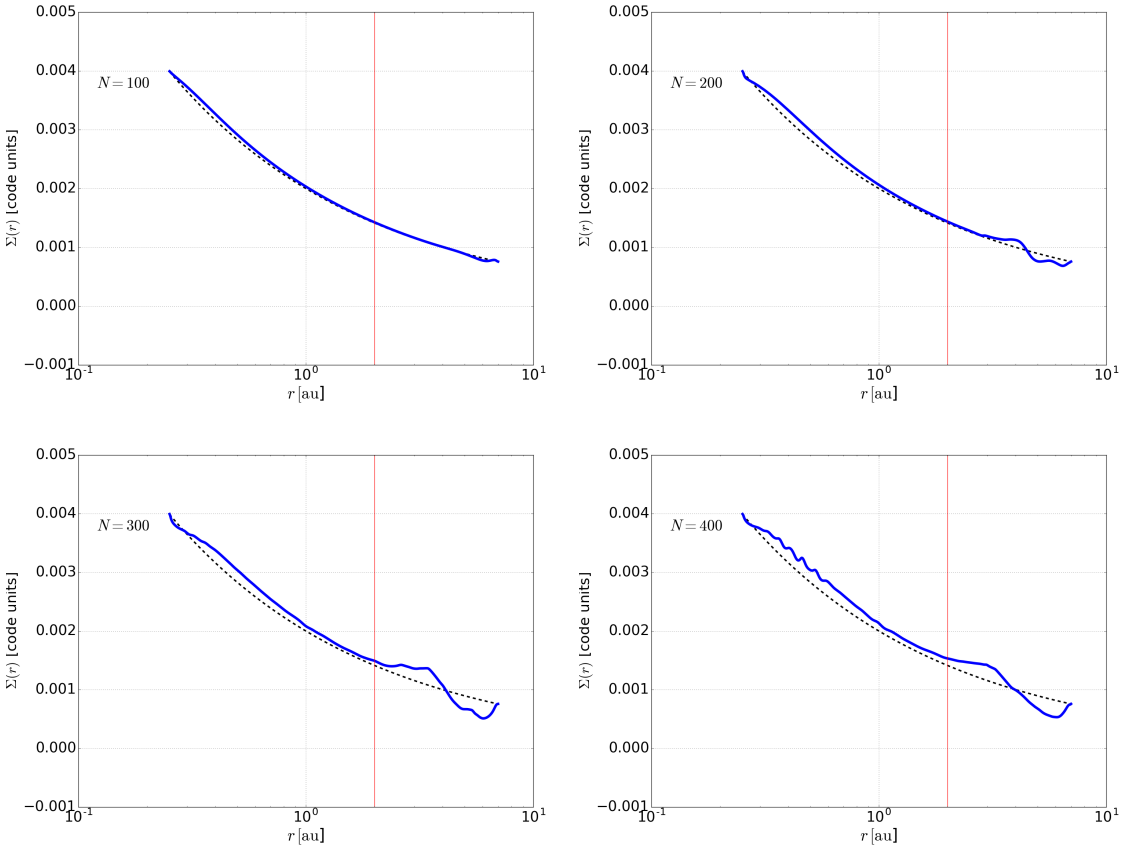

Figura 114: Perfil da densidade do disco de gás sem planeta imerso, nos instantes de 100 anos, 200 anos, 300 anos e 400 anos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

No caso do disco com 10 MMNS os planetas são ejetados do sistema ou colidem imergem na estrela. O disco com alta massa pode colapsar para os casos com auto-gravidade. Contudo para melhor compreensão do papel de cada corpo do sistema é necessário simulações computacionais mais longas. Com isso propomos cenários diferentes de sistema para traçar as influências.

Algumas considerações feitas neste capítulo também devem ser revistas. A inicialização dos planetas anos após o início da simulação pode não nos dar um cenário fisicamente real. A não acreção do gás pelos planetas é outro ponto a ser repensado nos trabalhos futuros.

Um comparativo mais profundo dos nossos resultados com os obtidos por Pierens et al. (2011) também deve ser explorado em um próximo trabalho.

Algumas análises adicionais podem colaborar para o entendimento da evolução desses discos, à vista disto esse estudo terá continuidade no futuro próximo.

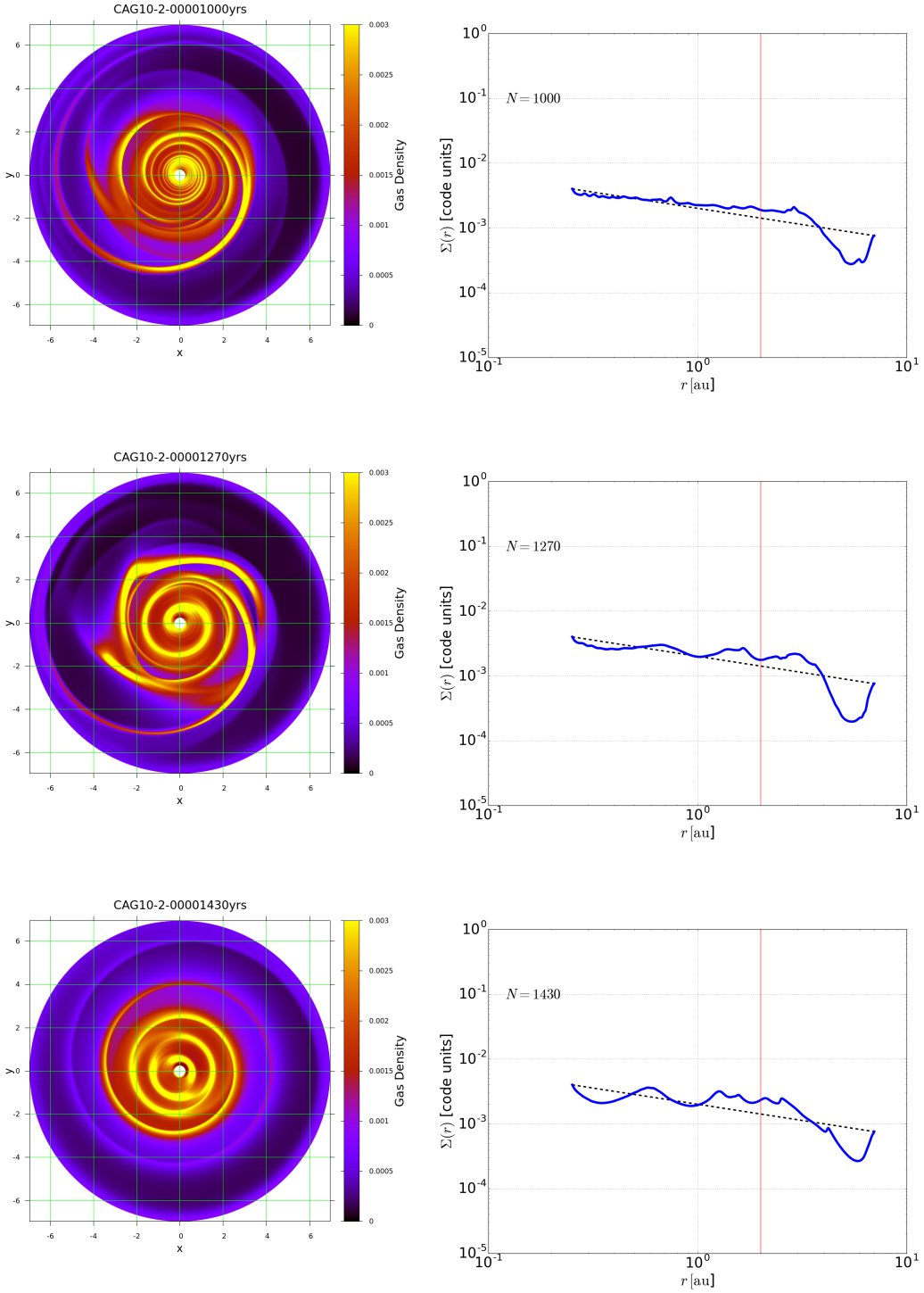

Figura 115: Caso do disco sem a presença de planetas imerso, nos instantes de 1.000 anos, 1.270 anos e 1.430 anos. Na primeira coluna apresentamos o disco de gás nesses instantes. Na segunda coluna apresentamos a distribuição de densidade do gás em cada momentos. A linha pontilhada indica a distribuição de densidade inicial e em vermelho indicamos a posição de 2 ua.

8 CONCLUSÕES

Neste trabalho, conseguimos explorar a formação e a evolução dos planetas em diversas condições através da abordagem hidrodinâmica.

Em nosso estudo conseguimos reproduzir a formação do planeta $\gamma-$ Cephei Ab no modelo de discos de gás isotérmico e no modelo radiativo.

Os dois modelos, isotérmico e radiativo, apresentaram leves diferenças, principalmente no caso das evoluções da massa do protoplaneta. A grande excentricidade encontrada nas simulações hidrodinâmicas não correspondem aos resultados das observações. Contudo os resultados das altas excentricidades podem ser explicados pela perturbação secular da estrela secundária.

Para delimitarmos as condições de formação de planetas em sistemas binários compactos, realizamos simulações para diferentes sistemas. Exploramos diferentes valores de massa e semi-eixo maior da estrela secundária. Percebemos que, para um sistema onde a estrela secundária está a menos de 10 ua da estrela primária o crescimento de um planeta a 3 ua usando o nosso modelo é improvável a menos que a massa da estrela secundária seja muito pequena.

Notamos também que quanto maior a massa e a proximidade da estrela secundária, mais rápida será a evolução do protoplaneta. Verificamos que para 30 ua, a estrela secundária exerce pouca influência na formação dos planetas no sistema.

Por fim, analisamos a influência da auto-gravidade do disco de gás na migração de planetas gigantes. Nosso objetivo foi averiguar a possibilidade de um comportamento similar ao Grand Tack em diferentes cenários.

Notamos que a auto-gravidade provoca um efeito similar a da viscosidade na evolução do semi-eixo dos planetas.

Para que ocorra a reversão na migração de Júpiter, como propõe o modelo do Grand Tack, é necessária uma viscosidade baixa ou considerar os efeitos da auto-gravidade para o caso com 1 MMNS.

Em sistemas com a massa do disco de 5 MMNS dificilmente seria possível reproduzir as migrações previstas no modelo do Grand Tack. Neste caso, o disco induz oscilações nos semi-eixos maiores dos planetas independente da viscosidade do disco e da presença ou não de auto-gravidade.

A auto-gravidade e a massa do disco muito alta, como no caso de 10 MMNS, colaboram para o colapso do disco, formando vários pontos de alta densidade e tal comportamento pode nos ajudar a entender a formação de planetas do tipo Hot Jupiter.

8.1 PERSPECTIVAS FUTURAS

Como perspectivas para os trabalhos futuros que se dediquem a compreensão da formação planetária, à partir da utilização de discos de gás, destacamos a importância de:

- Estudar sobre a formação dos planetas do sistemas binários HD41004, que apresenta planetas em ambas as estrelas;
- Investigar sobre a possibilidade de formação e de estabilidade de mais de um planeta em sistemas binários compactos;
- Estudar a evolução das viscosidades no disco de gás;
- Estudar as perdas de massa pelo disco devido a imersão do gás na estrela;
- Estudar a influência do protoplaneta no colapso do disco;

REFERÊNCIAS

ADACHI, I.; HAYASHI, C.; NAKAZAWA, K. The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula.. **Progress of Theoretical Physics**, v. 56, 1756-1771, dec. 1976. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1976PThPh..56.1756A>. Acesso em: 05 mar 2020.

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

ARMITAGE, P. J.; HANSEN, B. M. S. Early planet formation as a trigger for further planet formation. **Nature**, v. 402, 633-635, dec. 1999. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999Natur.402..633A>. Acesso em: 05 mar 2020.

BARR, A. C. Formation of exomoons: a solar system perspective. **The Astronomical Review**, v. 12, 24-52, oct. 2016. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016AstRv.12...24B>. Acesso em: 05 mar 2020.

BERGIN, E. A.; CLEEVES, L. I. Chemistry During the Gas-Rich Stage of Planet Formation. **Handbook of Exoplanets**, Springer International Publishing AG, part of Springer Nature, 2018.

BISIKALO, D. V.; KAIGORODOV, P. V.; IONOV, D. E.; SHEMATOVICH, V. I. Types of gaseous envelopes of "hot Jupiter"exoplanets. **Astronomy Reports**, v. 57, 715-725, oct. 2013. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ARep...57..715B>. Acesso em: 05 mar 2020.

BOSS, A. P. Giant planet formation by gravitational instability.. **Science**, v. 276, 1836-1839. 1997. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Sci...276.1836B>. Acesso em: 05 mar 2020.

BRASSER, R.; DUNCAN, M. J.; LEVISON, H. F. Embedded star clusters and the formation of the Oort cloud. II. The effect of the primordial solar nebula. **Icarus**, v. 191, 413-433, nov. 2007. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007Icar..191..413B>. Acesso em: 05 mar 2020.

BROUWER, D.; CLEMENCE, G. M. Methods of celestial mechanics. 1961. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1961mcm..book.....B>. Acesso em: 05 mar 2020.

BULIRSCH, R.; STOER, J. Numerical Treatment of Ordinary Differential Equations by Extrapolation Methods. **Numerische Mathematik** , v. 8, 1-13. 1966.

CAMPBELL, B.; WALKER, G. A. H.; YANG, S. A search for substellar companions to solar-type stars. **ApJ**, v. 331, 902-921, aug. 1988. Disponível em:

<http://adsabs.harvard.edu/abs/1988ApJ...331..902C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CANUP, R. M. Forming a Moon with an Earth-like Composition via a Giant Impact. **Science**, v. 338, 1052-, nov. 2012.

CANUP, R. M.; ASPHAUG, E. Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation. **Nature**, v. 412, 708-712. 2001.

CANUP, R. M.; WARD, W. R. A common mass scaling for satellite systems of gaseous planets. **Nature**, v. 441, 834-839, jun. 2006. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006Natur.441..834C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CHAMBERS, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. **MNRAS**, v. 304, 793-799, apr. 1999. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.304..793C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CHABRIER,, G. Plasma physics and planetary astrophysics. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 51, apr. 2009. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/51/12/124014>. Acesso em: 05 mar 2020.

CHIANG, E. I.; GOLDREICH, P.; Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. **The Astrophysical Journal**, v. 490, Issue 1, pp. 368-376 1997.

CHAUVIN, G.; BEUST, H.; LAGRANGE, A.-M.; EGGENBERGER, A. Planetary systems in close binary stars: the case of HD 196885. Combined astrometric and radial velocity study. **A&A**, v. 528, A8, apr. 2011. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011A26A...528A...8C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CORREIA, A. C. M.; UDRY, S.; MAYOR, M.; EGGENBERGER, A.; NAEF, D.; BEUZIT, J.-L.; PERRIER, C.; QUELOZ, D.; SIVAN, J.-P.; PEPE, F.; SANTOS, N. C.; SÉGRANSAN, D. The ELODIE survey for northern extra-solar planets. IV. HD 196885, a close binary star with a 3.7-year planet. **A&A**, v. 479, 271-275, feb. 2008. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A26A...479..271C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CRESSWELL, P.; NELSON, R. P. Three-dimensional simulations of multiple protoplanets embedded in a protostellar disc. **A&A**, v. 482, 677-690, may. 2008. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A26A...482..677C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CRESSWELL, P.; NELSON, R. P. On the evolution of multiple protoplanets embedded in a protostellar disc. **A&A**, v. 450, 833-853, may. 2006. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A26A...450..833C>. Acesso em: 05 mar 2020.

CRIDA, A. Minimum Mass Solar Nebulæ and Planetary Migration. July. 2009. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009sf2a.conf..313C/abstract>. Acesso em: 05 mar 2020.

CRIDA, A.; CHARNOZ, S. Formation of Regular Satellites from Ancient Massive Rings in the Solar System. **Science**, v. 338, 1196-, nov. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012Sci...338.1196C>. Acesso em: 05 mar 2020.

DEIENNO, R.; GOMMES, R. S.; WALSH, K. J.; MORBIDELLI, A.; NESVORNÝ, D. Is the Grand Tack model compatible with the orbital distribution of main belt asteroids?. **Icarus**, v. 272, 114-124. 2016.

DOMINGOS, R.C.; WINTER, O.C.; TOKOYAMA, T. Stable satellites around extrasolar giant planets. **MNRAS**, v. 373, 1227-1234. 2006.

DULLEMOND, C. P.; NATTA, A.; TESTI, L. Accretion in Protoplanetary Disks: The Imprint of Core Properties. **The Astrophysical Journal**, v. 645, Issue 1, pp. L69-L72. 2006.

DUMUSQUE, X.; PEPE, F.; LOVIS, C.; SÉGRANSAN, D.; SAHLMANN, J.; BENZ, W.; BOUCHY, F.; MAYOR, M.; QUELOZ, D.; SANTOS, N.; UDRY, S. An Earth-mass planet orbiting α Centauri B. **Nature**, v. 491, 207-211, nov. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012Natur.491..207D>. Acesso em: 05 mar 2020.

DVORAK, R.; PILAT-LOHINGER, E.; FUNK, B.; FREISTETTER, F. Planets in habitable zones:. A study of the binary Gamma Cephei. **A&A**, v. 398, L1-L4, feb. 2003. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003A26A...398L...1D>. Acesso em: 05 mar 2020.

ELS, S. G.; STERZIK, M. F.; MARCHIS, F.; PANTIN, E.; ENDL, M.; KÜRSTER, M. A second substellar companion in the Gliese 86 system. A brown dwarf in an extrasolar planetary system. **A&A**, v. 370, L1-L4, apr. 2001. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001A26A...370L...1E>. Acesso em: 05 mar 2020.

ENDL, M.; COCHRAN, W. D.; HATZES, A. P.; WITTENMYER, R. A. News from the γ Cephei Planetary System. 1331, 88-94, mar. 2011. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011AIPC.1331...88E>. Acesso em: 05 mar 2020.

ENNED, G. M.;MATRÀ, L.; FACCHINI, S.; MILLI, J.; PANIĆ, O.; PRICE, D.; WILNER, D. J.; WYATT, M. C.; YELVERTON, B. M. A circumbinary protoplanetary disk in a polar configuration. **Nature Astronomy**, v. 3, 230-235. 2019.

ERGI, EDWIN A.; WILLIAMS, J. P. The determination of protoplanetary disk masses.

eprint arXiv:1807.09631, v. 38, jul. 2018.

ESTRADA, P. R.; MOSQUEIRA, I.; LISSAUER, J. J.; D'ANGELO, G.; CRUIKSHANK, D. P. Formation of Jupiter and Conditions for Accretion of the Galilean Satellites. 27. 2009. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009euro.book...27E>. Acesso em: 05 mar 2020.

EVERHART, E. An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings, in Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution. **Astrophisics and Space Science Library**, v. 115-185. 1985.

FARIHI, J.; BOND, H. E.; DUFOUR, P.; HAGHIGHIPOUR, N.; SCHAEFER, G. H.; HOLBERG, J. B.; BARSTOW, M. A.; BURLEIGH, M. R. Orbital and evolutionary constraints on the planet hosting binary GJ 86 from the Hubble Space Telescope. **MNRAS**, v. 430, 652-660, mar. 2013. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.430..652F>. Acesso em: 05 mar 2020.

FERRAZ-MELLO, S. Dynamics of the Galilean satellites - an introductory treatise. 1979. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979dgsa.book.....F>. Acesso em: 05 mar 2020.

FUJII, Y. I.; KOBAYASHI, H.; TAKAHASHI, S. Z.; GRESSEL, O. Orbital Evolution of Moons in Weakly Accreting Circumplanetary Disks. **AJ**, v. 153, 194, apr. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ....153..194F>. Acesso em: 05 mar 2020.

FUJII, Y. I.; OKUZUMI, S.; TANIGAWA, T.; INUTSUKA, S.-I. On the Viability of the Magnetorotational Instability in Circumplanetary Disks. **ApJ**, v. 785, 101, apr. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...785..101F>. Acesso em: 05 mar 2020.

GILLON, M.; JEHIN, E.; LEDERER, S. M.; DELREZ, L.; DE WIT, J.; BURDANOV, A.; VAN GROOTEL, V.; BURGASSER, A. J.; TRIAUD, A. H. M. J.; OPITOM, C.; DEMORY, B.-O.; SAHU, D. K.; BARDALEZ GAGLIUFFI, D.; MAGAIN, P.; QUELOZ, D. Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. **Nature**, v. 533, 221-224, may. 2016. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016Natur.533..221G>. Acesso em: 05 mar 2020.

GILLON, M.; TRIAUD, A. H. M. J.; DEMORY, B.-O.; JEHIN, E.; AGOL, E.; DECK, K. M.; LEDERER, S. M.; DE WIT, J.; BURDANOV, A.; INGALLS, J. G.; BOLMONT, E.; LECONTE, J.; RAYMOND, S. N.; SELSIS, F.; TURBET, M.; BARKAOUI, K.; BURGASSER, A.; BURLEIGH, M. R.; CAREY, S. J.; CHAUSHEV, A.; COPPERWHEAT, C. M.; DELREZ, L.; FERNANDES, C. S.; HOLDSWORTH, D. L.; KOTZE, E. J.; VAN GROOTEL, V.; ALMLEAKY, Y.; BENKHALDOUN, Z.; MA-

GAIN, P.; QUELOZ, D. Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultra-cool dwarf star TRAPPIST-1. **Nature**, v. 542, 456-460, feb. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017Natur.542..456G>. Acesso em: 05 mar 2020.

GOLDSTEIN, H.; POOLE JR, C. P.; SAFKO, J. L. Classical Mechanics. **Addison Wesley**. 2001.

GOLDREICH, P.; SRIDHAR, S. Magnetohydrodynamic Turbulence Revisited. **Addison WesleyThe Astrophysical Journal**. v. 485, Issue 2, pp. 680-688. 1997.

GOLDREICH, P.; TREMAINE, S. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential.. **Astrophysical Journal**. v. 233, p. 857-871 . 1979.

GREENBERG, R. Galilean satellites - Evolutionary paths in deep resonance. **Icarus**, v. 70, 334-347, may. 1987. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1987Icar...70..334G>. Acesso em: 05 mar 2020.

GREENBERG, R. Orbit-orbit resonances in the solar system - Varieties and similarities. **Vistas in Astronomy**, v. 21, 209-239. 1977. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977VA.....21..209G>. Acesso em: 05 mar 2020.

GRIMM, S. L.; STADEL, J. G. The GENGA Code: Gravitational Encounters in N-body Simulations with GPU Acceleration. **ApJ**, v. 796, 23, nov. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...796...23G>. Acesso em: 05 mar 2020.

HAN, E.; WANG, S. X.; WRIGHT, J. T.; FENG, Y. K.; ZHAO, M.; FAKHOURI, O.; BROWN, J. I.; HANCOCK, C. Exoplanet Orbit Database. II. Updates to Exoplanets.org. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 126, 827, sep. 2014. Disponível em: <http://http://www.jstor.org/stable/10.1086/678447>. Acesso em: 05 mar 2020.

HATZES, A. P.; COCHRAN, W. D.; ENDL, M.; MCARTHUR, B.; PAULSON, D. B.; WALKER, G. A. H.; CAMPBELL, B.; YANG, S. A Planetary Companion to γ Cephei A. **ApJ**, v. 599, 1383-1394, dec. 2003. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...599.1383H>. Acesso em: 05 mar 2020.

HAYASHI, C. Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula. **Progress of Theoretical Physics Supplement**, v. 70, 35-53. 1981. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1981PThPS..70...35H>. Acesso em: 05 mar 2020.

HELLER, R.; PUDRITZ, R. Conditions for water ice lines and Mars-mass exomoons around accreting super-Jovian planets at 1-20 AU from Sun-like stars. **A&A**, v. 578, A19,

jun. 2015. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015A%26A...578A..19H>. Acesso em: 05 mar 2020.

HELLER, R.; PUDRITZ, R. Water Ice Lines and the Formation of Giant Moons around Super-Jovian Planets. **ApJ**, v. 806, 181, jun. 2015. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...806..181H>. Acesso em: 05 mar 2020.

HO, PAUL Astrophysics: Exoplanets hidden in the gaps. **Nature**, v. Volume 530, Issue 7589, 169-170, feb. 2016. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016Natur.530..169H/abstract>. Acesso em: 05 mar 2020.

HOWARD, A. W.; MARCY, G. W.; BRYSON, S. T.; JENKINS, J. M.; ROWE, J. F.; BATALHA, N. M.; BORUCKI, W. J.; KOCH, D. G.; DUNHAM, E. W.; GAUTIER, III; VAN CLEVE, J.; COCHRAN, W. D.; LATHAM, D. W.; LISSAUER, J. J.; TORRES, G.; BROWN, T. M.; GILLILAND, R. L.; BUCHHAVE, L. A.; CALDWELL, D. A.; CHRISTENSEN-DALSGAARD, J.; CIARDI, D.; FRESSIN, F.; HAAS, M. R.; HOWELL, S. B.; KJELDSEN, H.; SEAGER, S.; ROGERS, L.; SASSELOV, D. D.; STEFFEN, J. H.; BASRI, G. S.; CHARBONNEAU, D.; CHRISTIANSEN, J.; CLARKE, B.; DUPREE, A.; FABRYCKY, D. C.; FISCHER, D. A.; FORD, E. B.; FORTNEY, J. J.; TARTER, J.; GIROUARD, F. R.; HOLMAN, M. J.; JOHNSON, J. A.; KLAUS, T. C.; MACHALEK, P.; MOORHEAD, A. V.; MOREHEAD, R. C.; RAGOZZINE, D.; TENENBAUM, P.; TWICKEN, J. D.; QUINN, S. N.; ISAACSON, H.; SHPORER, A.; LUCAS, P. W.; WALKOWICZ, L. M.; WELSH, W. F.; BOSS, A.; DEVORE, E.; GOULD, A.; SMITH, J. C.; MORRIS, R. L.; PRSA, A.; MORTON, T. D.; STILL, M.; THOMPSON, S. E.; MULLALLY, F.; ENDL, M.; MACQUEEN, P. J. Planet Occurrence within 0.25 AU of Solar-type Stars from Kepler. **ApJS**, v. 201, 15, aug. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJS..201...15H>. Acesso em: 05 mar 2020.

HUANG, K. Statistical Mechanics. 1987.

HUBICKYJ, O.; BODENHEIMER, P.; LISSAUER, J. J. Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core. **Icarus, 159, 274**, v. 2005.

IDA, S.; LIN, D. N. C. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities. **ApJ**, v. 616, 567-572, nov. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...616..567I>. Acesso em: 05 mar 2020.

IRWIN, P. G. J. Giant Planets of Our Solar System.. **Praxis Publishing Ltd**. 2006.

IZIDORO, A.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N. Terrestrial Planet Formation in the Presence of Migrating Super-Earths. **ApJ**, v. 794, 11, oct. 2014. Disponível em:

<http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...794...11I>. Acesso em: 05 mar 2020.

IZIDORO, A.; MORBIDELLI, A.; RAYMOND, S. N.; HERSANT, F.; PIERENS, A. Accretion of Uranus and Neptune from inward-migrating planetary embryos blocked by Jupiter and Saturn. **A&A**, v. 582, A99, oct. 2015. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015A%26A...582A..99I>. Acesso em: 05 mar 2020.

IZIDORO, A.; OGIHARA, M.; RAYMOND, S. N.; MORBIDELLI, A.; PIERENS, A.; BITSCH, B.; COSSOU, C.; HERSANT, F. Breaking the chains: hot super-Earth systems from migration and disruption of compact resonant chains. **MNRAS**, v. 470, 1750-1770, sep. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017MNRAS.470.1750I>. Acesso em: 05 mar 2020.

IZIDORO, A.; RAYMOND, S. N.; PIERENS, A.; MORBIDELLI, A.; WINTER, O. C.; NESVORNY', D. The Asteroid Belt as a Relic from a Chaotic Early Solar System. **ApJ**, v. 833, 40, dec. 2016. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016ApJ...833...40I>. Acesso em: 05 mar 2020.

JANG-CONDELL, H. On the Likelihood of Planet Formation in Close Binaries. **ApJ**, v. 799, 147, feb. 2015. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...799..147J>. Acesso em: 05 mar 2020.

JANG-CONDELL, H.; MUGRAUER, M.; SCHMIDT, T. Disk Truncation and Planet Formation in γ Cephei. **ApJL**, v. 683, L191-L194, aug. 2008. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008ApJ...683L.191J>. Acesso em: 05 mar 2020.

JOHANSEN, A. Formation of Planetesimals: The Building Blocks of Planets. **Encyclopedia of Astrobiology**, 2015.

JOHANSEN, A.; OISHI, J. S.; MAC LOW, M. ; KLAHR, H.; HENNING, T.;YOUDIN, A. Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. **Nature**,v. 448, Issue 7157, 1022-1025. 2007.

KUSAKA, T.; NAKANO, T.; HAYASHI, C. Growth of Solid Particles in the Primordial Solar Nebula. **CProgress of Theoretical Physics**. v. 44, No. 6, pp. 1580-1595. 1970.

KLAHR, H.; BRANDNER, W. Planet Formation.. **Cambridge University Press**. 2006.

KLEY, W. Modelling the evolution of planets in disks. **MNRAS, 303, 696**, v. 2009.

KLEY, W. Mass flow and accretion through gaps in accretion discs. **MNRAS**, v. 303, 696-710, mar. 1999. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.303..696K>. Acesso em: 05 mar 2020.

KLEY, W. Radiation hydrodynamics of the boundary layer in accretion disks. **A&A, 208, 98**, v. 1989.

KLEY, W.; NELSON, R. On the Formation and Dynamical Evolution of Planets in Binaries. **ArXiv e-prints**, v. may. 2007. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007arXiv0705.3421K>. Acesso em: 05 mar 2020.

KLEY, W.; NELSON, R. P. Planet formation in binary stars: the case of γ Cephei. **A&A**, v. 486, 617-628, aug. 2008. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A...486..617K>. Acesso em: 05 mar 2020.

KOKUBO, E.; IDA, S. Formation of Protoplanet Systems and Diversity of Planetary Systems. **ApJ**, v. 581, 666-680, dec. 2002. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...581..666K>. Acesso em: 05 mar 2020.

KUIPER, G. P. On the origin of the satellites and the Trojans. **Vistas in Astronomy, 303, 1631**, v. 1956.

LAGRANGE, A.-M.; BEUST, H.; UDRY, S.; CHAUVIN, G.; MAYOR, M. New constrains on Gliese 86 B. VLT near infrared coronographic imaging survey of planetary hosts. **A&A**, v. 459, 955-963, dec. 2006. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...459..955L>. Acesso em: 05 mar 2020.

LEMOS, N. A. Mecânica Analítica. **Livraria da Fisíca**. 2013.

LI, J.; CARLSON, B. E.;LACIS, A. A.; Application of spectral analysis techniques in the inter-comparison of aerosol data, Part 4: Synthesized analysis of multisensor satellite and ground-based AOD measurements using combined maximum covariance analysis.. Atmos. Meas. Tech., 7, 2531-2549. 2014.

LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. On the dynamical origin of the solar system. 981-1072. 1985. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985prpl.conf..981L>. Acesso em: 05 mar 2020.

LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. C. B. On the tidal interaction between protostellar disks and companions. 749-835. 1993. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1993prpl.conf..749L>. Acesso em: 05 mar 2020.

LISSAUER, J. J.; STEVENSON, D. J. Protostars and Planets.. **University of Arizona Press**. 2007.

LUBOW, S. H.; MARTIN, R. G. Dead zones In circumplanetary discs as formation sites for regular satellites. **MNRAS, 428, 2668**, v. 2012.

LUBOW, S. H.; SEIBERT, M.; ARTYMOWICZ, P. Disk Accretion onto High-Mass Planets. **ApJ**, v. 526, 1001-1012, dec. 1999. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...526.1001L>. Acesso em: 05 mar 2020.

LUGER, R.; SESTOVIC, M.; KRUSE, E A seven-planet resonant chain in TRAPPIST-1. **Nature Astronomy**, v. 1, 0129, jun. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017NatAs...1E.129L>. Acesso em: 05 mar 2020.

LUNINE, J. I.; STEVENSON, D. J. Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula. **Icarus**, v. 52, 14-39, oct. 1982. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982Icar...52...14L>. Acesso em: 05 mar 2020.

MÜLLER, T. W. A.; KLEY, W. Circumstellar disks in binary star systems. Models for γ Cephei and α Centauri. **A&A**, v. 539, A18, mar. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012A%26A...539A..18M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MASSET, FREDERIC FARGO. Novembe. 2013.

MASSET, F. FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. **A&A**, v. 141, 165-173, jan. 2000. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000A%26AS..141..165M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MAYOR, M.; MARMIER, M.; LOVIS, C.; UDRY, S.; SÉGRANSAN, D.; PEPE, F.; BENZ, W.; BERTAUX, J. -.; BOUCHY, F.; DUMUSQUE, X.; LO CURTO, G.; MORDASINI, C.; QUELOZ, D.; SANTOS, N. C. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. **ArXiv e-prints**, v. sep. 2011. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1109.2497M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MCKINNON, W. B. Mystery of Callisto: Is it undifferentiated?. **Icarus**, v. 130, 540-543. 1997.

MIGNONE, A.; BODO, G.; MASSAGLIA, S.; MATSAKOS, T.; TESILEANU, O.; ZANNI, C.; FERRARI, A. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics. **ApJ**, v. 170, 228-242, may. 2007. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJS..170..228M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MIGUEL, Y.; IDA, S. A semi-analytical model for exploring Galilean satellites formation from a massive disk. **Icarus**, v. 266, 1-14, mar. 2016. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016Icar..266....1M>. Acesso em: 05 mar 2020.

ILNE-THOMSO, L.M. Theoretical Hydrodynamics. **Dover Publications**. 2013.

MIZUNO, H. Formation of the Giant Planets. **Progress of Theoretical Physics, 64, 544**,

v. 1980.

MONTEIRO, L. H. A. Sistemas Dinâmicos. **Livraria da Física**. 2011.

MONTESINOS, M.; CUADRA, J.; PEREZ, S.; BARUTEAU, C. CASASSUS, S. TProtoplanetary disks including radiative feedback from accreting planets. **Earth and Planetary Astrophysics** , ApJ 806 253, 2015.

MORBIDELLI, A. Modern celestial mechanics : aspects of solar system dynamics. 2002. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002mcma.book.....M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MUGRAUER, M.; NEUHÄUSER, R. Gl86B: a white dwarf orbits an exoplanet host star. **MNRAS**, v. 361, L15-L19, jul. 2005. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.361L..15M>. Acesso em: 05 mar 2020.

MURRAY, C. D.; DERMOTT, S. F. Solar system dynamics. 1999. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ssd..book.....M>. Acesso em: 05 mar 2020.

NAMOUNI, F. The fate of moons of close-in giant exoplanets. **ApJL**, v. 719, L145-L147. 2010.

NELSON, A. F. Planet Formation is Unlikely in Equal-Mass Binary Systems with A ˜ 50 AU. **ApJL**, v. 537, L65-L68, jul. 2000. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000ApJ...537L..65N>. Acesso em: 05 mar 2020.

NELSON, R. P.; PAPALOIZOU, J. C. B.; MASSET, F.; KLEY, W. The migration and growth of protoplanets in protostellar discs. **MNRAS**, v. 318, 18-36, oct. 2000. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.318...18N>. Acesso em: 05 mar 2020.

NESVORNÝ, D.; VOKROUHLICKÝ, D.; MORBIDELLI, A. Capture of irregular satellites during planetary encounters. **AJ**, v. 133, 1962-1076, may. 2007.

NEUHÄUSER, R.; MUGRAUER, M.; FUKAGAWA, M.; TORRES, G.; SCHMIDT, T. Direct detection of exoplanet host star companion γ Cep B and revised masses for both stars and the sub-stellar object. **A&A**, v. 462, 777-780, feb. 2007. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007A%26A...462..777N>. Acesso em: 05 mar 2020.

OGIHARA, M.; IDA, S. N-body Simulations of Satellite Formation around Giant Planets: Origin of Orbital Configuration of the Galilean Moons. **ApJ**, v. 753, 60, jul. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...753...60O>. Acesso em: 05 mar 2020.

OLIVEIRA FILHO, K. S.; SARAIVA, M. F. O. Astronomia e Astrofísica.. **Livraria da Fisíca**. 2004.

ORMEL, C. W.; KUIPER, R.; SHI, J.-M. Hydrodynamics of embedded planets' first atmospheres - I. A centrifugal growth barrier for 2D flows. **MNRAS**, v. 446, 1026-1040, jan. 2015. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015MNRAS.446.1026O>. Acesso em: 05 mar 2020.

ORMEL, C. W.; LIU, B.; SCHOONENBERG, D. Formation of TRAPPIST-1 and other compact systems. **A&A**, v. 604, A1, jul. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...604A...1O>. Acesso em: 05 mar 2020.

PAARDEKOOPER, S.-J.; THÉBAULT, P.; MELLEMA, G. Planetesimal and gas dynamics in binaries. **MNRAS**, v. 386, 973-988, may. 2008. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008MNRAS.386..973P>. Acesso em: 05 mar 2020.

PAPALOIZOU, J.; LIN, D. N. C. On the tidal interaction between protoplanets and the primordial solar nebula. I - Linear calculation of the role of angular momentum exchange. **ApJ**, v. 285, 818-834, oct. 1984. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJ...285..818P>. Acesso em: 05 mar 2020.

PAPALOIZOU, J. C. B.; LARWOOD, J. D. On the orbital evolution and growth of protoplanets embedded in a gaseous disc. **MNRAS**, v. 315, 823-833, jul. 2000. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000MNRAS.315..823P>. Acesso em: 05 mar 2020.

PEALE, S. J. Origin and Evolution of the Natural Satellites. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 37, 533-602. 1999.

PEALE, S. J.; LEE, M. H. A Primordial Origin of the Laplace Relation Among the Galilean Satellites. **Science**, v. 298, 593-597, oct. 2002. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002Sci...298..593P>. Acesso em: 05 mar 2020.

PETIGURA, E. A.; HOWARD, A. W.; MARCY, G. W. Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars. **Proceedings of the National Academy of Science**, v. 110, 19273-19278, nov. 2013. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013PNAS..11019273P>. Acesso em: 05 mar 2020.

PIERENS, A.; RAYMOND, S. N. TTwo phase, inward-then-outward migration of Jupiter and Saturn in the gaseous solar nebula. **Astronomy & Astrophysics**. v. 533. 2011.

PILAT-LOHINGER, E.; FUNK, B. The stability of exoplanets in the binary Gliese 86 AB. **Department of Astronomy of the Eötvös University**. 103. 2006.

POLLACK, J. B.; HUBICKYJ, O.; P. BODENHEIMER, ET AL. Formation of the Giant

Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. **Icarus, 124, 62**, v. 1996.

QUELOZ, D.; MAYOR, M.; WEBER, L.; BLÉCHA, A.; BURNET, M.; CONFINO, B.; NAEF, D.; PEPE, F.; SANTOS, N.; UDRY, S. The CORALIE survey for southern extra-solar planets. I. A planet orbiting the star Gliese 86. **A&A**, v. 354, 99-102, feb. 2000. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000A%26A...354...99Q>. Acesso em: 05 mar 2020.

RAYMOND, S. N.; QUINN, T.; LUNINE, J. I. Terrestrial Planet Formation in Disks with Varying Surface Density Profiles. **ApJ**, v. 632, 670-676, oct. 2005. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...632..670R>. Acesso em: 05 mar 2020.

REIF, F. Fundamentals of Statistical and Thermal Physics. 1985.

ROY, A. E. Orbital Motion. 2005. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ormo.book.....R>. Acesso em: 05 mar 2020.

RUSSEL, J. L. Development of a Self-Consistent Gas Accretion Model for Simulating Gas Giant Formation in Protoplanetary Disks. de. 2011.

SAFRONOV, V. S. Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets. **1969**, v. 1969.

SAHA, P.; TREMAINE, S. Symplectic integrators for solar system dynamics. **AJ**, v. 104, 1633-1640, oct. 1992. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992AJ....104.1633S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SAIS, LOUIS La limite de Roche. Decembe. 2013.

SALINAS, S. R. A. Introdução à Fisíca Estatística. 2005.

ANZ-SERN, J. M. Sympletic integrators for Hamiltonian problems:an overview. **Acta Numerica**, v. 1, 243-286. 1992.

SASAKI, T.; STEWART, G. R.; IDA, S. Origin of the Different Architectures of the Jovian and Saturnian Satellite Systems. **ApJ**, v. 714, 1052-1064, may. 2010. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...714.1052S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SCHUBERT, G.; ANDERSON, J. D.; SPOHN, T.; MCKINNON, W. B. Interior composition, structure and dynamics of the Galilean satellites. 281-306. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004jpsm.book..281S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance.. **A&A**, v. 24, 337-355. 1973. Disponível em:

<http://adsabs.harvard.edu/abs/1973A%26A....24..337S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SOHL, F.; SPOHN, T.; BREUER, D.; NAGEL, K. Implications from Galileo Observations on the Interior Structure and Chemistry of the Galilean Satellites. **Icarus**, v. 157, 104-119, may. 2002. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002Icar..157..104S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SOLARSYSTEM.NASA.GOV, Solar System Exploration. Novembe. 2013.

SOUSA, R. R. A instabilidade na evolução dinâmica do sistema solar: considerações sobre o tempo de instabilidade e a formação dinâmica do cinturão de Kuiper. Tese de doutorado. 2019. Disponível em: <https://repositorio.unesp.br/handle/11449/183463>. Acesso em: 08 mar 2021.

SPRINGEL, V. The cosmological simulation code GADGET-2. **MNRAS, 364, 1105**, v. 2005.

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

STOLL, M. H. R.; KLEY, W. Vertical shear instability in accretion disc models with radiation transport. **A&A**, v. 572, A77, dec. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014A%26A...572A..77S>. Acesso em: 05 mar 2020.

STOLL, M. H. R.; KLEY, W.; PICOGNA, G. Anisotropic hydrodynamic turbulence in accretion disks. **A&A**, v. 599, L6, mar. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...599L...6S>. Acesso em: 05 mar 2020.

STOLL, M. H. R.; PICOGNA, G.; KLEY, W. Planet-disc interaction in laminar and turbulent discs. **A&A**, v. 604, A28, jul. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017A%26A...604A..28S>. Acesso em: 05 mar 2020.

STONE, J.; NORMAN, M. L. ZEUS-2D: A Radiation Magnetohydrodynamics Code for Astrophysical Flows in Two Space Dimensions. II. The Magnetohydrodynamic Algorithms and Tests. **ApJS, 80, 753**, v. 1992.

SUETSUGU, R.; OHTSUKI, K. Distribution of captured planetesimals in circumplanetary gas disks and implications for accretion of regular satellites. **ArXiv e-prints**, v. mar. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017arXiv170307917S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SCHWARZ, R.; FUNK, B.; ZECHNER, R.; BAZSÓ, Á. New prospects for observing and cataloguing exoplanets in well-detached binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 460, Issue 4, p.3598-3609. 2016.

gyi2017

SZULÁGYI, J. Effects of the Planetary Temperature on the Circumplanetary Disk and on the Gap. **ApJ**, v. 842, 103, jun. 2017. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...842..103S>. Acesso em: 05 mar 2020.

SZULÁGYI, J.; MASSET, F.; LEGA, E.; CRIDA, A.; MORBIDELLI, A.; GUILLOT, T. Circumplanetary disc or circumplanetary envelope?. **MNRAS**, v. 460, 2853-2861, aug. 2016. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016MNRAS.460.2853S>. Acesso em: 05 mar 2020.

TAKATA, TOSHIKO; STEVENSON, DAVID J. Despin Mechanism for Protogiant Planets and Ionization State of Protogiant Planetary Disks. **Icarus**, v. 123, 404 - 421. 1996.

TANAKA, H.; TAKEUCHI, T.; WARD, W. R. Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration. **ApJ**, v. 565, 1257-1274, feb. 2002. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...565.1257T>. Acesso em: 05 mar 2020.

TANAKA, H.; WARD, W. R. Three-dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. II. Eccentricity Waves and Bending Waves. **ApJ**, v. 602, 388-395, feb. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...602..388T>. Acesso em: 05 mar 2020.

TANIGAWA, T.; OHTSUKI, K.; MACHIDA, M. N. Distribution of Accreting Gas and Angular Momentum onto Circumplanetary Disks. **ApJ**, v. 747, 47, mar. 2012. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJ...747...47T>. Acesso em: 05 mar 2020.

THÉBAULT, P.; HAGHIGHIPOUR, N. Planet formation in Binaries. **ArXiv e-prints**, v. jun. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014arXiv1406.1357T>. Acesso em: 05 mar 2020.

HÉBAUL, P.; MARZARI, F.; SCHOLL, H.; TURRINI, D.; BARBIERI, M. Planetary formation in the γ Cephei system. **A&A**, v. 427, 1097-1104, dec. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004A%26A...427.1097T>. Acesso em: 05 mar 2020.

TOOMRE, A. On the gravitational stability of a disk of stars. **ApJ, 139, 1217**, v. 1964.

TSIGANIS, K.; GOMES, R.; MORBIDELLI, A.; LEVISON, H. F. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. **Nature**, v. 435, 459-461, may. 2005. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005Natur.435..459T>. Acesso em: 05 mar 2020.

TURNER, N. J.; LEE, M. H.; SANO, T. Magnetic Coupling in the Disks around

Young Gas Giant Planets. **ApJ**, v. 783, 14, mar. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...783...14T>. Acesso em: 05 mar 2020.

TURRINI, D.; BARBIERI, M.; MARZARI, F.; TRICARICO, P. Planetary formation and orbital stability in the gamma Cephei system. **Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi**, v. 5, 127. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004MSAIS...5..127T>. Acesso em: 05 mar 2020.

UGHE, A. M. Circumstellar Disk Structure and Evolutionthrough Resolved Submillimeter Observations. **ProQuest Dissertations And Theses**, v. 71-07, Section B, 294. 2010. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010PhDT.....59H/abstract>. Acesso em: 05 mar 2020.

WARD, W. R. Protoplanet Migration by Nebula Tides. **Icarus**, v. 126, 261-281, apr. 1997. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997Icar..126..261W>. Acesso em: 05 mar 2020.

WARD, W. R.; CANUP, R. M. Circumplanetary Disk Formation. **AJ**, v. 140, 1168-1193, nov. 2010. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010AJ....140.1168W>. Acesso em: 05 mar 2020.

WATSO, DAN M.;BOHAC, C. J.; HULL, C.; FORREST, J.; FURLAN, E.; NAJITA, J.; CALVET, N.; D'ALESSIO, P.; HARTMANN, L.; SARGENT, B.; GREEN, J. D.; KIM, K. H.; HOUCK, J. R. The development of a protoplanetary disk from its natal envelope. **Nature**, v. Volume 448, Issue 7157, 1026-1028, aug. 2017. Disponível em: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007Natur.448.1026W/abstract>. Acesso em: 05 mar 2020.

WEIDENSCHILLING, S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. **MNRAS**, v. 180, 57-70, jul. 1977. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977MNRAS.180...57W>. Acesso em: 05 mar 2020.

WHITMIRE, D. P.; MATESE, J. J.; CRISWELL, L.; MIKKOLA, S. Habitable Planet Formation in Binary Star Systems. **Icarus**, v. 132, 196-203, mar. 1998. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998Icar..132..196W>. Acesso em: 05 mar 2020.

WILLIAMS, J. P.; CIEZA, L. A. Protoplanetary Disks and Their Evolution. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics,** , v. 49, 67-117, Sep. 2011.

WISDOM, J.; HOLMAN, M. Simpletic maps for the n-body problem. **AJ**, v. 102, 1528-1538, oct. 1991.

YODER, C. F. Astrometric and Geodetic Properties of Earth and the Solar System. 1.

1995. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995geph.conf....1Y>. Acesso em: 05 mar 2020.

YOSHIDA, H. Recent Progress in the Theory and Application of Symplectic Integrators. **Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy**, v. 56, 27-43, mar. 1993. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1993CeMDA..56...27Y>. Acesso em: 05 mar 2020.

ZHANG, X.; LIU, B.; LIN, D. N. C.; LI, H. Migration and Growth of Protoplanetary Embryos. I. Convergence of Embryos in Protoplanetary Disks. **ApJ**, v. 797, 20, dec. 2014. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...797...20Z>. Acesso em: 05 mar 2020.

ZIEGLER, U.; YORKE, H. W. A nested grid refinement technique for magnetohydrodynamical flows. **Comput. Phys. Commun., 101, 54**, v. 1997.

ZUCKER, S.; MAZEH, T.; SANTOS, N. C.; UDRY, S.; MAYOR, M. Multi-order TODCOR: Application to observations taken with the CORALIE echelle spectrograph. II. A planet in the system HD 41004. **A&A**, v. 426, 695-698, nov. 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004A26A...426..695Z>. Acesso em: 05 mar 2020.