

NICOLE PEREIRA DE LIMA

**CAPTURA GRAVITACIONAL DE PEQUENOS CORPOS POR
ARRASTO EM UM GÁS MODELADO USANDO EQUAÇÕES
HIDRODINÂMICAS**

Guaratinguetá

2015

NICOLE PEREIRA DE LIMA

CAPTURA GRAVITACIONAL DE PEQUENOS CORPOS POR ARRASTO
EM UM GÁS MODELADO USANDO EQUAÇÕES HIDRODINÂMICAS

Trabalho de Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Graduação em Física da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Graduação em Bacharelado em Física.

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

Guaratinguetá
2015

L732c	Lima, Nicole Pereira de Captura Gravitacional de Pequenos Corpos por Arrasto em um Gás Modelado Usando Equações Hidrodinâmicas / Nicole Pereira de Lima – Guaratinguetá : [s.n], 2014. 51 f. : il. Bibliografia : f. 50-51 Trabalho de Graduação em Bacharelado em Física – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2014. Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto 1. Gravitação 2. Planetas 3. Satélites I. Título CDU 531.5
-------	--



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Campus de Guaratinguetá

NICOLE PEREIRA DE LIMA

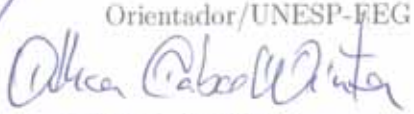
ESTE TRABALHO DE GRADUAÇÃO FOI JULGADO ADEQUADO COMO PARTE
DO REQUISITO PARA A OBTENÇÃO DO DIPLOMA DE "GRADUAÇÃO EM
BACHARELADO EM FÍSICA"

APROVADO EM SUA FORMA FINAL PELO CONSELHO DE CURSO DE
GRADUAÇÃO EM FÍSICA


Prof. Dr. Denis Dalimazi
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Orientador/UNESP-FEG


Prof. Dr. Othon Cabo Winter
UNESP-FEG


Profa. Dra. Silvia Maria Giuliatti Winter
UNESP-FEG

Janeiro de 2015

Naturalmente, dedico este trabalho aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer à Arte. Sem esta (em todas suas manifestações) não seria quem sou. Ao meu orientador Ernesto Vieira Neto, por seus ensinamentos e pelas boas conversas. Também à todos os professores que colaboraram em minha formação. Agradeço à minha família pelo apoio, ao meu caro Alexandre Pinho por existir, aos meus amigos, Gabriel, Gustavo, Pedro e Thalita pela companhia enriquecedora. Finalmente, agradeço a todos os seres que direta ou indiretamente apoiam a realização da ciência em sua forma mais ampla.

*“Fiz de mim o que não soube
E o que podia fazer de mim não o fiz.
O dominó que vesti era errado.
Conheceram-me logo por quem não era e não desmenti, e perdi-me.
Quando quis tirar a máscara,
Estava pegada à cara.
Quando a tirei e me vi ao espelho,
Já tinha envelhecido.
Estava bêbado, já não sabia vestir o dominó que não tinha tirado.
Deitei fora a máscara e dormi no vestiário
Como um cão tolerado pela gerência
Por ser inofensivo
E vou escrever esta história para provar que sou sublime.”*

Tabacaria - Álvaro de Campos por Fernando Pessoa , 15-1-1928.

LIMA, N. P. **Captura Gravitacional de Pequenos Corpos por Arrasto em um Gás Modelado Usando Equações Hidrodinâmicas**. 2014. 51 f. Trabalho de Graduação (Graduação em Bacharelado em Física) – Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2014.

RESUMO

Neste trabalho modelamos a dinâmica da captura de planetesimais por encontros próximos com algum planeta que esteja envolto por um envelope de gás. Trazendo como inovação a utilização do gás hidrodinâmico. Iniciamos o projeto com o estudo das trajetórias das partículas em um programa que utiliza o modelo analítico de gás. Após adquirirmos certa experiência com o modelo, iniciou-se o processo de desenvolvimento de um programa que utiliza o modelo numérico de gás. O gás hidrodinâmico é caracterizado por equações que não podem ser solucionadas analiticamente. Sendo assim, utilizamos um algoritmo capaz de modelar o gás, disponibilizando suas informações em formato de células. Nesse contexto foi desenvolvido um código que lê as células, realiza os devidos cálculos e nos retorna os dados que desejamos sobre a trajetória.

PALAVRAS-CHAVE: Captura Gravitacional. Arrasto em gás. Planetas. Satélites

LIMA, N. P. Gravitational Capture of Small Bodies by Gas Drag Developed using Hydrodynamic Equations. 2014. 51 f. Graduate Work (Graduate in Physics) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2014.

ABSTRACT

In this work we have developed an apparatus in order to study the capture of asteroids by planets surrounded by a gas envelope during fly-by, to do this we have brought an innovation by using a hydrodynamical gas. We began such project by studying particles trajectories with a code based on the analytical gas. After being used to this model we have started a process to elaborate a code which uses the gas in a numerical way. The hydrodynamical gas is described by equations which are not solved analytically. Therefore, it was used an algorithm able to model the gas by keeping all information of the gas in cells. Thus we have made a code to read such cell's information and then to solve all calculations. Once this process is done, the program inform us all date about the simulated trajectories.

KEYWORDS: Gravitational Capture. Gas Drag. Planets. Satellites.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 –	Representação da densidade adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Ao redor do planeta é possível notar a presença de dois “braços” de um vórtice, onde a densidade é cerca de duas vezes maior do que no fundo da figura. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.	17
Figura 1.2 –	Representação da velocidade escalar adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Observa-se que as velocidades são em geral maiores onde as densidades do gás são baixas. A assimetria entre os “braços” do vórtice são provavelmente causados devido à rotação de Júpiter ao redor do Sol. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.	18
Figura 1.3 –	Representação da velocidade vetorial adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Nesta representação é possível interpretar melhor a Figura 2 e também verificar que o vórtice possui a tendência de expulsar material do disco de gás. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.	19
Figura 3.1 –	Visão planar da relação entre as coordenadas inerciais (“ ξ ”, “ η ” e “ ζ ”) e o sistema girante (“ x ”, “ y ” e “ z ”). Representação baseada em Murray & Dermott (1999).	23
Figura 3.2 –	Visão planar da relação entre as coordenadas inerciais (“ ξ ”, “ η ” e “ ζ ”) e o sistema girante (“ x ”, “ y ” e “ z ”) com o Sol deslocado para a origem.	24
Figura 3.3 –	Ilustração do método de busca utilizado inicialmente, onde x' e y' são as coordenadas da partícula e o intervalo delimita a região onde as coordenadas são buscadas.	25
Figura 3.4 –	Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.	26
Figura 3.5 –	Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.	27

Figura 3.6 –	Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.	28
Figura 3.7 –	Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.	28
Figura 3.8 –	Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.	29
Figura 3.9 –	Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.	29
Figura 3.10 –	Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. Por conta do pequeno desvio não é possível verificar a diferença entre as curvas nesta escala apresentada. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.	31
Figura 3.11 –	Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração. Nota-se que o aspecto descontínuo se deve ao fato dos desvios terem diminuído por volta de duas ordens de grandeza com relação aos exemplos anteriores e o passo das interações ter sido mantido.	31
Figura 3.12 –	Comparação entre todos os gráficos de desvio, onde os mesmos são dados em raios do planeta e a evolução deles é dados por meio do número de interações. A curva vermelha representa o exemplo da figura 8, a azul o exemplo da figura 12 e por fim a curva laranja representa o último exemplo apresentado cujo desvio é dado pela figura 14.	33
Figura 4.1 –	Comparação de trajetórias geradas com gases diferentes. A curva laranja é a trajetória correspondente ao gás analítico enquanto que a curva preta apresenta o gás numérico. Ambas trajetórias possuem as mesmas condições iniciais, tendo como início a extremidade esquerda das curvas. A adimensionalização das coordenadas também é dada com a distância Sol-Júpiter equivalendo à uma unidade. . . .	34

Figura 4.2 –	Desvio pontual das trajetórias da Figura 16 com relação ao tempo. O desvio é também é adimensionalizado enquanto que o tempo é descrito em dias.	35
Figura 4.3 –	Variação da densidade do gás ao redor do planeta Júpiter que se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$. Nota-se que o pico de densidade do gás se dá justamente na localização do planeta.	36
Figura 4.4 –	Trajetoária de escape da partícula em relação ao planeta sem a presença do gás.	37
Figura 4.5 –	Trajetoária de captura da partícula em relação ao planeta sem a presença do gás. As condições iniciais neste caso são as finais do caso da figura 19, desta vez o sentido do tempo é alterado de forma a se obter a mesma curva.	38
Figura 4.6 –	Trajetoária de captura da partícula em relação ao planeta com a presença do gás. Observa-se que diferentemente das figuras 19 e 20, o gás faz com que o ponto final da integração seja outro.	38
Figura 4.7 –	Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “1”. Este gás representa um instante dentro da evolução de um gás eleito para estudo neste trabalho. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$	39
Figura 4.8 –	Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “2”. Este gás representa um instante intermediário dentro da evolução de um gás eleito para estudo neste trabalho. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$	40
Figura 4.9 –	Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “3”. Este gás representa um instante posterior aos dois casos anteriores. Nota-se que a evolução do gás resulta na diminuição da densidade do mesmo nos arredores do planeta. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$	40
Figura 4.10 –	Comparação da distribuição espacial da densidade dos gases hidrodinâmicos “1”, “2” e “3”, onde Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$. A diferença entre os picos indica o momento de evolução do gás, da maior densidade (estágio inicial) até a menor densidade (estágio final).	41
Figura 4.11 –	Comparação da distribuição espacial da densidade de todos os gases hidrodinâmicos apresentados neste trabalho, com Júpiter localizado em $x = 1$ e $y = 0$	42
Figura 4.12 –	Trajetoária resultante da simulação com o gás “1”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).	42

Figura 4.13 –	Trajectoria resultante da simulacao com o gas “2”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).	43
Figura 4.14 –	Trajectoria resultante da simulacao com o gas “3”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).	43
Figura 4.15 –	Comparacao entre as trajetorias resultantes das simulacoes com os gases “1”, “2” e “3”, onde os pontos iniciais são os mesmos e localizados na extremidade sobreposta de todas as curvas. Nesta figura o planeta Júpiter novamente se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).	44
Figura 4.16 –	Comparacao entre as trajetorias resultantes de todas as simulacoes. Todas possuem as mesmas condicoes iniciais com Júpiter mantido na posicao $x = 1$ e $y = 0$	45
Figura 4.17 –	Trajectoria de escape da partícula em relacao ao planeta sem a presenca do arrasto gasoso. Júpiter localizado em $x = 1$ e $y = 0$	46
Figura 4.18 –	Trajectoria gerada com arrasto em gas hidrodinamico. As condicoes iniciais deste caso são as mesmas da 4.17. Tem-se, uma vez mais, que a presenca do gas altera o comportamento da partícula diante de sua interacao com o planeta Júpiter. Com isso em um mesmo periodo de integracao a partícula não tem um ponto final dentro da regiao descrita na figura.	46
Figura 4.19 –	Comparacao das trajetorias geradas com e sem arrasto, onde a curva cinza representa a integracao com o gas, enquanto que a curva vermelha indica a trajetoria quando o arrasto está presente. Nesta figura o planeta Júpiter ainda se localiza no centro da representacao ($x = 1$ e $y = 0$).	47
Figura 4.20 –	Trajectoria que representa a colisao de uma partícula com o planeta. Nota-se tal caracteristica pelo fato da partícula espiralar ao redor do planeta. O ponto final se encontra no próprio planeta (posicao $x = 1$ e $y = 0$).	47
Figura 4.21 –	Comparacao das trajetorias geradas com e sem arrasto. A trajetoria cinza é aquela que corresponde à trajetoria com arrasto, o gas dissipa a sua energia e faz com que a mesma espirale até a colisao. A trajetoria laranja representa a integracao livre de gas. Os pontos iniciais destas simulacoes se localizam no mesmo ponto. Por outro lado seus pontos finais são o ponto central da figura, na posicao de Júpiter ($x = 1$ e $y = 0$), para a curva cinza e um ponto exterior a regiao representado para o caso sem gas (curva laranja).	48

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	SATÉLITES NATURAIS	13
1.2	FORMAÇÃO DOS SATÉLITES	14
1.3	CAPTURE POR ARRASTO EM GÁS	14
1.4	MODELO ANALÍTICO DE GÁS	15
1.5	MODELO HIDRODINÂMICO DE GÁS	15
1.5.1	Equações	16
1.5.2	O Algoritmo Fargo	16
2	OBJETIVOS	20
3	METODOLOGIA	21
3.1	MODELOS ESTUDADOS	21
3.1.1	Modelo Analítico	21
3.1.2	Modelo Numérico	21
3.2	MODELO DINÂMICO	22
3.3	MÉTODO DE BUSCA	24
3.4	ANÁLISE DE ERROS	25
3.4.1	Exemplos	26
4	RESULTADOS	34
4.1	COMPARAÇÃO ENTRE AS TRAJETÓRIAS GERADAS COM O MODELO ANALÍTICO DE GÁS E O MODELO NUMÉRICO DE GÁS	34
4.2	ESTUDOS REALIZADOS COM O GÁS HIDRODINÂMICO	35
4.3	CENÁRIOS POSSÍVEIS	45
5	CONCLUSÃO	49
	REFERÊNCIAS	50

1 INTRODUÇÃO

Um dos principais motivos da existência da ciência é a curiosidade humana em descobrir suas origens. Com seu desenvolvimento, notou-se que não seria necessário apenas saber como a humanidade evoluiu, mas sim deveríamos ir um pouco mais adiante e observar a formação de tudo que está ao nosso redor. Nesse sentido várias pesquisas vêm tentando caracterizar as condições iniciais do Sistema Solar. O estudo da origem dos satélites é de grande importância para a ciência de modo geral, pois é um passo em direção ao esclarecimento das condições em que o Sistema Solar foi originado e se desenvolveu até se tornar o que é hoje. Neste contexto se insere este trabalho, o qual está relacionado com as origens dos satélites irregulares dos planetas gigantes do Sistema Solar.

1.1 SATÉLITES NATURAIS

Os satélites naturais podem ser descritos como corpos celestes que orbitam os corpos primários, sendo estes os que orbitam o corpo central, o Sol. No Sistema Solar, apenas os planetas Mercúrio e Vênus não possuem satélites. Os satélites planetários são classificados como regulares e irregulares (Kuiper, 1956; Peale, 1999), sendo a primeira classe subdividida em dois tipos: satélites regulares clássicos e destroços colisionais. Os satélites regulares conhecidos atualmente estão confinados em uma região de até $0,05r_H$, sendo r_H o raio de Hill, dado pela equação 1.1. Suas órbitas são aproximadamente circulares, prógradas e com baixas inclinações (Sheppard, 2006). Os regulares clássicos, em geral, são grandes, com raios na ordem de milhares de quilômetros, ao passo que destroços colisionais são muito menores. Estudos de estabilidade ao redor de planetas mostram que satélites têm órbitas estáveis quando confinadas dentro de uma região cujo raio é uma fração do raio de Hill do mesmo. Os satélites irregulares possuem órbitas excêntricas com valores de semieixos maiores, superiores a $0,05r_H$, chegando a atingir distâncias de até $0,65r_H$ (Sheppard, 2006). Observa-se também, altas inclinações. Grande parte das órbitas dos satélites irregulares atualmente conhecidas são retrógradas, ou seja, tem inclinações superiores à 90° . O valor do raio de Hill é dado pela seguinte expressão (Murray & Dermott, 1999):

$$r_H = \left(\frac{m_p}{3M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot a_p \quad (1.1)$$

onde M , a_p , e m_p , são a massa do Sol, o semieixo maior e a massa do planeta, respectivamente.

1.2 FORMAÇÃO DOS SATÉLITES

Dentre os satélites regulares, observam-se valores relativamente pequenos de semieixo maior, baixas excentricidades e inclinações. Tal fato reforça a possibilidade da formação local desses satélites. Em outras palavras, existe a possibilidade de que eles tenham se formado por meio da acreção de matéria do disco circumplanetário equatorial na mesma época de formação dos planetas que estão ao seu redor (Vieira Neto & Winter, 2001). Os satélites irregulares possuem características diferentes às dos regulares, indicando que os mesmos não se formaram ao redor dos planetas que hoje orbitam. A hipótese mais aceita é que estes foram formados em outras regiões do Sistema Solar e depois foram capturados gravitacionalmente. Possivelmente tais capturas ocorreram durante o estágio final de formação dos planetas, no período de colapso da nuvem de gás do disco circumplanetário (Pollack et al., 1979; Vieira Neto et al., 2004).

É bem aceito que no período final de formação planetária eram frequentes as capturas gravitacionais temporárias resultantes de encontros próximos. Capturas gravitacionais sob a dinâmica do problema restrito de três corpos têm caráter temporário (Vieira Neto & Winter, 2001), fazendo-se necessária a atuação de um mecanismo para tornar permanente uma captura temporária.

1.3 CAPTURA POR ARRASTO EM GÁS

Baseada na ideia de dissipar energia do corpo temporariamente capturado, tornando a captura permanente, este mecanismo faz com que a energia do corpo capturado se torne menor que a energia mínima de escape. Para este fim, foi proposto o processo de arrasto em gás. Uma das consequências da dissipação de energia é a diminuição da velocidade do planetesimal. Este mecanismo sustenta a hipótese de que o corpo ao ser temporariamente capturado imerge no disco circumplanetário remanescente, composto por gás e poeira, e sofre tal arrasto (Pollack et al., 1979; Cuk & Burns, 2004). Esta força de arrasto, em direção oposta ao movimento do corpo, é responsável pela dissipação de energia do objeto e funciona como um amortecimento:

- Para corpos muito massivos o gás não oferece resistência suficiente para dissipar a energia necessária para tornar-lo um satélite, ao passo que;
- A resistência oferecida para corpos pequenos é demasiadamente grande, fazendo com que estes espiralem e sejam conduzidos a uma rápida colisão com o planeta.

Assim, apenas corpos de uma determinada faixa de tamanho e massa sofrem a dissipação ideal para se tornarem permanentemente capturados (Pollack et al., 1979).

1.4 MODELO ANALÍTICO DE GÁS

Para levar em conta o arrasto gasoso usamos a força de dissipação proporcional à velocidade relativa entre o planetesimal e o gás. Considera-se a seção transversal do planetesimal e a densidade do gás naquele ponto (Adashi et al., 1976, Weidenschilling, 1997):

$$\vec{F}_d = -C_d \frac{\pi}{2} R^2 \rho(r) v_{rel} \vec{v}_{rel} \quad (1.2)$$

onde C_d é o coeficiente de arrasto, R é o raio do planetesimal e v_{rel} é a velocidade do planetesimal relativa à velocidade do gás. A equação 1.2 é usada em ambos os modelos de gases que trabalhamos, com a diferença apenas na forma como é calculada a densidade. Para o caso do modelo analítico de gás, utilizamos as equações 1.3 e 1.4.

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\gamma \quad (1.3)$$

onde $\rho(r)$ é a densidade do gás a uma distância r do centro do planeta e γ é o expoente que determina como o gás se comporta em função da distância ao planeta. Neste trabalho utilizamos $\gamma = -1$ (Cuk & Burns, 2004). O parâmetro ρ_0 é dado por:

$$\rho_0 = \frac{\Sigma_0}{\sqrt{\pi} H_0} \quad (1.4)$$

sendo Σ_0 a densidade superficial do gás em r_0 , enquanto que H_0 representa a razão de escala da altura do envelope gasoso. O valor adotado para r_0 corresponde a 100 raios de Júpiter e H_0 por sua vez vale $0,05r_0$ (Cuk & Burns, 2004).

1.5 MODELO HIDRODINÂMICO DE GÁS

A importância da dinâmica dos fluidos como ferramenta para a modelagem de problemas astrofísicos é imensa. Levando em consideração o fato de que muitas vezes as equações não podem ser resolvidas analiticamente sem restringir o problema proposto, as soluções numéricas dessas equações são o caminho mais natural a ser seguido. As equações que caracterizam o comportamento do gás formam um conjunto de equações diferenciais parciais e hiperbólicas.

1.5.1 Equações

As equações mostradas a seguir caracterizam a dinâmica do gás e levam em consideração todos os aspectos que foram explorados acima:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) = 0 \quad (1.5)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p - \rho (\vec{\nabla} \phi) \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = -p (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \quad (1.7)$$

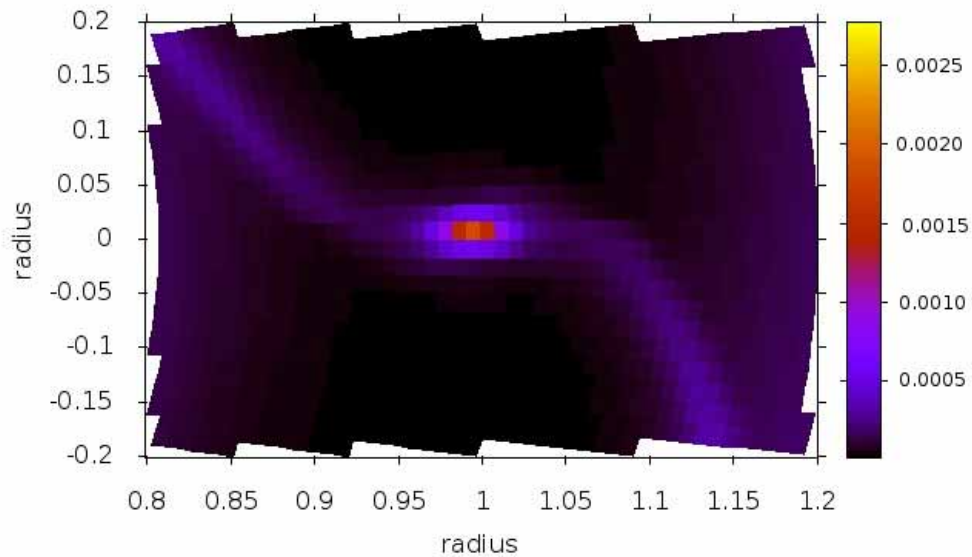
onde ρ , e e $\vec{v}$ são a densidade, a energia interna e a velocidade do fluido, respectivamente. Têm-se também que c é a velocidade da luz no vácuo e ϕ é o potencial gravitacional.

1.5.2 O Algoritmo Fargo

Existem diversos algoritmos numéricos que foram elaborados com a intenção de resolver estas equações. Utilizamos neste trabalho o Fargo, que gera o gás que implementamos em nossas simulações. O desenvolvimento do programa Fargo foi iniciado no ano de 1999 por Richard Nelson (QMUL) e John Papaloizou (Cambridge). O mesmo foi profundamente baseado no programa ZEUS (M. James & M. L. Normam, 1992).

Na construção do gás com este algoritmo utilizamos dados como densidade inicial, espessura do disco e a distância ao planeta baseadas em Martin & Lubow (2011). Na figura 1.1 é possível observar a variação da densidade do gás ao redor de Júpiter interagindo com o Sol. Enquanto isso, nas figuras 1.2 e 1.3 seguem caracterizadas a velocidade escalar e seu campo vetorial, respectivamente.

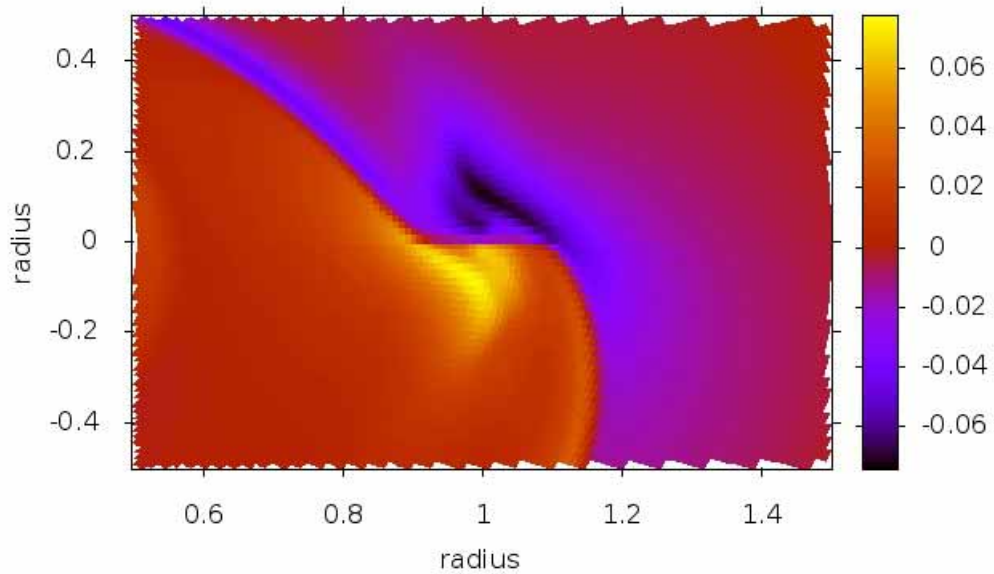
Figura 1.1: Representação da densidade adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Ao redor do planeta é possível notar a presença de dois “braços” de um vórtice, onde a densidade é cerca de duas vezes maior do que no fundo da figura. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.



Fonte: Autor

A figura 1.1 representa a variação da densidade ao redor de Júpiter, sendo que este se localiza na posição $x = 1$ e $y = 0$. É interessante notar a formação de um vórtice ao redor do planeta, isso é muito característico dos gases hidrodinâmicos. Essa variação repentina de densidade proporciona a partícula que sofre esse arrasto um comportamento diferente do que seria esperado em um gás do modelo analítico.

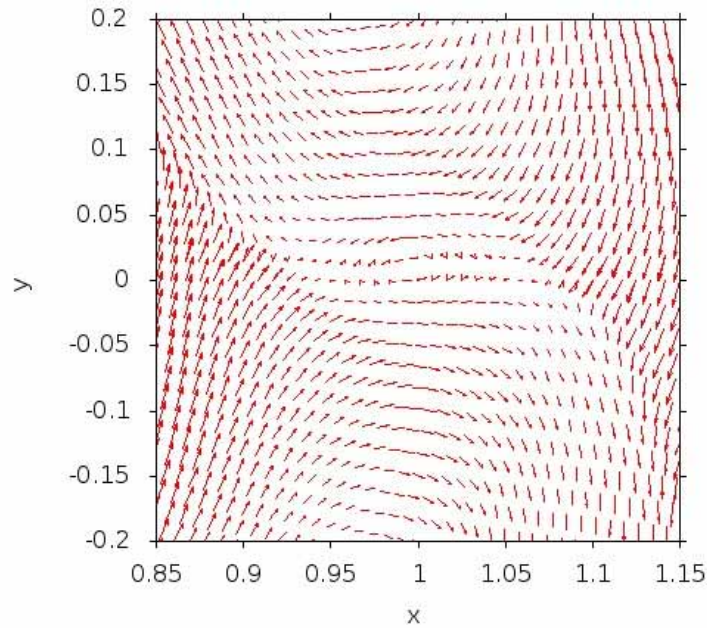
Figura 1.2: Representação da velocidade escalar adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Observa-se que as velocidades são em geral maiores onde as densidades do gás são baixas. A assimetria entre os “braços” do vórtice são provavelmente causados devido à rotação de Júpiter ao redor do Sol. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.



Fonte: Autor

A imagem 1.2 representa a variação da velocidade escalar do gás ao redor de Júpiter, novamente, ele se localiza na posição $x = 1$ e $y = 0$. Assim como na imagem 1.1, existe a formação de um vórtice ao redor do planeta. Essa variação da velocidade também influencia no arrasto sofrido pela partícula.

Figura 1.3: Representação da velocidade vetorial adimensionalizada do gás ao redor de Júpiter, que se encontra em $x = 1$ e $y = 0$. Nesta representação é possível interpretar melhor a Figura 2 e também verificar que o vórtice possui a tendência de expulsar material do disco de gás. Os valores dos eixos são normalizados de forma que a distância entre o Sol e Júpiter equivale à uma unidade.



Fonte: Autor

Finalmente, a imagem 1.3 que representa a variação da velocidade vetorial do gás possui as mesmas características das imagens anteriores, complementando principalmente a imagem 1.2. Isso porque ela nos permite concluir que a variação da velocidade na região do vórtice é grande não somente em módulo, mas vetorialmente também. As imagens expostas ilustram os principais aspectos do gás hidrodinâmico que utilizamos nas simulações.

2 OBJETIVOS

O objetivo principal desse trabalho é modelar a dinâmica da captura de planetesimais que sofram encontros próximos com um planeta que esteja envolto por gás. Considerando que hajam as condições necessárias para que ocorra a captura gravitacional e posteriormente que o gás torne essa captura permanente. A modelagem consiste em verificarmos as condições iniciais das partículas a serem capturadas, analisarmos suas trajetórias, desenvolvermos um gás adequado ao nosso modelo e finalmente verificarmos os resultados.

3 METODOLOGIA

Para estudar a dinâmica de uma partícula, levando em conta o arrasto gasoso, utilizamos a integração numérica de equações diferenciais que modelam esse sistema. Esta força é proporcional à velocidade relativa entre o planetesimal e o gás (veja equação 1.2).

O modelo gravitacional utilizado foi o problema geral de três corpos, onde a massa do planetesimal é considerada. Com essa modelagem completa, utiliza-se o integrador inicialmente no sentido inverso do tempo simulando um escape ainda sem gás no entorno do planeta. Com este processo se obtêm uma posição inicial considerada propícia para a captura (Vieira Neto & Winter, 2009). Com o planetesimal nessa posição, coloca-se o gás no entorno do planeta e realiza-se integração no sentido normal do tempo. Agora com a presença do gás, a trajetória do planetesimal será alterada. Nestas condições poderemos obter vários resultados, como a captura permanente, a temporária, ou o planetesimal poderá sequer se aproximar da esfera de influência do planeta. Alguns resultados entre os citados, ocorrem em situações muito específicas, como por exemplo, a captura permanente. A mesma somente ocorreria se a densidade do gás diminuísse até que o mesmo deixasse de existir, isso em condições propícias para a captura.

3.1 MODELOS ESTUDADOS

Neste trabalho estudamos dois modos de realizar as simulações, o modelo analítico e o modelo numérico. A diferença entre os modelos está basicamente na forma com que o gás é construído e utilizado. Vejamos melhor as diferenças nas seguintes subseções.

3.1.1 Modelo Analítico

O modelo analítico é caracterizado por um programa autossuficiente, ou seja, ele mesmo calcula a densidade e a velocidade do gás ponto a ponto, com esses dados modela a força dissipativa e a utiliza na dinâmica que rege a partícula, obtendo assim as trajetórias. Então, pode-se dizer que somente o programa faz todas as etapas do trabalho.

3.1.2 Modelo Numérico

Diferentemente do anterior, neste modelo a densidade e a velocidade do gás não são calculadas ponto a ponto, mas em uma região que chamamos de célula, tendo o restante da

integração realizada da mesma maneira. Neste caso, estas informações são adquiridas pelo programa por meio da leitura de uma matriz, já que o gás não é mais desenvolvido dentro dele. É natural que surjam erros quando se atribuem características de um ponto do gás à uma região do espaço. A célula possui dimensões variáveis e carrega informações sobre o gás como a densidade e a velocidade do mesmo naquela região. Nota-se a importância de escolher uma dimensão adequada às células e a relação dessas escolhas com os erros.

3.2 MODELO DINÂMICO

Para podermos caracterizar a posição e a velocidade da partícula estudada no sistema é necessário obtermos as equações de movimento deste objeto. Para tanto, foi utilizada a análise clássica do problema restrito de três corpos (Figura 3.1). Baseado em Murray & Dermott (1999), desenvolvemos o sistema de equações de movimento juntamente com a transformação dos sistemas de coordenadas, o inercial e o girante. Sendo assim as expressões para distância entre os corpos e as equações de movimento da partícula são dadas por:

$$r_1^2 = (x + \mu_2)^2 + y^2 + z^2 \quad (3.1)$$

$$r_2^2 = (x - \mu_1)^2 + y^2 + z^2 \quad (3.2)$$

e

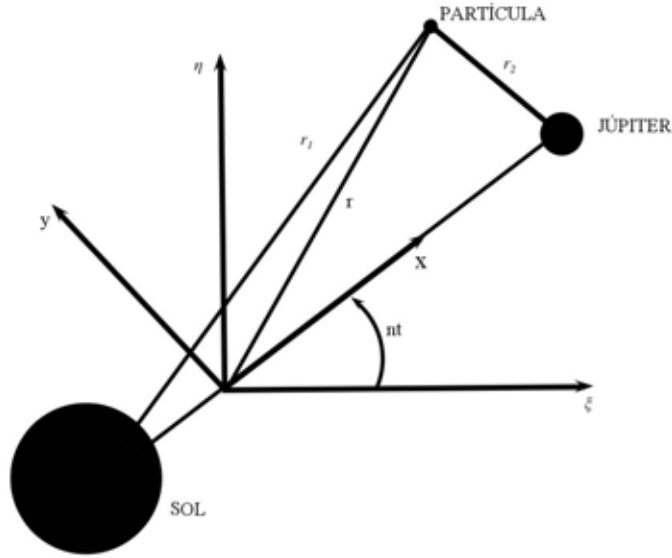
$$\ddot{x} - 2n\dot{y} - n^2x = - \left[\mu_1 \frac{x + \mu_2}{r_1^3} + \mu_2 \frac{x - \mu_1}{r_2^3} \right] \quad (3.3)$$

$$\ddot{y} + 2n\dot{x} - n^2y = - \left[\frac{\mu_1}{r_1^3} + \frac{\mu_2}{r_2^3} \right] y \quad (3.4)$$

$$\ddot{z} = - \left[\frac{\mu_1}{r_1^3} + \frac{\mu_2}{r_2^3} \right] z \quad (3.5)$$

respectivamente.

Figura 3.1: Visão planar da relação entre as coordenadas inerciais (“ ξ ”, “ η ” e “ ζ ”) e o sistema girante (“ x ”, “ y ” e “ z ”). Representação baseada em Murray & Dermott (1999).



Fonte: Autor

Todavia, para tornar tais equações compatíveis com o programa que gera o gás (Fargo), foram necessárias alterações no sistema de coordenadas girante, e por consequência nas expressões anteriores (3.1-3.5). Tal alteração pode ser vista na figura 3.2, onde os eixos com caracteres latinos (x , y e z) representam o sistema girante e os eixos com caracteres gregos (ξ , η e ζ) representam o sistema inercial, nt é o ângulo do sistema girante. A diferença entre as equações que deduzimos e as anteriormente apresentadas consiste em colocar o Sol na origem do sistema. Como a distância entre o Sol e Júpiter foi tomada como unitária, as alterações necessárias para obter nossas equações, a partir de 3.1-3.5, consiste em trocar μ_1 por 1 e μ_2 por μ . Sendo assim as equações deduzidas para o nosso sistema são dadas por:

$$r_1^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (3.6)$$

$$r_2^2 = (x - 1)^2 + y^2 + z^2 \quad (3.7)$$

e,

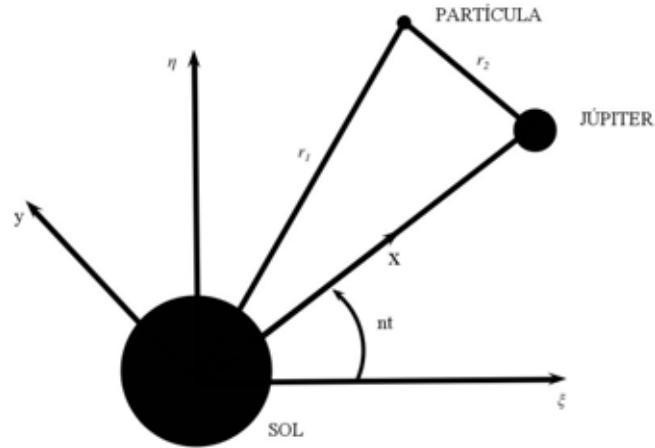
$$\ddot{x} - 2n\dot{y} - n^2x = - \left[\frac{x}{r_1^3} + \mu \frac{x-1}{r_2^3} \right] \quad (3.8)$$

$$\ddot{y} + 2n\dot{x} - n^2y = - \left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_2^3} \right] y \quad (3.9)$$

$$\ddot{z} = - \left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_2^3} \right] z \quad (3.10)$$

respectivamente.

Figura 3.2: Visão planar da relação entre as coordenadas inerciais (“ ξ ”, “ η ” e “ ζ ”) e o sistema girante (“ x ”, “ y ” e “ z ”) com o Sol deslocado para a origem.



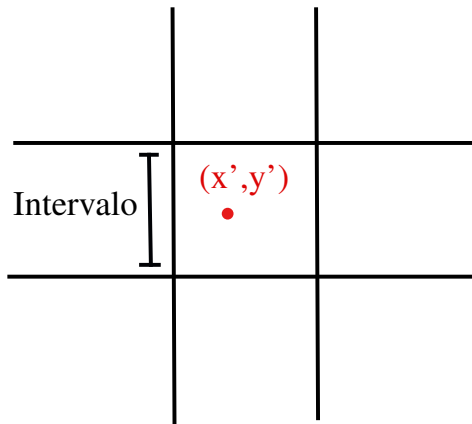
Fonte: Autor

3.3 MÉTODO DE BUSCA

No início do desenvolvimento do nosso programa principal nos deparamos com o problema de criar um modo de identificar a densidade do gás na matriz onde a partícula se localiza. Desenvolvemos vários métodos de busca em coordenadas cartesianas ou polares. Nestes casos o sistema de coordenadas é importante pois ele pode simplificar a simulação, fazendo com que ela seja realizada em um tempo menor. Precisávamos escolher o método que executasse a busca de maneira eficiente e demandasse menor tempo computacional.

O primeiro algoritmo que desenvolvemos para este fim, feito em C++, consistia em realizar a busca em toda a matriz, tentando encontrar em qual célula a partícula se localiza. Estabeleciam-se intervalos com base nas dimensões das células e se verificava a posição da partícula e se ela se encontrava dentro deste intervalo (Figura 3.3). Depois de encontrada a primeira célula, iniciava-se a busca ao redor da mesma, pois a partícula deveria se encontrar na vizinhança desta primeira célula. Apesar de funcional esse sistema não era vantajoso para se usar com o gás hidrodinâmico, pois a execução era demorada.

Figura 3.3: Ilustração do método de busca utilizado inicialmente, onde x' e y' são as coordenadas da partícula e o intervalo delimita a região onde as coordenadas são buscadas.



Fonte: Autor

Para aperfeiçoar o processo de busca criamos um novo algoritmo, também desenvolvido em C++, que executa a simulação mais rapidamente. Desta maneira podemos realizar um maior número de simulações. Primeiramente devemos levar em consideração que a matriz advinda do programa Fargo representa uma região muito maior do que a região de nosso interesse. Como sabemos bem qual é esta região, podemos fazer um corte na matriz original retirando apenas a área que nos é interessante. Ao fazer a simulação só com esta região, facilitamos a busca e a manipulação da matriz. Depois desta etapa criamos um algoritmo que processa os dados e mapeia os pontos da matriz. Ele indica quais são os pontos mais próximos a cada célula e os relaciona a mesma. O programa principal recebeu uma rotina capaz de reconhecer esses pontos e se localizar dentro da matriz. Assim, quando a busca ocorre e encontra a célula desejada, ela já informa quais são os pontos mais próximos a esta e o programa principal escolhe qual é o mais adequado. É possível escolher a quantidade de pontos próximos calculados e relacionados a cada célula da matriz. Inicialmente usávamos quatro pontos, todavia concluímos que esse número de pontos não se adequava ao problema, pois ao realizar a busca o programa não conseguia se localizar adequadamente dentro da matriz. Após testes, concluímos que oito pontos são ideais para nossos propósitos, com estes o programa funciona corretamente.

3.4 ANÁLISE DE ERROS

Com a utilização do modelo numérico no modelo dinâmico, observamos que era necessário nos preocuparmos com a precisão das células e analisar a validade do novo modelo de maneira que possíveis erros de aproximação não comprometessem o resultado. Observa-se que as células não podem ser grandes, pois os resultados ficariam pouco precisos. Entretanto, elas não podem ser muito pequenas devido a demanda computacional que a

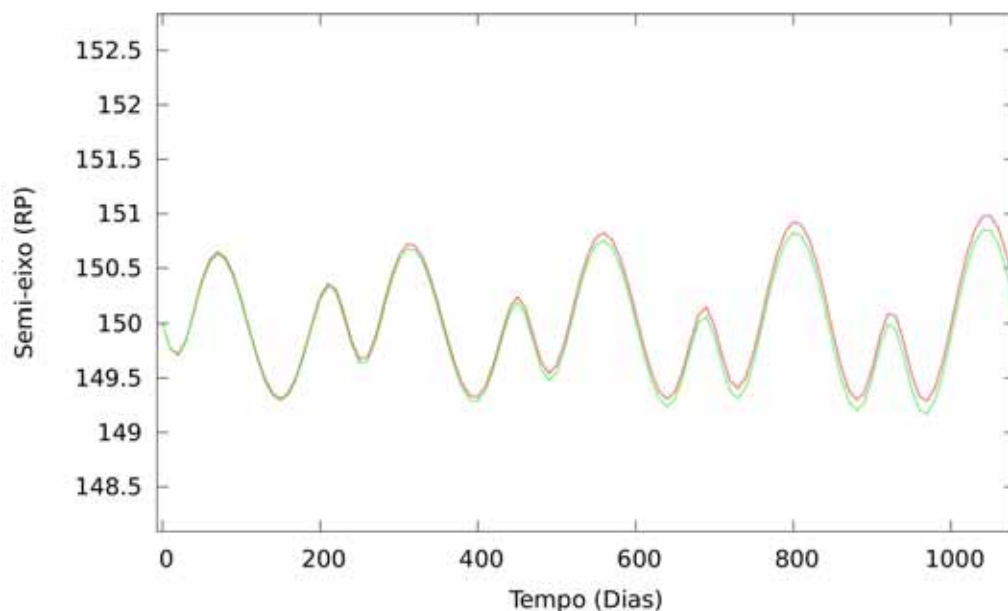
simulação iria requerer. Nesse contexto precisamos encontrar um tamanho ótimo para essas células, de modo que a trajetória seja precisa, mas não possua um tempo de execução demasiado.

3.4.1 Exemplos

Neste exemplo analisamos a relação entre tempo de execução, dimensões das células e erros atribuídos. Para tal fim, realizamos a comparação entre as trajetórias obtidas utilizando um gás calculado pontualmente e as trajetórias resultantes deste mesmo gás lido em forma de células. Assim podemos observar o tempo que as simulações demandam em relação aos tamanhos das células. Fixamos as condições iniciais em todas as simulações. Consideramos como raio do disco de gás o valor de 100 raios do planeta.

Utilizando como aresta inicial da célula, 5% do raio do disco de gás que envolve o planeta, observa-se a seguinte variação do semieixo maior em relação ao tempo do modelo numérico (Verde) e do modelo analítico (Vermelho);

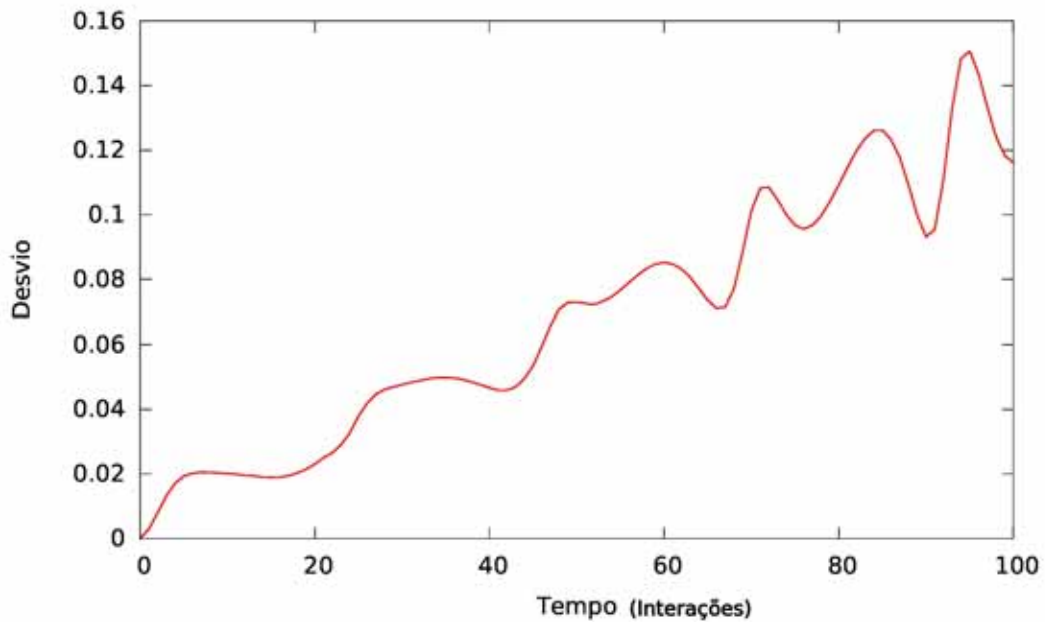
Figura 3.4: Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.



Fonte: Autor

Construímos um programa que calcula o módulo da distância entre todos os pontos dos semieixos maiores de par em par, gerando assim um gráfico do desvio pontual em função do tempo. Desta maneira podemos analisar a curva e concluir qual precisão é satisfatória para nosso propósito.

Figura 3.5: Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.

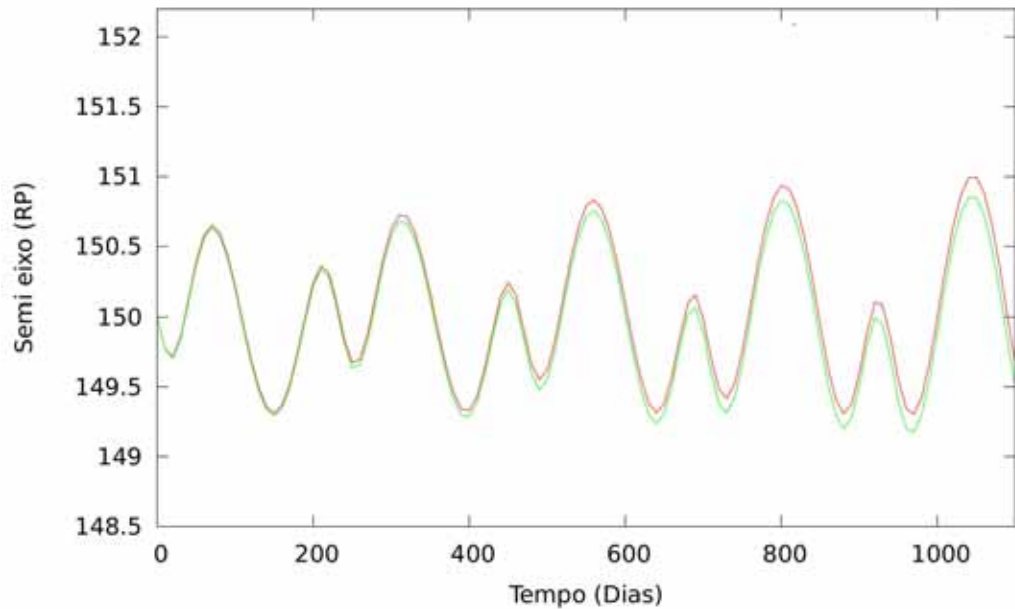


Fonte: Autor

Na figura 3.4, observa-se a variação do semieixo maior no decorrer do tempo. No início vê-se que ambas as trajetórias estão praticamente sincronizadas, após um curto período as diferenças entre as trajetórias são notáveis. Nos últimos dias da simulação os erros já são grandes, como pode-se observar na imagem 3.5. Isso nos indica o efeito do tamanho da célula na trajetória final. Com o passar do tempo os erros de arredondamento agrupam e começam a ser relevantes. Então, podemos concluir que devido à esses erros existe uma faixa de tempo em que a simulação pode ser considerada válida com esse tamanho de célula. Mas a aresta da célula ainda é relativamente grande e o programa executou a simulação em um tempo pequeno. Logo, é possível aumentar a precisão sem grande esforço computacional.

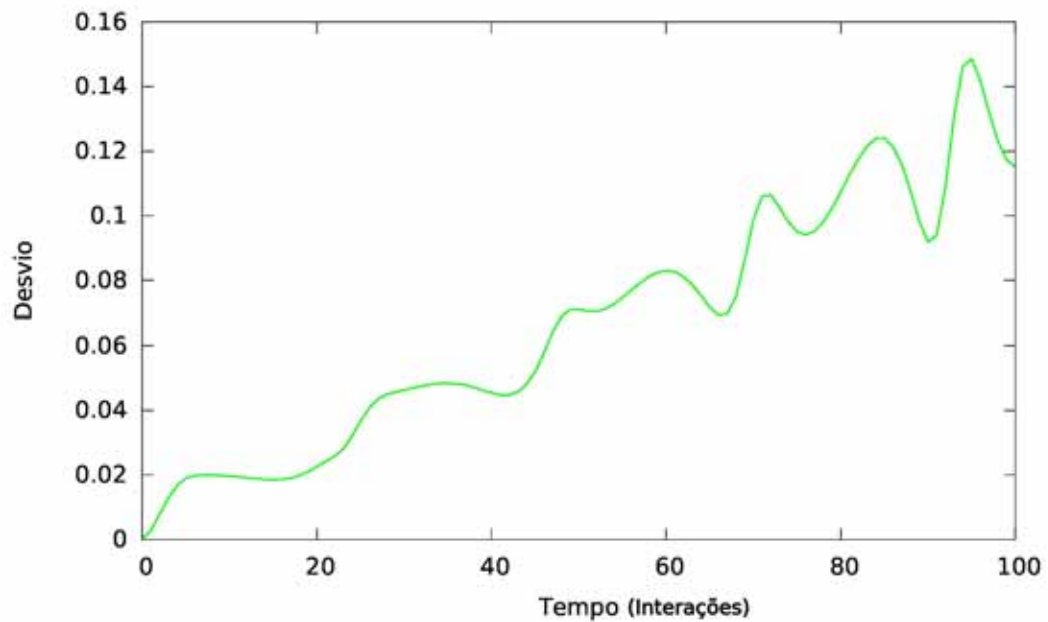
Agora utilizamos como aresta da célula o valor de 0,5% do raio do disco de gás que envolve o planeta. Isso resulta na variação do semieixo maior em relação ao tempo do modelo numérico (Verde) e do modelo analítico (Vermelho):

Figura 3.6: Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.



Fonte: Autor

Figura 3.7: Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.

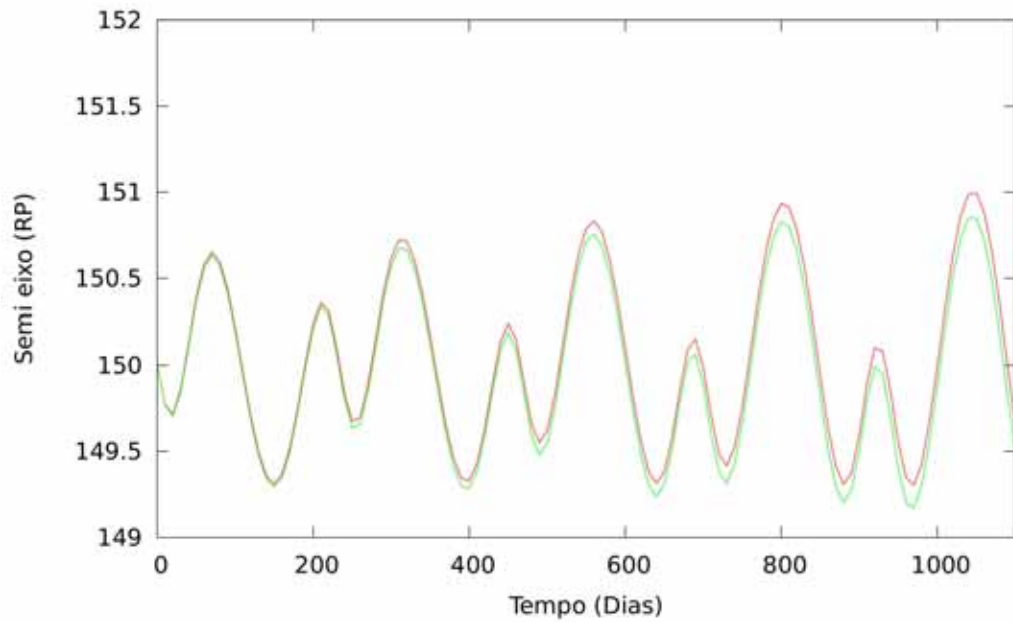


Fonte: Autor

A figura 3.6 possui características semelhantes as da figura 3.4, inclusive o desvio observado na figura 3.7 é praticamente o mesmo que o da figura 3.5.

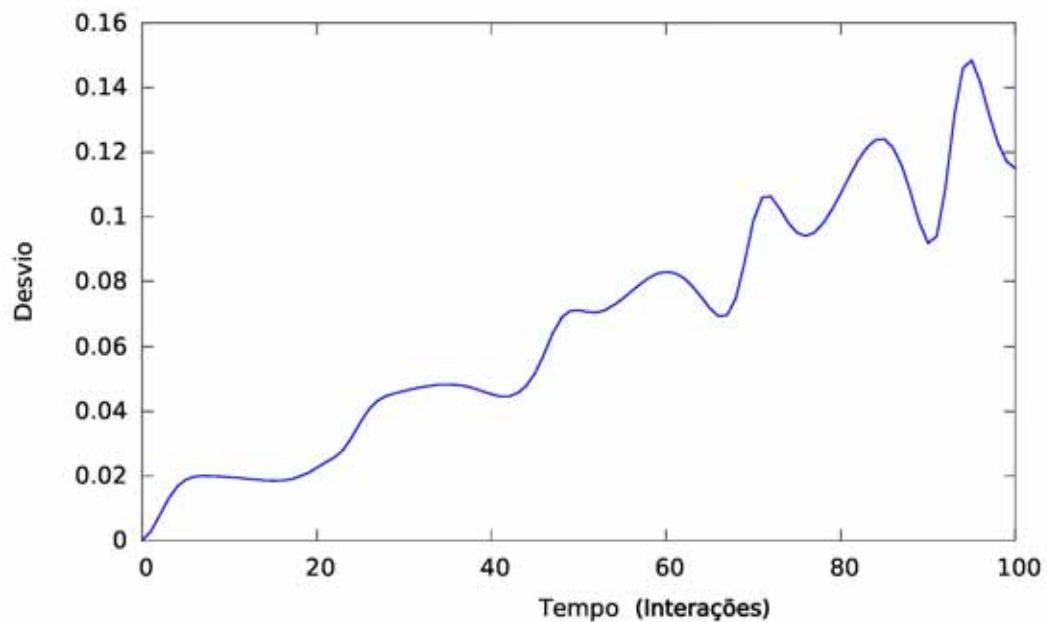
Prosseguindo com os testes, utilizaremos como tamanho da célula 0,05% do raio do disco de gás que envolve o planeta. Novamente isso resulta na variação do semieixo maior em relação ao tempo do modelo numérico (Verde) e do modelo analítico (Vermelho):

Figura 3.8: Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. A curva vermelha representa o modelo analítico enquanto que a curva verde representa o modelo numérico. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.



Fonte: Autor

Figura 3.9: Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração.

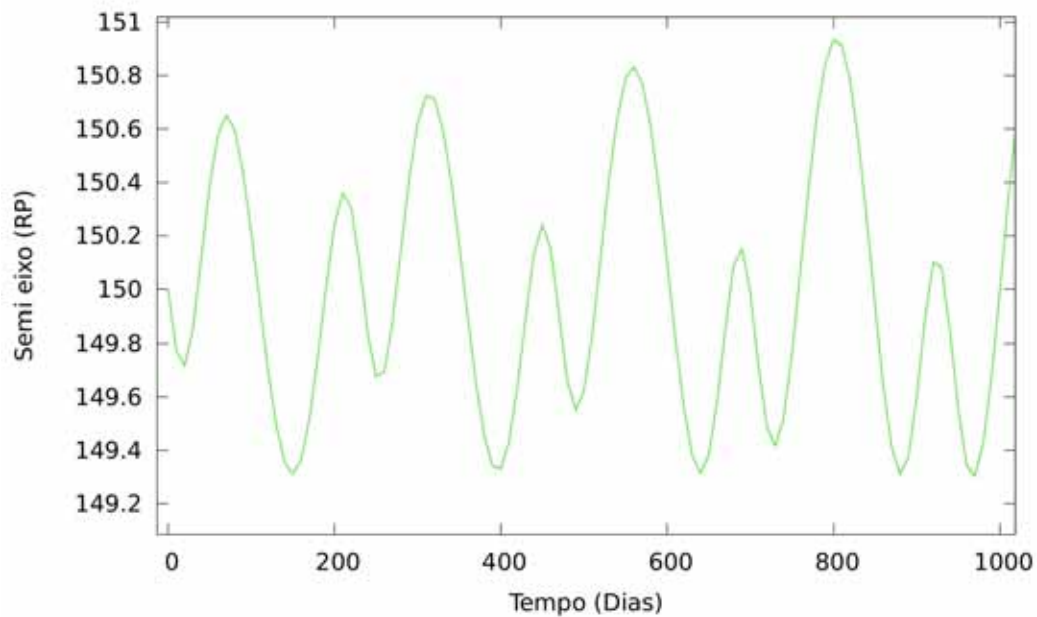


Fonte: Autor

A simulação ilustrada na figura 3.8 é ligeiramente mais satisfatória que a figura 3.6 pode-se isso concluir isso analisando o gráfico da figura 3.9. Entretanto o tempo de execução que ela demandou foi maior que as anteriores.

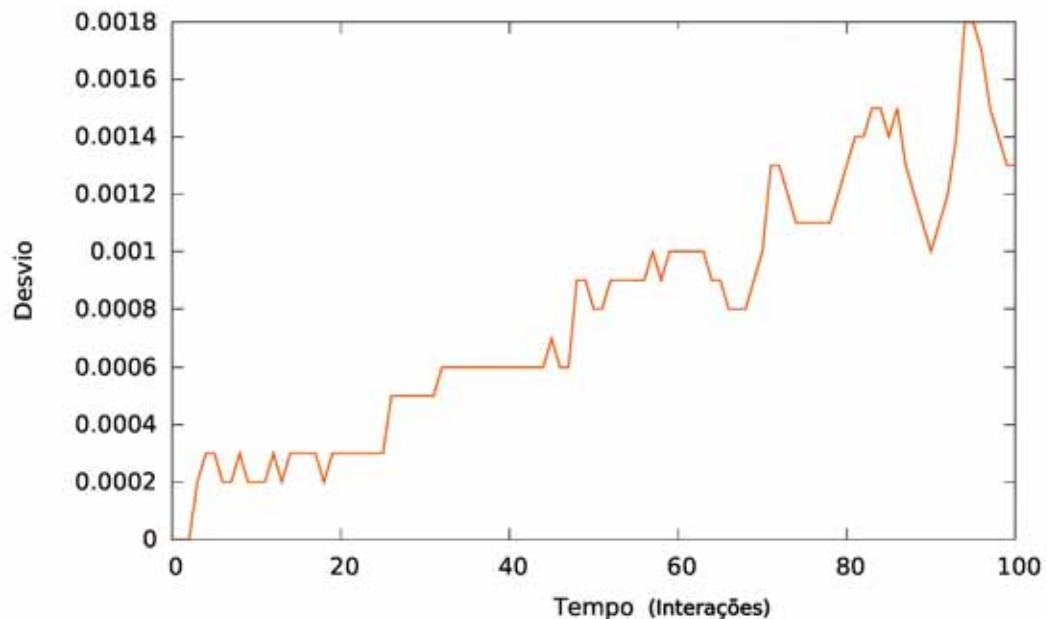
Como teste final, realizaremos mais uma simulação com maior precisão. Com o tamanho da célula igual a 0,005% do raio total do gás que envolve o planeta, obtivemos:

Figura 3.10: Comparação entre os semieixos maiores obtidos com os modelos analítico e numérico. Por conta do pequeno desvio não é possível verificar a diferença entre as curvas nesta escala apresentada. O semieixo maior é dado em raios do planeta e o tempo de comparação é dado em dias.



Fonte: Autor

Figura 3.11: Desvio pontual em raios do planeta das curvas em relação ao número de interações realizadas durante a integração. Nota-se que o aspecto descontínuo se deve ao fato dos desvios terem diminuído por volta de duas ordens de grandeza com relação aos exemplos anteriores e o passo das interações ter sido mantido.

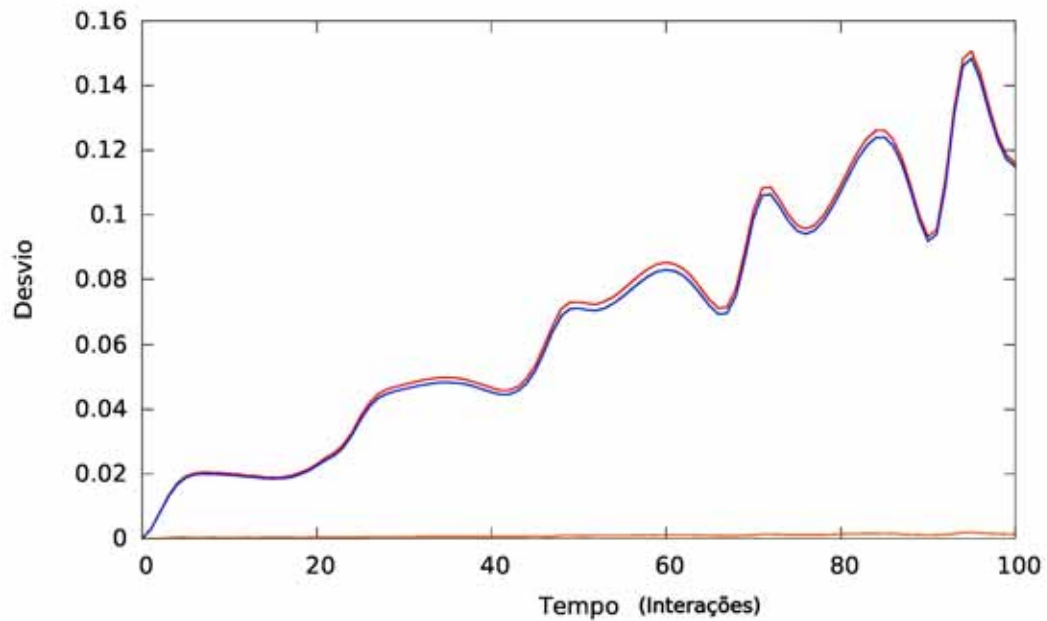


Fonte: Autor

As simulações normalmente demoram poucos minutos para serem realizadas. Entretanto, esta simulação demorou por volta de 10^3 vezes mais tempo que as anteriores, logo ela exigiu muito esforço computacional, tanto que não concluímos a execução. Então, para conseguirmos terminar a execução desta simulação com essas condições iniciais, precisamos alterar o programa e mudar as coordenadas em que o gás era escrito e posteriormente lido. As coordenadas que eram cartesianas passaram a ser polares, tornando assim a execução mais rápida. Apesar deste inconveniente o resultado é satisfatório. Nesses 1000 dias que a figura 3.10 exhibe, observamos aparente sincronia entre as duas trajetórias. Por outro lado, analisando o gráfico da figura 3.11, nota-se que a sincronia não é completa.

Faz-se necessária a comparação de todos os desvios para que possamos concluir de fato qual é a melhor precisão dentre as testadas.

Figura 3.12: Comparação entre todos os gráficos de desvio, onde os mesmos são dados em raios do planeta e a evolução deles é dada por meio do número de interações. A curva vermelha representa o exemplo da figura 8, a azul o exemplo da figura 12 e por fim a curva laranja representa o último exemplo apresentado cujo desvio é dado pela figura 14.



Fonte: Autor

A figura 3.12 mostra claramente que o menor tamanho que atribuímos a célula é o mais adequado para nossos propósitos pois os antecessores produzem erros nas trajetórias finais na ordem de 10^2 vezes maiores que este.

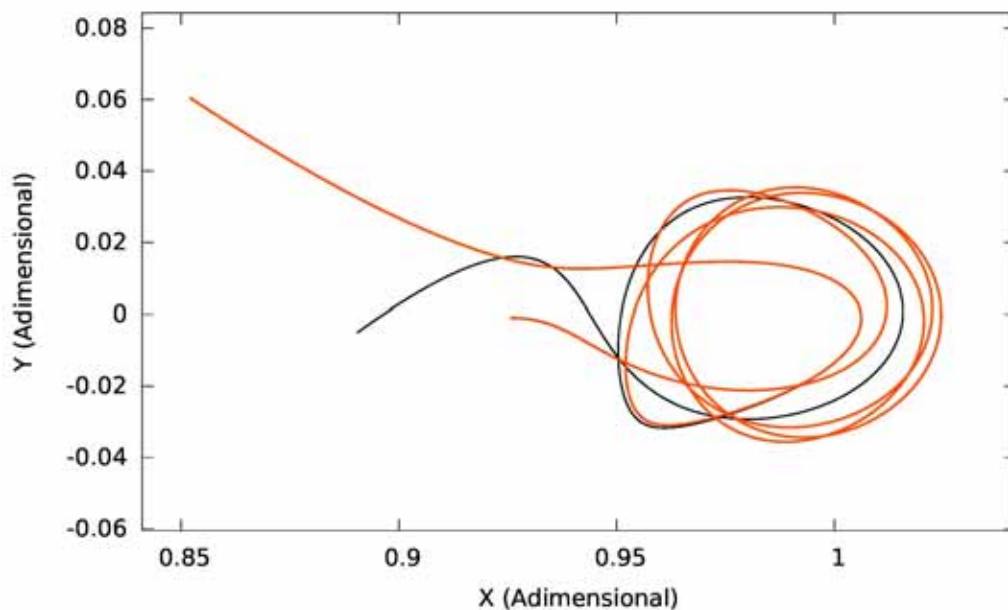
4 RESULTADOS

Neste capítulo abordamos nossos resultados mais recentes. Iniciamos com a comparação entre as trajetórias geradas com os gases analítico e hidrodinâmico para demonstrar a diferença do arrasto proporcionado pelos mesmos. Depois dedicamos uma seção para exibir gases hidrodinâmicos e trajetórias geradas com eles, comparando e analisando afim de entender as características deste arrasto. Finalmente concluímos o capítulo com alguns casos específicos de captura gravitacional com o gás hidrodinâmico.

4.1 COMPARAÇÃO ENTRE AS TRAJETÓRIAS GERADAS COM O MODELO ANALÍTICO DE GÁS E O MODELO NUMÉRICO DE GÁS

As diferenças entre os gases analítico e numérico já foram discutidas ao longo deste trabalho, entretanto, faz-se necessário uma última discussão. Devemos esclarecer como as trajetórias geradas com esses gases se comportam e finalmente concluir se no resultado final as diferenças são notáveis. Na imagem 4.1, tomam-se duas trajetórias com mesmas condições iniciais, mas geradas usando o arrasto de um gás numérico (Cinza) e de um analítico (Laranja).

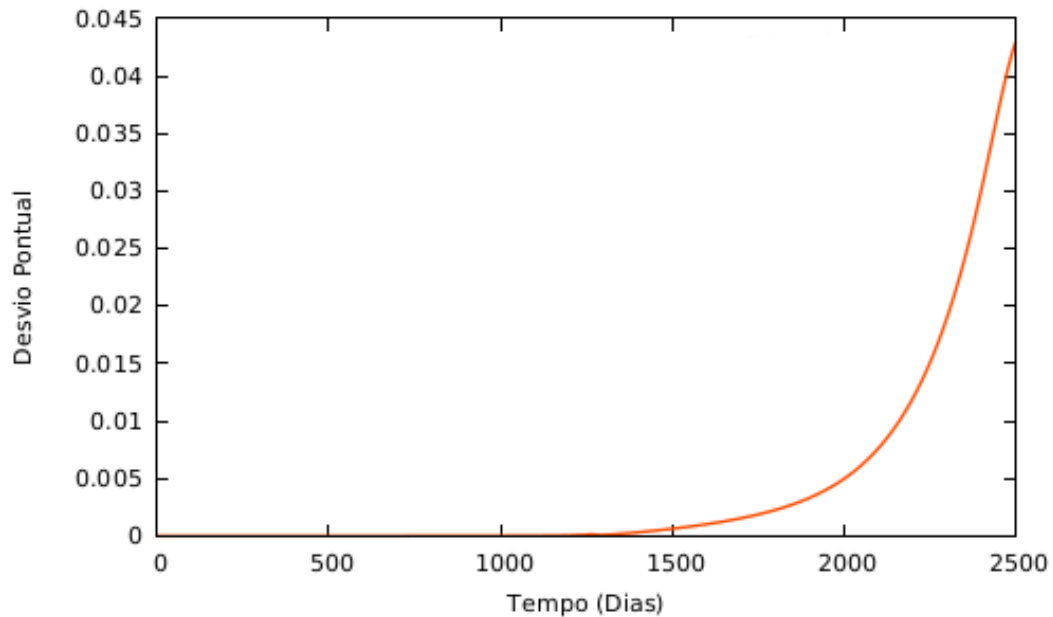
Figura 4.1: Comparação de trajetórias geradas com gases diferentes. A curva laranja é a trajetória correspondente ao gás analítico enquanto que a curva preta apresenta o gás numérico. Ambas trajetórias possuem as mesmas condições iniciais, tendo como início a extremidade esquerda das curvas. A adimensionalização das coordenadas também é dada com a distância Sol-Júpiter equivalendo à uma unidade.



Fonte: Autor

As trajetórias começam a simulação juntas e vão se distanciando conforme evoluem, logo se dissociam completamente e tomam formas distintas. A imagem 4.2 expõe a variação do desvio pontual em relação ao tempo.

Figura 4.2: Desvio pontual das trajetórias da Figura 16 com relação ao tempo. O desvio é também é adimensionalizado enquanto que o tempo é descrito em dias.



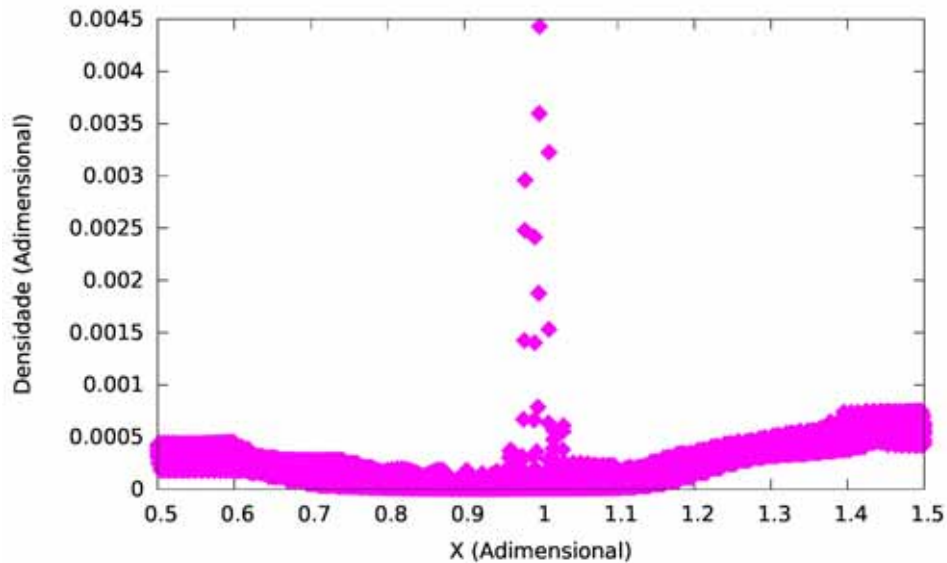
Fonte: Autor

Definitivamente os arrastos proporcionados pelos gases analítico e numérico são distintos. Pode-se inferir que o arrasto gerado pelo gás numérico é mais suave que o gerado pelo analítico. O comportamento do gráfico 4.2 é quase que exponencial, o que ilustra como o impacto na trajetória tende a aumentar com o passar do tempo.

4.2 ESTUDOS REALIZADOS COM O GÁS HIDRODINÂMICO

Nesta subseção será realizada uma análise de todos os passos que envolvem uma simulação que resulta nas trajetórias que estudamos. Em todas as simulações o planetesimal possui uma massa de 1×10^{15} kg e raio de 80 km (Vieira Neto & Winter, 2009). O planeta se encontra na posição $x = 1$ e $y = 0$. Aqui apresentaremos os perfis dos gases que foram usados nas simulações desta seção, mostraremos também como se distribui espacialmente a densidade do gás.

Figura 4.3: Variação da densidade do gás ao redor do planeta Júpiter que se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$. Nota-se que o pico de densidade do gás se dá justamente na localização do planeta.

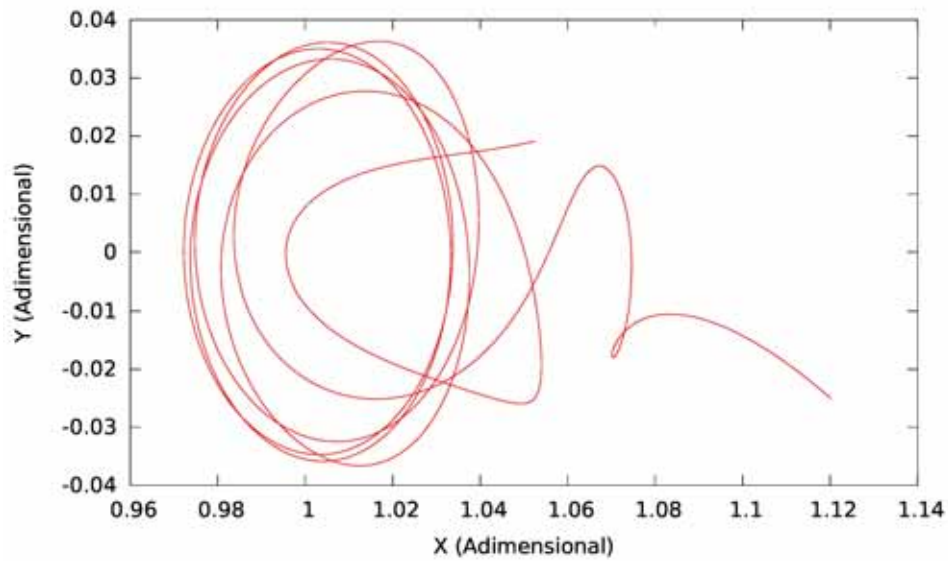


Fonte: Autor

Na figura 4.3 observa-se um drástico aumento da densidade do gás onde se encontra o planeta Júpiter, na posição $x = 1$ e $y = 0$. Isso é justificável devido ao fato de que o gás residual resultante do disco circumplanetário deve ser mais denso nas proximidades do planeta ao qual esse disco se originou.

Agora iniciaremos as simulações. Primeiramente realizaremos um escape, nessa situação não utilizamos gás e deixamos que a partícula executasse sua trajetória livre de forças de arrasto, influenciada apenas pela atração gravitacional (Figura 4.4). Desta maneira liberamos a partícula próxima ao planeta, mas com uma distância suficiente para que ela escape do mesmo.

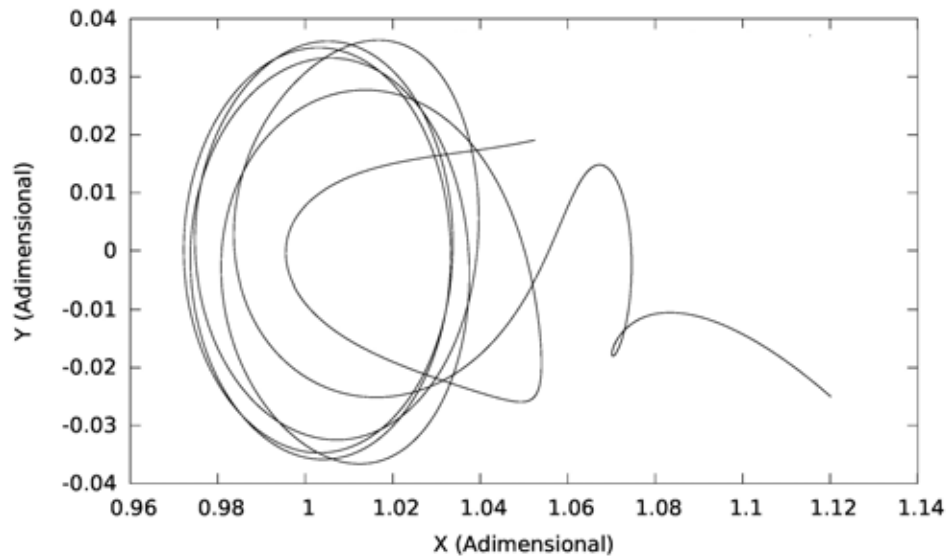
Figura 4.4: Trajetória de escape da partícula em relação ao planeta sem a presença do gás.



Fonte: Autor

A partícula descreveu essa trajetória em 3700 dias, note que ela está próxima do planeta, que se encontra na posição $x = 1$ e $y = 0$, inicialmente e depois orbita certo tempo ao redor dele até que consegue escapar. Então o próximo passo é integrar voltando no tempo, para que a partícula possa ser colocada em situação de captura. Então obtemos a posição final da partícula na simulação anterior, fazendo desta sua condição inicial nessa nova simulação. Primeiramente executamos essa volta sem gás para verificar o funcionamento do programa e a validade da simulação, naturalmente a trajetória de captura deve ser igual a trajetória de escape nessas condições. A saída pode ser visualizada na figura 4.5.

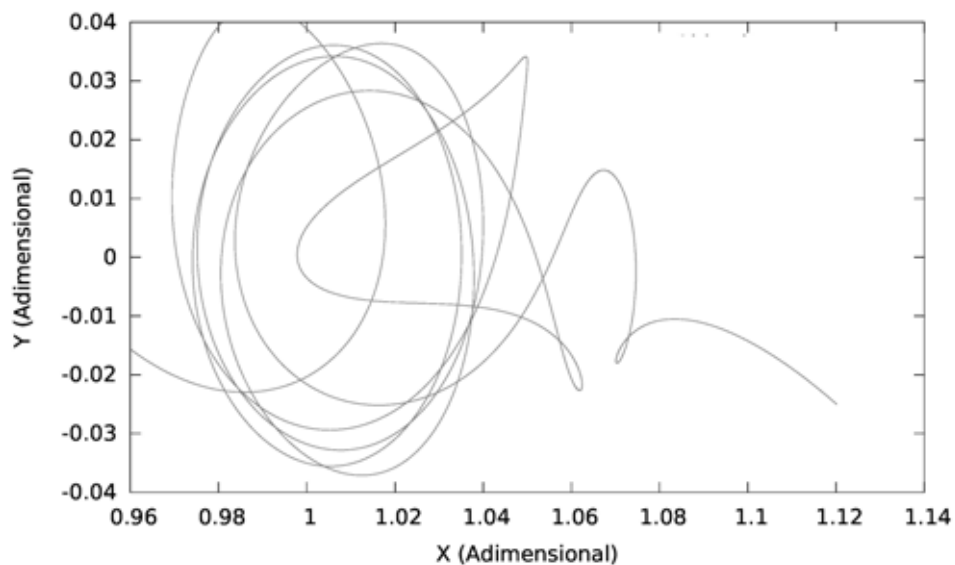
Figura 4.5: Trajetória de captura da partícula em relação ao planeta sem a presença do gás. As condições iniciais neste caso são as finais do caso da figura 19, desta vez o sentido do tempo é alterado de forma a se obter a mesma curva.



Fonte: Autor

A figura 4.5 é igual a figura 4.4, isso mostra que o programa está se comportando como desejamos e que podemos prosseguir com o trabalho. Agora o próximo passo é executar essa trajetória de captura com o gás desenvolvido e ilustrado na figura 4.3. A partícula será liberada na mesma distância do planeta utilizada na simulação anterior, àquela posição em que a trajetória de escape termina.

Figura 4.6: Trajetória de captura da partícula em relação ao planeta com a presença do gás. Observa-se que diferentemente das figuras 19 e 20, o gás faz com que o ponto final da integração seja outro.

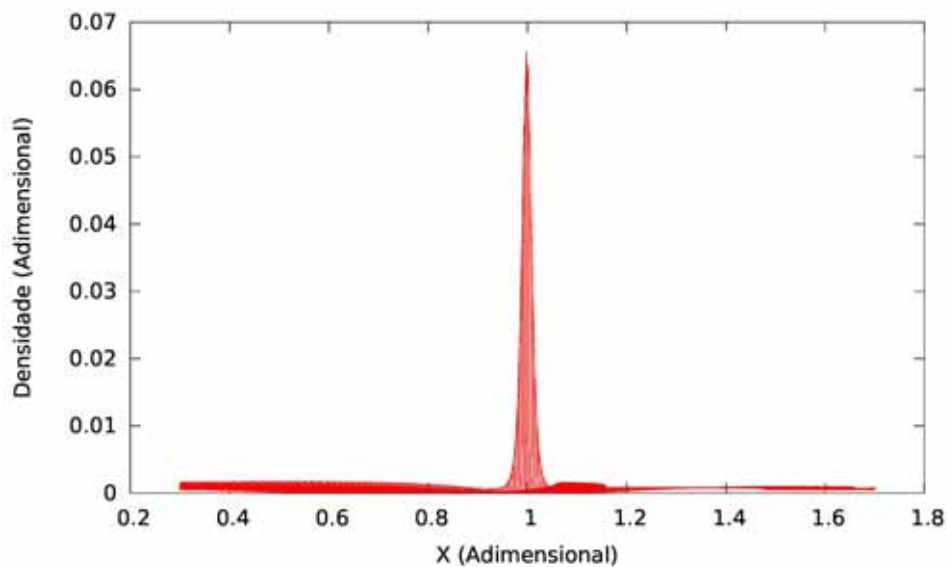


Fonte: Autor

Observamos alterações na trajetória decorrentes do arrasto gasoso, pode-se inferir também que este é um arrasto leve, pois não causou grandes mudanças na trajetória, apesar delas serem claramente perceptíveis.

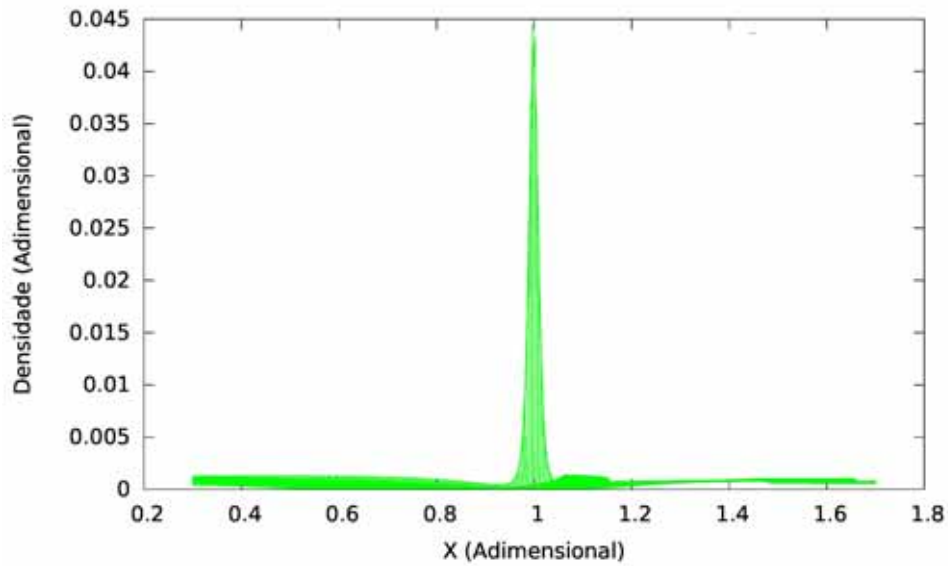
Desenvolvemos mais três gases hidrodinâmicos de densidades diversas. São gases resultantes de mesmas condições iniciais no Fargo, só que em tempos diferentes. É como se os encontros próximos ocorressem em períodos diferentes da fase final da formação planetária e os planetesimais encontrassem gases com características distintas. Com eles foram feitas novas simulações e comparadas as trajetórias. A distribuição espacial das densidades dos gases podem ser observadas nas imagens 4.7, 4.8 e 4.9.

Figura 4.7: Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “1”. Este gás representa um instante dentro da evolução de um gás eleito para estudo neste trabalho. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$.



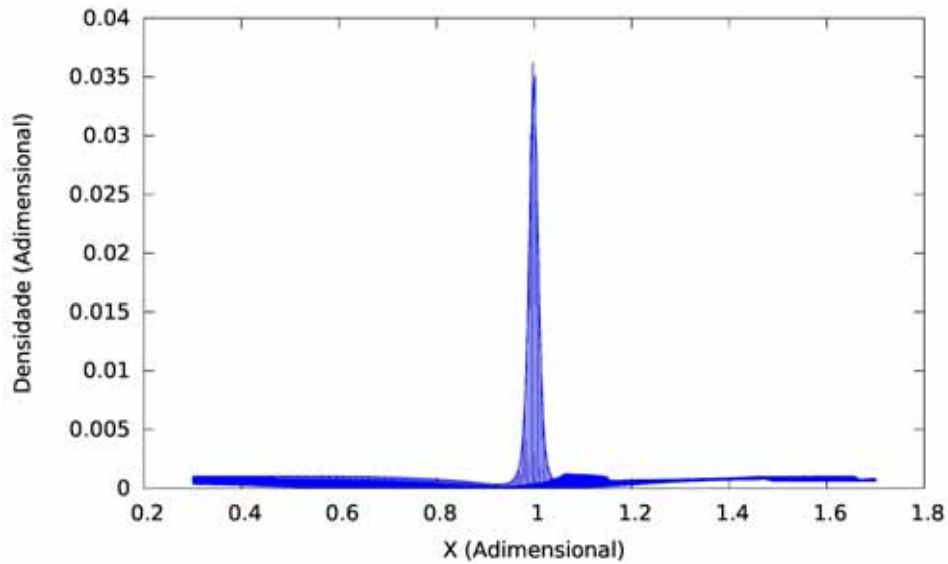
Fonte: Autor

Figura 4.8: Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “2”. Este gás representa um instante intermediário dentro da evolução de um gás eleito para estudo neste trabalho. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$.



Fonte: Autor

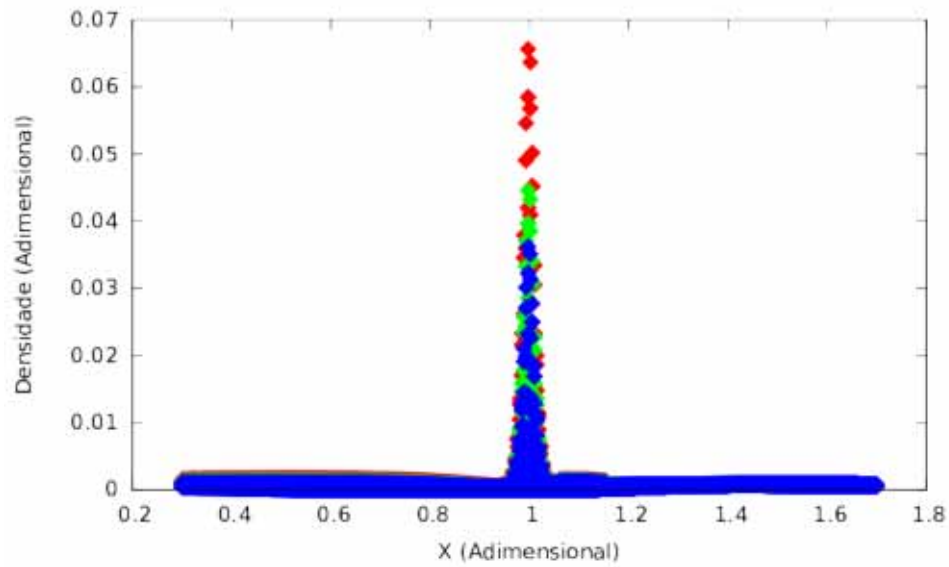
Figura 4.9: Distribuição espacial da densidade do gás hidrodinâmico “3”. Este gás representa um instante posterior aos dois casos anteriores. Nota-se que a evolução do gás resulta na diminuição da densidade do mesmo nos arredores do planeta. O planeta Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$.



Fonte: Autor

Comparando os gases entre si, podemos observar a diferença na densidade do gás ao redor de Júpiter (Figura 4.10).

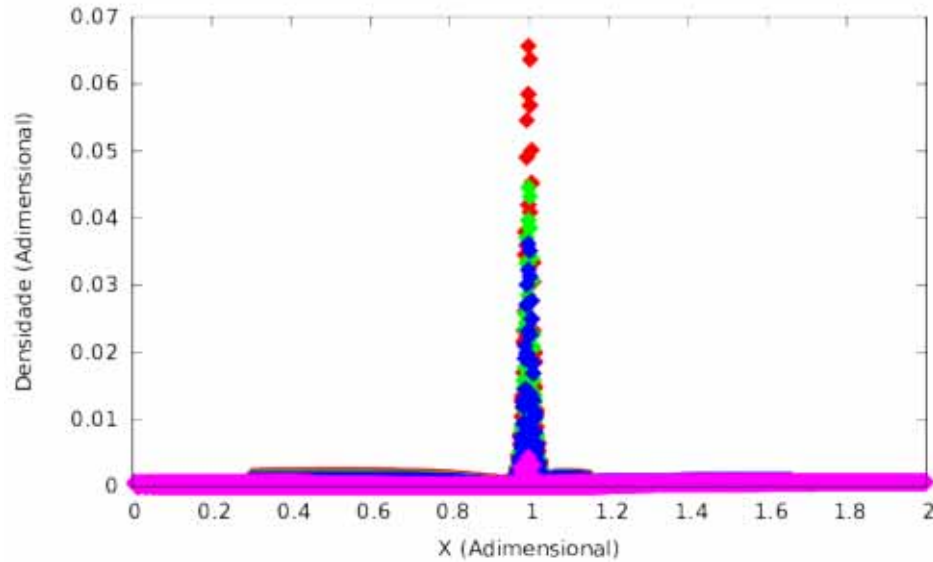
Figura 4.10: Comparação da distribuição espacial da densidade dos gases hidrodinâmicos “1”, “2” e “3”, onde Júpiter se localiza na coordenada $x = 1$ e $y = 0$. A diferença entre os picos indica o momento de evolução do gás, da maior densidade (estágio inicial) até a menor densidade (estágio final).



Fonte: Autor

Comparando agora os três novos gases com o gás utilizado na primeira simulação desta seção (Figura 4.11).

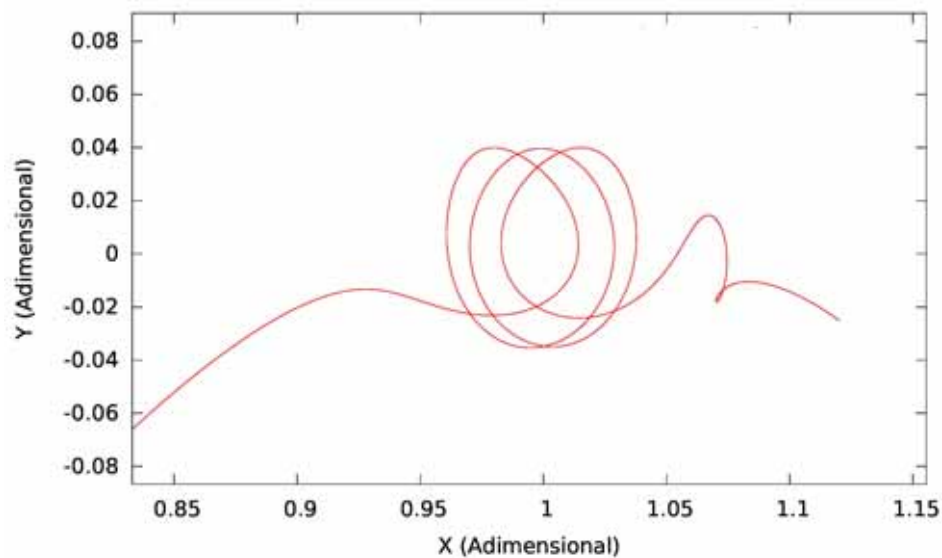
Figura 4.11: Comparação da distribuição espacial da densidade de todos os gases hidrodinâmicos apresentados neste trabalho, com Júpiter localizado em $x = 1$ e $y = 0$.



Fonte: Autor

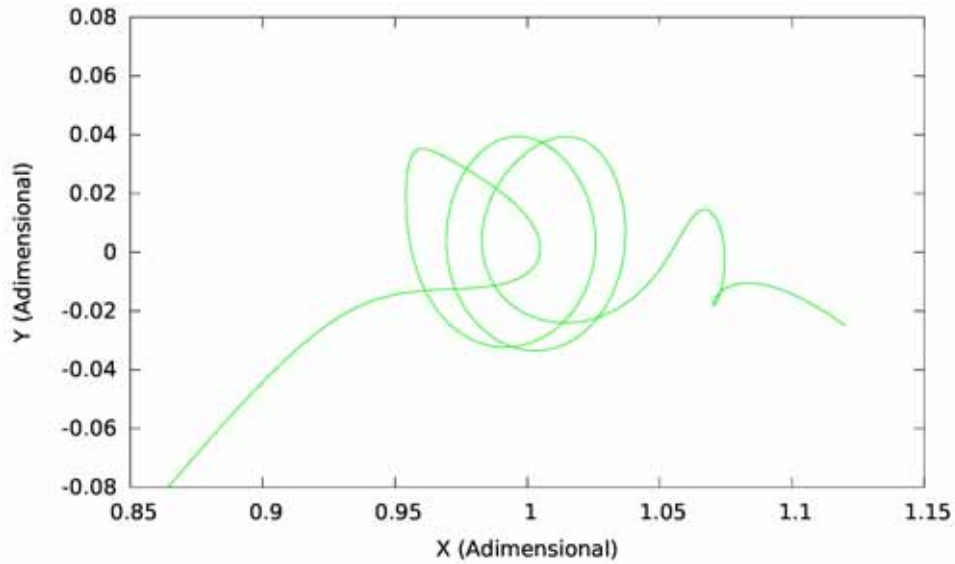
Se pode notar uma grande diferença na densidade dos gases nas proximidades de Júpiter, então realizamos as simulações utilizando mesma condição inicial, apenas alterando o gás. Observemos as trajetórias resultantes nas figuras 4.12, 4.13 e 4.14.

Figura 4.12: Trajetória resultante da simulação com o gás “1”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).



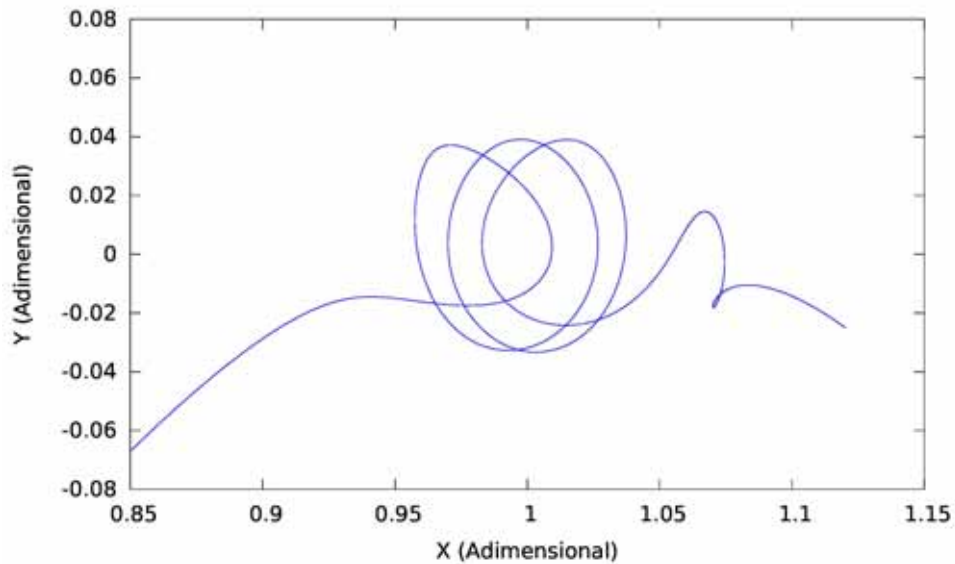
Fonte: Autor

Figura 4.13: Trajetória resultante da simulação com o gás “2”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).



Fonte: Autor

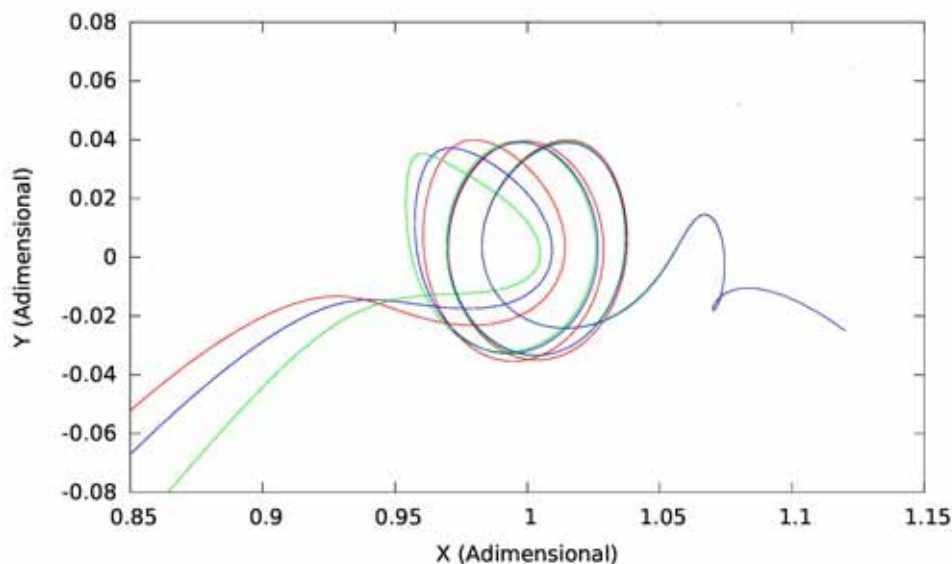
Figura 4.14: Trajetória resultante da simulação com o gás “3”, onde o ponto inicial se localiza na extremidade presente e o planeta Júpiter se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).



Fonte: Autor

O arrasto gerado pelos três gases diferentes geram alterações sutis nas trajetórias, entretanto essas alterações são significativas no comportamento geral da partícula. Essas alterações são simples de se notar comparando as três trajetórias, como na figura 4.15.

Figura 4.15: Comparação entre as trajetórias resultantes das simulações com os gases “1”, “2” e “3”, onde os pontos iniciais são os mesmos e localizados na extremidade sobreposta de todas as curvas. Nesta figura o planeta Júpiter novamente se localiza no centro da figura ($x = 1$ e $y = 0$).

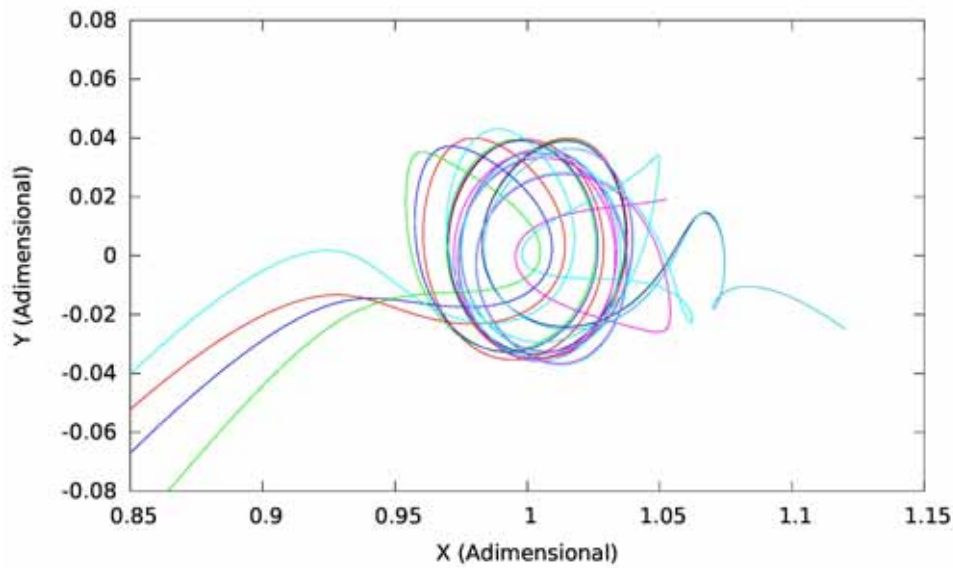


Fonte: Autor

Observe que no início da simulação as três trajetórias se sobrepõem completamente, indicando que são idênticas, a medida que a partícula fica mais tempo exposta ao arrasto, sua trajetória se altera substancialmente em relação as outras visto que as densidades distintas dos gases geram arrastos diferentes. No final da simulação é notável a diferença entre as trajetórias, apesar de todas escaparem em situações semelhantes.

Mais uma comparação se faz necessária, nesta comparamos as três trajetórias que acabamos de discutir (Vermelho, Verde e Azul escuro) com a trajetória resultante da primeira simulação desta seção (Azul claro) e também com a trajetória gerada sem a presença do gás (Rosa), que também é exposta no início desta seção. Lembrando que todas utilizam das mesmas condições iniciais (Figura 4.16).

Figura 4.16: Comparação entre as trajetórias resultantes de todas as simulações. Todas possuem as mesmas condições iniciais com Júpiter mantido na posição $x = 1$ e $y = 0$.



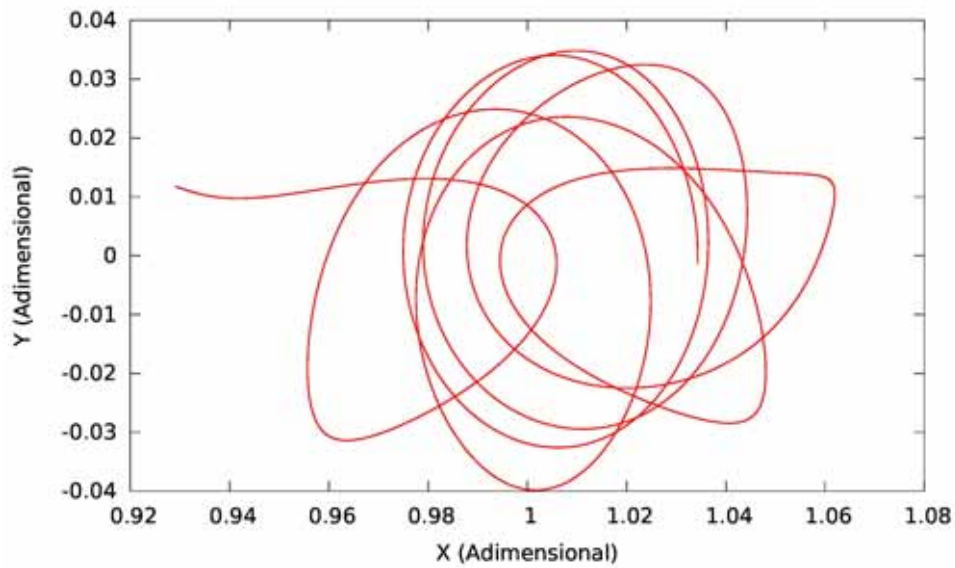
Fonte: Autor

Com arrastos cada vez mais fortes, as trajetórias mostraram que gases mais densos apressam o escape das partículas, com estas condições iniciais.

4.3 CENÁRIOS POSSÍVEIS

Em uma simulação existem inúmeras possibilidades de resultados a serem obtidos. Infelizmente grande parte deles não atendem nossos propósitos. Os resultados que queremos são específicos e não surgem por acaso, para criar nossas condições iniciais costumamos consultar a literatura de modo que as trajetórias sejam desde o início próximas do que desejamos. Após pequenos ajustes nas condições normalmente encontramos a trajetória que queremos. Exibimos uma trajetória que ao ser executada utilizando arrastos proporcionados por gases hidrodinâmicos diferentes resulta em trajetórias demasiadamente distintas. O interessante é que os dois resultados são peculiares e importantes para a análise do problema abordado.

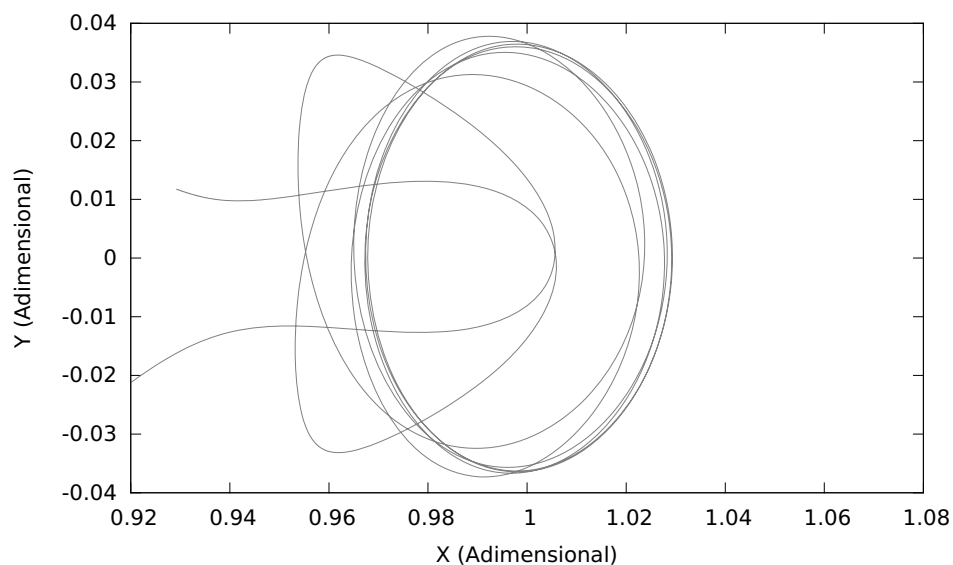
Figura 4.17: Trajetória de escape da partícula em relação ao planeta sem a presença do arrasto gasoso. Júpiter localizado em $x = 1$ e $y = 0$.



Fonte: Autor

Para iniciar a análise, observa-se, na figura 4.17, uma trajetória gerada sem arrasto gasoso, ou seja, o comportamento dela se deve apenas à interações gravitacionais, sem dissipação alguma.

Figura 4.18: Trajetória gerada com arrasto em gás hidrodinâmico. As condições iniciais deste caso são as mesmas da 4.17. Tem-se, uma vez mais, que a presença do gás altera o comportamento da partícula diante de sua interação com o planeta Júpiter. Com isso em um mesmo período de integração a partícula não tem um ponto final dentro da região descrita na figura.

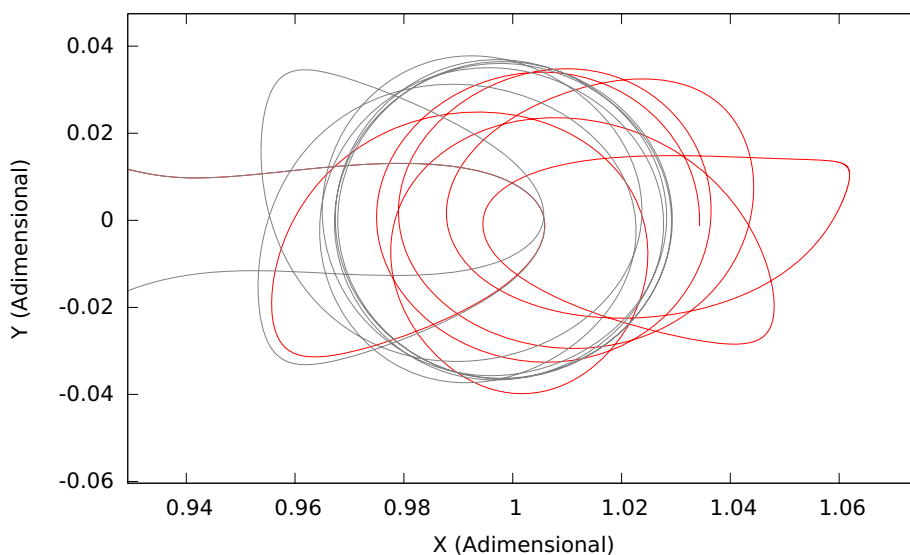


Fonte: Autor

As condições iniciais se mantiveram as mesmas e o gás utilizado na simulação foi o gás apresentado na figura 4.3. Dos citados na subseção anterior ele é o mais suave o que

tornou a trajetória mais estável. A figura 4.18 é um exemplo de captura gravitacional temporária.

Figura 4.19: Comparação das trajetórias geradas com e sem arrasto, onde a curva cinza representa a integração com o gás, enquanto que a curva vermelha indica a trajetória quando o arrasto está presente. Nesta figura o planeta Júpiter ainda se localiza no centro da representação ($x = 1$ e $y = 0$).

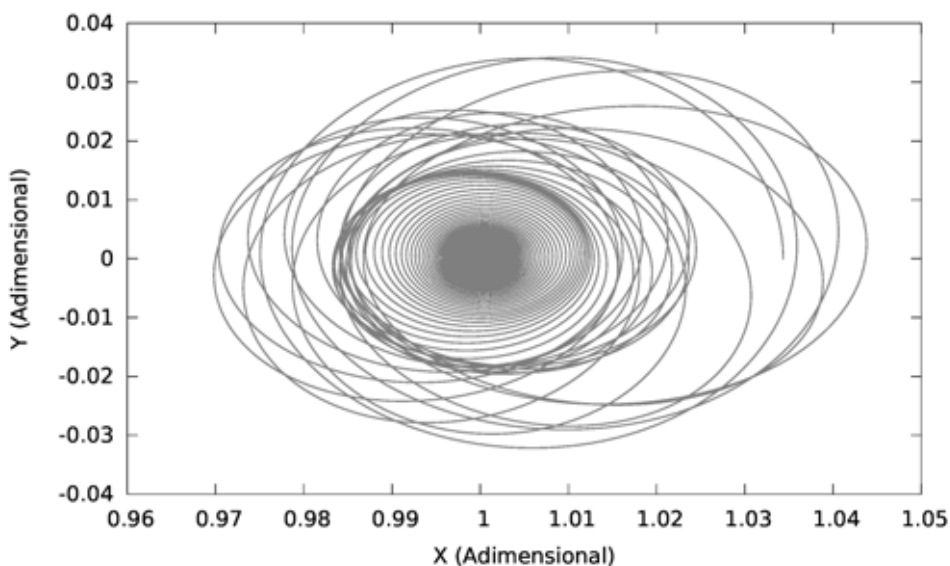


Fonte: Autor

Na figura 4.19 podemos observar as duas trajetórias juntas e a diferença que o arrasto proporcionou a elas.

Utilizando um gás diferente do anterior, obtivemos a figura 4.20.

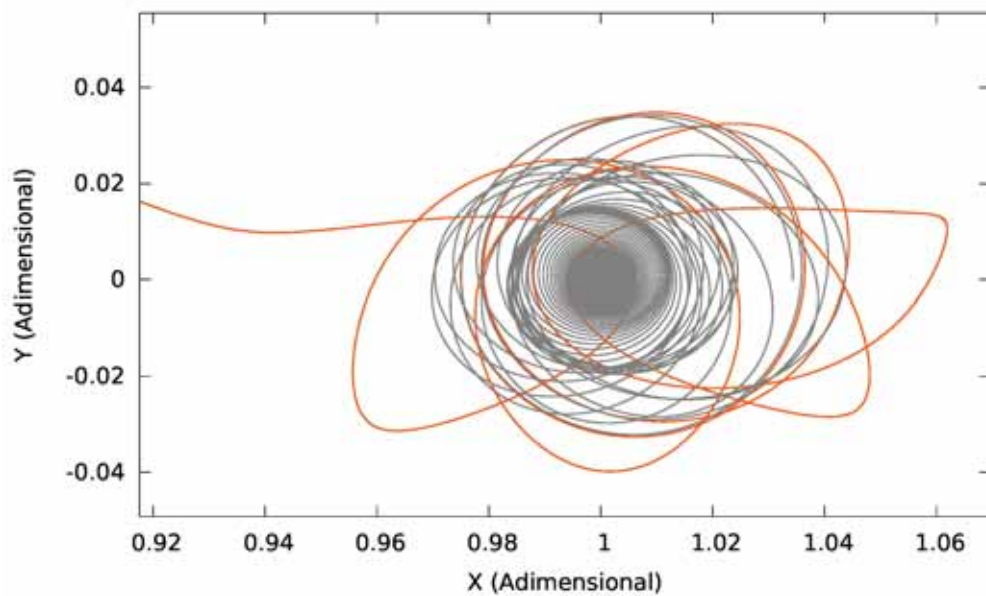
Figura 4.20: Trajetória que representa a colisão de uma partícula com o planeta. Nota-se tal característica pelo fato da partícula espiralar ao redor do planeta. O ponto final se encontra no próprio planeta (posição $x = 1$ e $y = 0$).



Fonte: Autor

Aqui utilizamos o gás mostrado na figura 4.7, ele é o mais denso dentre os apresentados na subseção anterior. Pode-se notar isso levando em consideração que o arrasto dissipou a energia da partícula de tal maneira que conduziu a trajetória da figura 4.20 a uma colisão com Júpiter.

Figura 4.21: Comparação das trajetórias geradas com e sem arrasto. A trajetória cinza é aquela que corresponde à trajetória com arrasto, o gás dissipa a sua energia e faz com que a mesma espirale até a colisão. A trajetória laranja representa a integração livre de gás. Os pontos iniciais destas simulações se localizam no mesmo ponto. Por outro lado seus pontos finais são o ponto central da figura, na posição de Júpiter ($x = 1$ e $y = 0$), para a curva cinza e um ponto exterior a região representado para o caso sem gás (curva laranja).



Fonte: Autor

Finalmente comparamos as trajetórias na imagem 4.21 para que não restem dúvidas sobre suas diferenças.

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho temos como meta gerar trajetórias resultantes da interação entre uma partícula, um corpo central e um planeta com a interferência de um arrasto gasoso. Com essas trajetórias procuramos descrever a captura gravitacional de satélites irregulares. Trazemos como inovação a utilização do gás hidrodinâmico, pois se acredita que este representa melhor os resquícios de gás do disco circumplanetário. Para a utilização deste modelo tivemos que alterar nosso programa, como já debatido nos itens anteriores. Paralelamente trabalhamos para criar o gás hidrodinâmico adquirindo experiência na modelagem do gás e na caracterização do problema. Exibimos também um estudo de erros associados a estas alterações e algumas características do processo como o método de busca e a implementação do modelo dinâmico. Os resultados apresentados neste relatório são as trajetórias geradas por nossos programas que sofrem o arrasto gasoso hidrodinâmico. Comparamos os novos gases com o antigo e também as trajetórias entre si. Finalmente apresentamos algumas possibilidades de cenários decorrentes de encontros próximos associados ao arrasto. Sabemos que são resultados recentes, pois o gás hidrodinâmico ainda é pouco utilizado na literatura com essa finalidade. Um possível próximo passo para este trabalho se basearia em permitir a evolução temporal do gás durante a simulação.

REFERÊNCIAS

- ADASHI, I.; HAYASHI, C.; NAKAZAWA, K. The gas drag effect on the elliptic motion of a solid body in the primordial nebula. **Progress in Theoretical Physics**. v. 56, n. 3, p. 1756–1771, 1976.
- CUK, M.; BURNS, J. A. Gas-drag-assisted capture of Himaila’s family. **Icarus**. v. 167, p. 369–381, 2004.
- EVERHART, E. **An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings, in Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution**. Proceedings of IAU Colloquium, v. 115, n. 83, p. 185–202, 1985.
- GASPAR, H.S. **Satélites irregulares de Júpiter: Configurações Propícias do Processo de Captura de Asteroides Binários**. Dissertação de Mestrado - Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, p. 1-7, 2009.
- HEPPENHEIMER, T. A.; PORCO, C. New contributions to the problem of capture. **Icarus**. v. 30, n. 2, p. 385–401, 1977.
- JAMES, M.; NORMAN, M. L. ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. I - The hydrodynamic algorithms and tests. **Astrophysical Journal Supplement Series**. v. 80, n. 2, p. 753-790, 1992.
- KUIPER, G. On the Origin of the Satellites and the Trojans. **Vistas in Astronomy**. v. 2, p. 1631, 1956.
- LUNINE, J. I.; STEVENSON, D. J. Formation of the Galilean satellites in a gaseous nebula. **Icarus**. v. 52, p. 14–39, 1982.
- MARTIN, R. G.; LUBOW, S. H. Tidal Truncation of Circumplanetary Discs, **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. v. 413, n. 2, p. 1447–1461, 2011.
- MURRAY, C. D.; DERMOTT, S.F. **Solar System Dynamics**. Cambridge - University Press, p. 64-67, 2009.
- MASSET, F. FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. **Astronomy and Astrophysics Supplement**. v. 141, p. 165-173, 2000.

PEALE, S. J. Origin and Evolution of the Natural Satellites. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**. v. 37, p. 533, 1999.

POLLACK, J. B.; BURNS, J. A.; TAUBER, M. E. Gas drag in primordial circumplanetary envelopes: a mechanism for satellite capture. **Icarus**. v. 37, n. 3, p. 587–611, 1979.

SHEPPARD, S. S.; JEWITT, D.; KLEYNA, J. A survey for “normal” irregular satellites around neptune: limits to completeness. **The Astronomical Journal**. v. 132, p. 171–176, 2006.

TANIKAWA, K. Impossibility of the capture of retrograde satellites in the restricted three-body problem. **Celestial Mechanics**. v. 29, n. 4, p. 367–402, 1983.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O. C.; MELO, C. **The use of the two-body energy to study problems of escape/capture in Dynamics of Populations of Planetary Systems**. Proceedings IAU Colloquium. n. 197, p. 439–444, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2005.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O.C. Gravitational Capture of Asteroids by Gas Drag. **Mathematical Problems in Engineering**. v. 2009, p. 1–10, 2009.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O. C. Time Analysis for Temporary Gravitational Capture: Satellites of Uranus. **Astronomical Journal**. v. 122, p. 440, 2001.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O. C.; YOKOYAMA, T. The Effect of Jupiter’s mass growth on satellite capture: Retrograde case. **Astronomy and Astrophysics**. v. 414, p. 727, 2004.

VIEIRA NETO, E.; WINTER, O. C.; YOKOYAMA, T. Effect of Jupiter’s mass growth on satellite capture: The prograde case. **Astronomy and Astrophysics**. v. 452, p. 1091, 2006.

WEIDENSCHILLING, S. J. **Planetesimals from Stardust, in From Stardust to Planetesimals**. v. 122 of ASP Conference Series, Astronomical Society of the Pacific, p. 281, USA, 1997.