

Gustavo Luiz Persich do Carmo

Ressonâncias Orbitais dos Satélites Galileanos de Júpiter

Porto Alegre, Brasil

2021

Gustavo Luiz Persich do Carmo

Ressonâncias Orbitais dos Satélites Galileanos de Júpiter

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob orientação do Prof. Dr. José Eduardo da Silveira Costa, como requisito para obtenção do título de Bacharel em Física: Astrofísica.

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física
Departamento de Astronomia

Orientador: José Eduardo da Silveira Costa

Porto Alegre, Brasil
2021

Agradecimentos

Gostaria de agradecer meu pais, Mônica Célia Persich do Carmo e Vanderlei Ari do Carmo, por me darem a possibilidade de estudar longe de casa e sempre apoiarem os meus estudos. Seu apoio foi fundamental, sem ele eu não teria chegado onde cheguei.

Agradeço também ao restante da minha família que sempre me incentivou a estudar, obter mais conhecimento e que mesmo muitas vezes mesmo não compreendendo o que eu estava buscando, sempre me disseram para seguir os meus sonhos.

Agradeço profundamente o meu professor orientador, Dr. José Eduardo da Silveira Costa. Obrigado por todo auxílio, dicas, desafios, oportunidades e conselhos que o senhor me deu. Sem isso não teria sido possível realizar esse projeto e minha carreira acadêmica não teria sido como foi.

Meu muito obrigado a todos os meus colegas que me ajudaram tanto nessa graduação. Suas dicas, auxílios e apoio foi fundamental para o desempenho que obtive academicamente. Sem sua ajuda eu não teria conseguido ir tão longe.

Por fim agradeço a Juliana Gabriela Passinato Coelho, que sempre me apoia incondicionalmente. Sem você esses semestres sem a dita normalidade teriam sido muito mais estressantes. Obrigado por tudo o que você faz por mim.

Resumo

As luas de Júpiter Io, Europa e Ganímedes estão em uma condição de ressonância 1:2:4. Nesse trabalho iremos investigar as condições durante a formação das luas para tentar determinar como elas interferiram ou não na captura em ressonância das luas. Particularmente, se a migração do tipo I ou a força de arrasto hidrodinâmica são determinantes para essa captura. Com esse objetivo, escrevemos dois códigos que simulam as luas e Júpiter, em um ambiente de duas dimensões, com um disco evanescente no tempo simulando o disco circumplanetário. O código tem como dados de entrada as condições atuais das luas e a densidade do disco, regredindo no tempo um milhão de anos, o tempo estimado de duração do disco. Na simulação da migração de tipo I, encontramos que as luas foram de uma órbita mais exterior para uma órbita mais interior, reduzindo seus períodos. Porém, seus semieixos maiores e períodos no tempo $t = 0$ não eram muito diferentes dos atuais, indicando que a migração do tipo I não é o fator mais determinante na captura em ressonância das luas. Na simulação da força de arrasto hidrodinâmica, Europa foi de uma condição de ressonância 5:2 com Ganímedes para uma 4:2 devido à interação com o disco. Portanto, a força de arrasto é suficiente para capturar as luas em ressonância.

Palavras-chave: Luas Galileanas. Ressonância. Órbitas. Simulações Computacionais.

Abstract

The Jupiter Moons Io, Europa and Ganymedes are in a 1:2:4 state of resonance. In this work we will investigate the conditions in which the moons formed to try to determinate if they interfered or not in the moons capture in resonance. Particularly, if the type I migration or the hydrodynamic drag force are determinant to this capture. With this objective, we wrote two codes that simulate the moons and Jupiter, in a two dimensional environment with a evanescent in time disc simulating the circumplanetary disc. The code have as input the actual conditions of the moons and the disc density, retreating in time a million years, the estimated time duration of the disc. In type I migration simulation, we found that the moons went from an outer orbit to a inner one, reducing their periods. However, their semi-major axis and periods in time $t = 0$ were not so different than the actual ones, indicating that type I migration is not the most determinant factor of the moons capture in resonance. In the hydrodynamic drag force simulation, Europa went from a resonance condition of 5:2 with Ganymede to a 4:2 due to the disk interaction. Therefore, the drag force is enough to capture the moons in resonance.

Keywords: Galilean Moons. Resonance. Orbits. Computer Simulations.

Sumário

	Sumário	5
1	INTRODUÇÃO	7
1.1	O Sistema Solar	7
1.1.1	Formação do Sistema Solar	7
1.1.2	Componentes do Sistema Solar	9
1.1.2.1	Planetas	9
1.1.2.2	Planetas Anões	10
1.1.2.3	Corpos Menores	11
1.2	Satélites e Sistemas de Satélites	11
1.3	O Sistema de Satélites de Júpiter	13
1.3.1	Luas Regulares	13
1.3.2	Luas Irregulares	13
1.4	As Luas Galileanas	14
1.4.1	Io	15
1.4.2	Europa	15
1.4.3	Ganímedes	16
1.4.4	Calisto	16
1.5	Ressonâncias Orbitais	17
1.6	Objetivos	19
1.7	A estrutura do texto	19
2	MODELOS DE FORMAÇÃO E EVOLUÇÃO DINÂMICA	20
2.1	Princípios Físicos	20
2.1.1	Elementos Orbitais	20
2.1.2	Perturbação Gravitacional	21
2.1.3	Força de Arrasto	22
2.1.4	Migração de Tipo I	23
2.2	Modelos Para o Disco Circumplanetário	28
2.2.1	Modelando um Disco Evanescente	29
3	SIMULAÇÕES	31
3.1	Códigos	31
4	RESULTADOS	33
4.1	Modelo para o Disco Evanescente	33

4.2	Migração de Tipo I	34
4.3	Efeito da Força de Arrasto Hidrodinâmico	36
5	DISCUSSÃO FINAL E CONCLUSÕES	40
5.1	Discussão dos Resultados	40
5.2	Conclusões	41
	REFERÊNCIAS	43

1 Introdução

1.1 O Sistema Solar

Damos o nome de **Sistema Solar** ao sistema formado pelo Sol e a todos os corpos ligados gravitacionalmente a ele. O Sol é uma estrela da sequência principal do diagrama de Hertzsprung-Russel, de tipo espectral G2, localizada no braço de Órion da Via-Láctea, a cerca de 26 mil anos-luz do centro da Galáxia. O Sol detém a maior parte da massa do sistema, cerca de 99,85%, sendo que o restante está distribuído entre planetas, planetas anões, satélites e inúmeros corpos menores.

1.1.1 Formação do Sistema Solar

Estima-se que o Sistema Solar tenha se formado a cerca de 4,55 bilhões de anos, quando houve o colapso gravitacional de uma grande **nuvem molecular** composta principalmente de hidrogênio ($\sim 75\%$) e hélio (21-24%), mas que também continha traços de outros elementos químicos na forma de outras moléculas e grãos de poeira formados por estrelas de gerações anteriores à do Sol.

Nuvens moleculares são estruturas estáveis, em que a pressão do gás e poeira se contrapõem à força gravitacional. Porém, podem ocorrer eventos, como explosões de supernovas, que perturbam as nuvens moleculares. Essas perturbações podem ser grandes o suficientes para desfazer o equilíbrio entre a pressão e a gravidade, fazendo com que as nuvens colapsem. Durante o colapso, a nuvem pode se fragmentar e cada fragmento formar uma estrela. O Sol foi uma das estrelas formadas a partir do colapso de uma grande nuvem molecular primordial. A figura 1 ilustra esquematicamente o processo descrito.

Conforme a nuvem molecular que formou o Sol diminuía seu tamanho, por conservação de momentum angular, rotacionava cada vez mais rapidamente. A massa concentrada no centro de massa da nuvem formou uma **proto-estrela**, consideravelmente mais quente que o restante da nuvem molecular. A conservação de momentum angular fez com que a nuvem de gás e poeira se achatasse em um disco ao redor da proto-estrela, o que é chamado de **disco proto-planetário**.

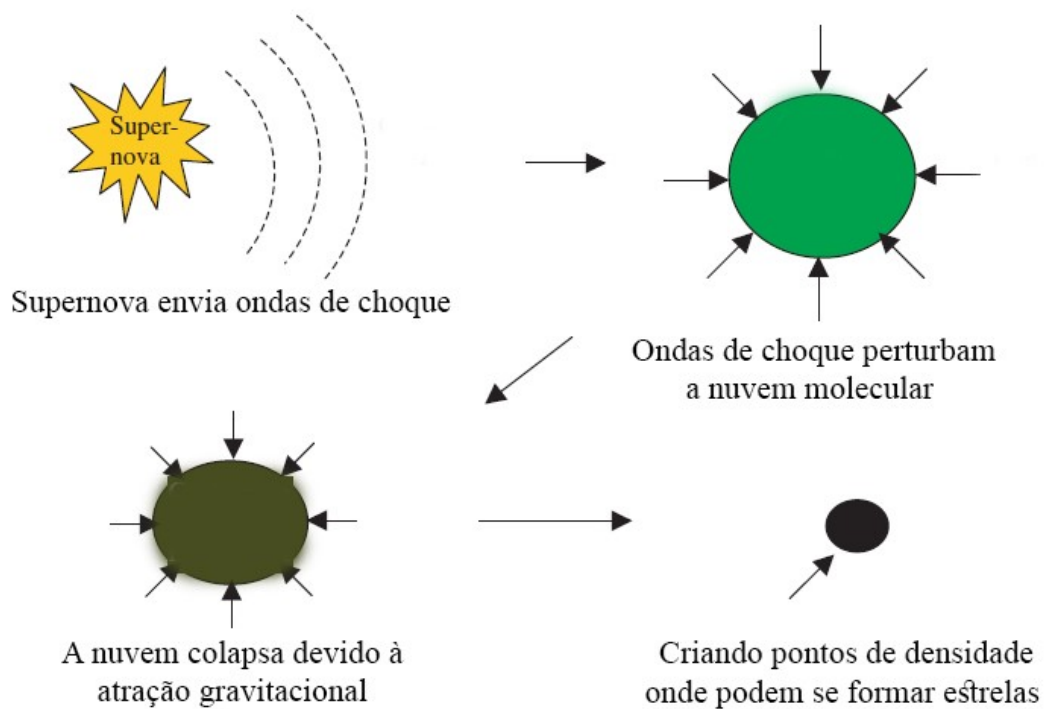


Figura 1 – Descrição esquemática do colapso de uma nuvem molecular. Uma explosão de supernova emite ondas de choque que perturbam o equilíbrio de forças internas da nuvem, gravidade e pressão, fazendo com que ela colapse gravitacionalmente. Em regiões de maior densidade pode ocorrer a formação de estrelas. (Fonte: [Woolfson \(2014\)](#), adaptada.)

Dentro do disco, a fricção dos grãos de poeira com moléculas de gás e processos de fotoionização, arrancam elétrons dos átomos dos grãos de poeira. A atração eletrostática entre os grãos favoreceu a formação de aglomerações de partículas de poeira que se precipitaram na direção do plano médio do disco concentrando-se numa espécie de “carpete de poeira”, como ilustrado na figura 2.

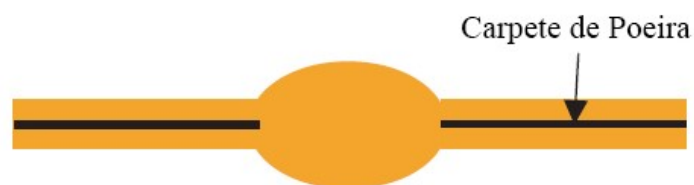


Figura 2 – Partículas de poeira se precipitaram gravitacionalmente sobre plano médio do disco, formando um “carpete de poeira”. (Fonte: [Woolfson \(2014\)](#).)

Com o aumento da densidade de material no carpete de poeira, porções desse material se compactaram formando **planetesimais**, objetos sólidos com tamanhos que podiam chegar até ~ 200 m. Aglomerações dos primeiros planetesimais formaram planetesimais com tamanhos de até 10 km. Colisões entre esses levaram à formação de objetos maiores, com

diâmetros que podiam chegar à 100 km que, por sua vez, colidindo entre si, deram origem à muitos objetos ainda maiores, com diâmetros da ordem de milhares de quilômetros, comparáveis em tamanho com a Lua. Esses foram os **embriões planetários** ou **proto-planetas** que, após colidirem entre si e acretarem mais matéria do disco, se tornaram os planetas que conhecemos.

A composição dominante dos planetas está relacionada com a região em que se formaram dentro do Sistema Solar. Próximo ao protossol, sob mais altas temperaturas, só foi possível a formação dos **planetas rochosos** - Mercúrio, Vênus, Terra e Marte - constituídos principalmente por materiais com alto ponto de fusão. Os planetas gasosos - Júpiter, Saturno, Netuno e Urano - são compostos principalmente por materiais com baixo ponto de fusão (H e He, além de água, metano e amônia) e se formaram em regiões mais distantes e frias, onde esses materiais existiam em maior abundância e podiam se condensar, fazendo com que tivessem uma massa significativamente maior do que a dos planetas rochosos.

1.1.2 Componentes do Sistema Solar

Além do Sol, os componentes do Sistema Solar podem ser subdivididos em quatro categorias: planetas, planetas anões, corpos menores e satélites. Como nosso objeto de estudo são satélites, os definiremos com maior profundidade na seção 1.2.

1.1.2.1 Planetas

Conforme a Resolução B5¹ da União Astronômica Internacional (UAI), de 2006, um planeta é um corpo que (1) orbita diretamente o Sol; (2) possui massa suficiente para sua gravidade arredondá-lo ao atingir equilíbrio hidrostático, porém não suficiente para que ocorram reações termonucleares em seu interior; e (3), que seja o objeto gravitacionalmente dominante em sua órbita. Por essa definição, são oito os planetas no Sistema Solar: Mercúrio, Vênus, Terra, Marte, Júpiter, Saturno, Urano e Netuno. Na tabela 1, são apresentados alguns dados sobre os 8 planetas: massa, raio médio, comprimento do semieixo maior da órbita, período orbital, inclinação do plano orbital e excentricidade da órbita. Na figura 3, é mostrada uma representação da escala de distância entre as órbitas dos planetas.

¹ Fonte: <https://www.iau.org/static/resolutions/Resolution_GA26-5-6.pdf>, acesso em 08/05/2021.

Planeta	Massa ($\times 10^{24}$ kg)	Raio (km)	Semieixo Maior ($\times 10^{16}$ km)	Período (anos)	Inclinação (graus)	Excentricidade
Mercúrio	0,330	2439,4	0,579	0,240	7,00487	0,20563069
Vênus	4,867	6051,8	1,082	0,615	3,39471	0,00677323
Terra	5,972	6371,0	1,495	1	0,00005	0,01671022
Marte	0,641	3389,5	2,279	1,880	1,85061	0,09341233
Júpiter	1898,187	69911	7,784	11,862	1,30530	0,04839266
Saturno	568,317	58232	14,267	29,447	2,48446	0,05415060
Urano	86,812	25362	28,709	84,016	0,76986	0,04716771
Netuno	102,412	24622	44,982	164,791	1,76917	0,00858587

Tabela 1 – Dados físicos e orbitais dos planetas. (Fontes: https://ssd.jpl.nasa.gov/?planet_phys_par e <http://www.met.rdg.ac.uk/~ross/Astronomy/Planets.html>, acesso em 07/05/2021.)

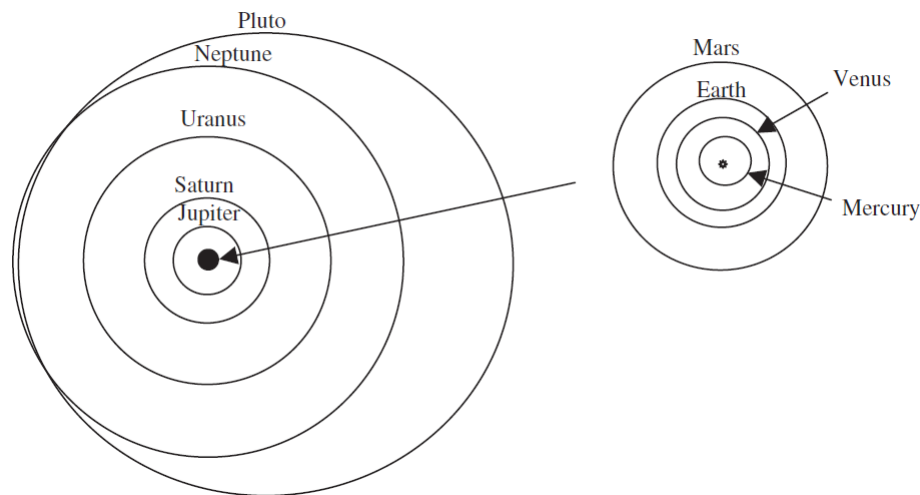


Figura 3 – Representação, em escala, das órbitas dos planetas e do planeta anão Plutão. Os planetas rochosos, Mercúrio, Vênus, Terra e Marte, se formaram em uma região próxima ao Sol, quente, enquanto que os planetas gigantes, Júpiter, Saturno, Urano e Netuno se formaram em uma região mais distante e fria. (Fonte: Woolfson (2014).)

1.1.2.2 Planetas Anões

A Resolução B5 da UAI introduziu a categoria de planeta anão que compreende corpos que possuem todas as características de um planeta, exceto a característica (3), não sendo os objetos que dominam gravitacionalmente suas órbitas. Plutão foi reclassificado como planeta anão, junto com Ceres, Haumea, Makemake e Éris.

1.1.2.3 Corpos Menores

Todos os demais corpos do Sistema Solar que não são planetas, planetas anões e nem satélites, são classificados como corpos menores. Isto inclui os micrometeoroides (poeira), meteoroides, asteroides, cometas e centauros:

- **Meteoroides** são quaisquer corpos rochosos ou metálicos que possuam de dez microns a um metro de tamanho. Os meteoroides são, em sua maioria, fragmentos de cometas e asteroides, mas alguns são fragmentos ejetados de planetas ou satélites após colisões com outros corpos menores.
- **Asteroides** são corpos rochosos que orbitam o Sol. Possuem de um metro a centenas de quilômetros de diâmetro. Se diferem dos cometas por não sofrerem desgastamento. São os planetesimais remanescentes que se formaram no início do Sistema Solar. Exemplos de asteroides são Vesta, Pallas e Hygiea.
- **Cometas** são formados principalmente por gelos de água e amônia. Quando se aproximam do Sol se aquecem, vaporizando o gelo da sua composição. Assim ocorre o desgastamento que forma a sua cauda característica. Exemplos de cometas são o Cometa Halley e o Cometa McNaught.
- **Centauros** são objetos cujas órbitas cruzam a órbita de dois ou mais planetas gigantes. Isso faz com que tenham uma órbita instável, os diferenciando dos asteroides. Possuem características tanto de asteroides quanto de cometas, por isso o nome centauro, da mitologia grega, um ser metade cavalo e metade homem.
- **Micrometeoroides** ou poeira são partículas com menos de dez microns, remanescentes do disco protoplanetário ou partículas liberadas por corpos maiores, especialmente cometas, ao longo de suas trajetórias. A maior parte das “chuvas de meteoros” ocorre quando a Terra cruza um desses rastros cometários.

1.2 Satélites e Sistemas de Satélites

Um corpo que orbita um planeta, um planeta anão ou mesmo qualquer corpo menor do Sistema Solar é denominado **satélite natural** ou, simplesmente, **satélite**. O termo “**lua**” também é empregado, fazendo referência ao satélite natural da Terra, a Lua, que é o protótipo para essa classe de objetos.

No Sistema Solar, com exceção de Mercúrio e Vênus, todos os demais planetas possuem satélites naturais, sendo que todos os quatro planetas gigantes possuem múltiplos satélites,

formando **sistemas de satélites**. Na tabela 2 são listados o número de satélites de cada planeta, conhecidos até o presente.

Planeta	Número de Satélites
Mercúrio	—
Vênus	—
Terra	1
Marte	2
Júpiter	79
Saturno	82
Urano	27
Netuno	14

Tabela 2 – Planetas e quantos satélites possui. Ter um satélite é relativamente comum no sistema solar. (Fonte: https://www.princeton.edu/~willman/planetary_systems/Sol/), acesso em 05/05/2021.)

Devido à grande diversidade de satélites encontrados no Sistema Solar, as teorias que explicam a formação e/ou a origem de satélites são diferentes para cada caso. Temos três principais teorias para a formação de satélites:

1. Formação a partir de colisão proto-planetária

A Lua possui um tamanho grande, se compararmos com o da Terra, a maior relação entre raio do planeta e raio do satélite do Sistema Solar. Para explicar o tamanho do nosso satélite, a teoria mais aceita é da “grande colisão”. Havia mais de um proto-planeta em órbitas próximas, então houve uma colisão entre esses proto-planetas em um evento cataclísmico. A maior parte do material ficou no corpo que viria a ser a Terra e uma parte menor, cerca de 1/80 da massa total, permaneceu em órbita, condensando e formando o corpo que viria a ser a Lua.

2. Captura

Alguns satélites se parecem muito com asteroides, em sua composição e formato. Também possuem órbitas mais irregulares. Isso sugere que eles eram originalmente asteroides que passaram próximos aos planetas e foram capturados gravitacionalmente, tornando-se satélites. É o caso dos dois satélites de Marte, *Fobos* e *Deimos*.

3. Formação conjunta

Durante a formação planetária, havia um **disco circumplanetário** no entorno do planeta, semelhante ao disco protoplanetário ao redor da estrela. Nesse disco, ao mesmo tempo em que se formava o planeta, as luas se formavam de forma semelhante aos planetas no disco proto-planetário. As **Luas Galileanas** de Júpiter são exemplos

de satélites que se formaram assim. Por ser de particular interesse desse estudo, esse modelo de formação será abordado com maior profundidade no Capítulo 2.

1.3 O Sistema de Satélites de Júpiter

Júpiter possui 79 satélites conhecidos, divididos em **luas regulares**, que possuem órbitas com pequena excentricidade e inclinação, e **luas irregulares**, cujas órbitas têm grande excentricidade e inclinação e podem ser prógradas ou retrógradas. Cada uma dessas duas categorias é subdividida em grupos de satélites de acordo com seus parâmetros orbitais ou características espectrofotométricas comuns. Algumas luas são consideradas casos distintos, não pertencendo a nenhum grupo conhecido.

1.3.1 Luas Regulares

- **Grupo Interno** — grupo com quatro pequenas luas com diâmetros menores que 200 km e semieixo maior menores do que 230 000 km. São elas Métis, Adrasteia, Amalteia e Tebe.
- **Luas Galileanas** — grupo com as maiores luas, Io, Europa, Ganímedes e Calisto, que serão objeto deste estudo e mais detalhadas na seção 1.4.

1.3.2 Luas Irregulares

- **Temisto** — o satélite Temisto possui órbita entre luas galileanas e o grupo Himalia, não fazendo parte de nenhum grupo conhecido.
- **Grupo Himalia** — grupo de sete luas com órbitas de semieixos maiores entre 1 190 000 km e 12 400 000 km, com órbitas prógradas e planos orbitais inclinados em $\sim 28^\circ$, similares à lua Himalaia. São elas Leda, Ersa, Pandia, Lisiteia, Elara, Dia e Himalaia, que dá nome ao grupo. Supõe-se que essas luas têm origem comum.
- **Carmo** — o satélite Carmo também não faz parte de nenhum grupo conhecido e orbita isolado, próximo à órbita dos satélites do grupo Ananke.
- **Grupo Ananke** — grupo de satélites com órbitas em sentido retrógrado e com inclinações ao redor de 148° .

- **Grupo Carme** — grupo de satélites com órbitas em sentido retrógrado e planos orbitais inclinados em cerca de $\sim 165^\circ$.
- **Grupo Pasife** — grupo de satélites com órbitas em sentido retrógrado nas regiões mais externa do sistema de satélites de Júpiter. É um grupo muito disperso. Discute-se se a lua Sinope pertence a esse grupo ou se deve ser considerada um caso a parte.
- **Valetudo** — essa lua foi descoberta em 2016, mas só anunciada em 2018, sendo relativamente pequena, com um diâmetro de ~ 1 km.

1.4 As Luas Galileanas

Na tabela 3 são mostrados alguns dados físicos das luas galileanas, Io, Europa, Ganímedes e Calisto, como raio em quilômetros e em raios terrestres, massa e densidade. A tabela 4 apresenta valores para alguns dos parâmetros orbitais das luas, o semieixo maior em quilômetros e em termos de raios de Júpiter, e sua excentricidade. E a tabela 5 fornece os períodos das Luas, em dias e Períodos de Io². Após, segue uma breve introdução às características das luas.

Satélite	Raio (km)	Em R_\oplus	Massa ($\times 10^{21}$ kg)	Densidade (kg/m^3)
Io	1821,5	0,286	89,3	3530
Europa	1560,8	0,245	48,0	3010
Ganímedes	2631,2	0,413	148,2	1940
Calisto	2410,3	0,378	107,6	1830

Tabela 3 – Dados físicos das luas galileanas.

Satélite	Semieixo Maior ($\text{km} \times 10^3$)	Excentricidade (R_J)
Io	421,8	5,91
Europa	671,1	9,40
Ganímedes	1070,4	14,97
Calisto	1882,7	26,33

Tabela 4 – Dados orbitais das luas galileanas.

² Os dados apresentados nas tabelas desta seção foram obtidos em: <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/joviansatfact.html>, acesso em 06/05/2021.

1.4.1 Io

Órbita: Io está a uma distância média de Júpiter de 421 600 km, e possui um período orbital de 1,769 dias. Io sofre perturbações gravitacionais de Europa e Ganímedes que fazem com que se desvie de sua órbita, porém é atraída gravitacionalmente por Júpiter para sua órbita regular. Essas perturbações gravitacionais ocasionam forças de maré que elevam a sua crosta sólida em até 100 metros de altura. Também, devido às forças de maré, Io sempre mantém a mesma face voltada para Júpiter, assim como a Lua.

Interior: Io é o terceiro maior satélite de Júpiter, tem um tamanho um pouco maior que a Lua e uma densidade de $\sim 3,53 \text{ g/cm}^3$, muito acima da densidade típica de outras luas do Sistema Solar, indicando uma estrutura similar a de planetas rochosos, onde as rochas de silicatos são dominantes.

Superfície: A temperatura média em sua superfície é de -145° C , porém foi observado um ponto com 17° C , provavelmente um lago de lava, por ser a lua com maior atividade vulcânica do sistema solar. Devido à isso, não possui registro de muitas crateras de impacto, já que são rapidamente preenchidas por lava e erodidas.

Atmosfera: Possui uma fraca atmosfera, composta principalmente de dióxido de enxofre.

1.4.2 Europa

Órbita: Assim como Io, Europa sempre está voltada com a mesma face para Júpiter. Está a uma distância média de Júpiter de 670 900 km e possui um período orbital de 3,551 dias.

Interior: Europa possui um diâmetro de cerca de 90% do tamanho da Lua. Estima-se que em seu interior, abaixo de uma grossa camada de gelo de 15 km a 25 km, exista um oceano de água líquida. Devido ao aquecimento causado por forças de maré exercidas por Júpiter, pode ser geologicamente ativa em seu interior.

Superfície: A superfície é coberta por uma camada de gelo, o que faz com que tenha um alto albedo. Praticamente não há crateras, porém é possível observar rachaduras em sua superfície. As forças de maré de Júpiter fazem com que a crosta de gelo se quebre, produzindo as rachaduras. A pouca quantidade de crateras nos indica que a crosta é relativamente nova, com cerca de 40 a 90 milhões de anos de idade.

Atmosfera: Possui uma atmosfera tênue de oxigênio, com evidências de vapor de água.

Aspectos Interessantes: Devido ao seu possível oceano interno, Europa recebe bastante atenção da comunidade científica. A possível presença de fumarolas submarinas, similares às existentes no fundo de oceanos terrestres, possibilitaria a existência de vida microscópica quimiossintetizante em seu interior.

1.4.3 Ganímedes

Órbita: Ganímedes orbita a uma distância média de Júpiter de 1 070 000 km, e possui um período orbital de 7,154 dias. Assim como outras luas, mantém sempre com a mesma face voltada para Júpiter, devido às forças de maré.

Interior: Ganímedes é a maior lua do Sistema Solar. Possui um núcleo de ferro, que gera um campo magnético, um manto rochoso ao redor do núcleo e uma crosta de gelo com 800 km de espessura. Estima-se que há uma boa quantidade de rochas misturadas ao gelo mais próximo à superfície.

Superfície: Na sua superfície, pode-se observar crateras, porém elas não são tão profundas quanto em outros corpos celestes, possivelmente atenuadas pelo movimentos da crosta de gelo que envolve o planeta.

Atmosfera: Há evidências de uma fina atmosfera de oxigênio.

1.4.4 Calisto

Órbita: Orbita a uma distância média de Júpiter de 1 883 000 km ao redor de Júpiter, e possui um período orbital de 16,689 dias. Também mantém-se sempre com a mesma face voltada para Júpiter.

Interior: Calisto é a segunda maior lua de Júpiter e terceira maior do Sistema Solar, com um tamanho semelhante ao de Mercúrio. Possivelmente possui um oceano salgado abaixo de sua superfície. Tem a menor densidade dentre as luas galileanas, de $1,83 \text{ g/cm}^3$.

Superfície: Sua superfície é extremamente antiga, com cerca de 4 bilhões de anos, possuindo o maior número de crateras no Sistema Solar. Isso evidencia a falta de atividade geológica na lua, que destruiria o registro de crateras antigas.

Atmosfera: Possui uma atmosfera extremamente fina de dióxido de carbono.

1.5 Ressonâncias Orbitais

Se uma força externa for aplicada em um sistema oscilante, que oscila em uma **frequência natural** f_o , o movimento oscilante do sistema sofrerá uma perturbação, ganhando ou perdendo energia dependendo da natureza da força perturbadora e do tempo ao longo do qual ela atua. Um caso especial ocorre quando a intensidade da força perturbadora também é oscilante, tendo uma frequência f_p . Nesse caso, a força perturbadora oscilante terá um efeito cumulativo sobre o sistema oscilante e a transferência de energia para o sistema oscilante ao longo do tempo será máxima quando a frequência da força perturbadora, f_p , for aproximadamente igual à frequência natural de oscilação do sistema, $f_p \simeq f_o$.

Uma situação dessa natureza ocorre quando um adulto aplica um impulso (empurrão) em um balanço com uma criança toda vez que ele se aproxima. A força oscilante com $f_p \simeq f_o$ faz com que o balanço ganhe energia mecânica, aumentando a amplitude de seu movimento.

Quando a frequência f_p de uma força perturbadora oscilante é tal que faz com que a amplitude de oscilação do sistema perturbado aumente, diz-se que f_p é uma **frequência de ressonância** e que o sistema “está em ressonância”. A frequência $f_p \simeq f_o$ é, portanto, uma frequência de ressonância do sistema, mas não é a única. Na verdade, qualquer frequência f_p que seja **comensurável** em relação à f_o é uma frequência de ressonância do sistema. As frequências f_p e f_o são comensuráveis quando a razão entre elas, f_p/f_o , pode ser expressa por um número racional, isto é, uma razão entre dois números inteiros como $1/1$, $1/2$, $3/2$, $5/3$, $17/11$, etc. Generalizando, f_p e f_o são comensuráveis se

$$\frac{f_p}{f_o} \simeq \frac{p+q}{p} \quad ,$$

onde p e q são números inteiros. Nesse caso, f_p é uma frequência de ressonância de **grau** p e **ordem** q . Por exemplo, se $f_p/f_o = 5/3$, então f_p é uma frequência de ressonância de grau 3 e ordem 2, pois

$$\frac{5}{3} = \frac{3+2}{3} \quad .$$

Um corpo orbitando uma massa central, é um sistema oscilante em duas dimensões cuja frequência orbital é $f = 1/P$, onde P é o período orbital. Sob efeito da força de

atração gravitacional que a massa central exerce sobre ele, o corpo se mantém em uma órbita puramente kepleriana se nenhuma outra força atuar sobre ele.

Em sistemas em que vários corpos orbitam uma massa central, como é o caso dos planetas que orbitam o Sol ou dos múltiplos satélites que orbitam um planeta, as interações gravitacionais entre eles causam perturbações em seu movimentos orbitais, fazendo com que sofram desvios em relação às órbitas que teriam se não fossem perturbadas. A força perturbadora que um corpo orbitante exerce sobre o outro é uma força oscilante porque a distância entre eles varia a medida que os dois corpos evoluem em suas órbitas. Assim, se as frequências f_1 e f_2 ou os períodos orbitais P_1 e P_2 forem (aproximadamente) comensuráveis, as órbitas dos dois corpos serão ressonantes.

Esse é o caso de 3 das 4 luas galileanas, Io, Europa e Ganímedes. O período orbital de Io é de 1,769138 dias. O período orbital de Europa é de 3,51181 dias, o que é quase exatamente duas vezes o período orbital de Io (2,00739, para ser mais exato). E o período orbital de Ganímedes é de 7,154553 dias, quase exatamente o dobro do período orbital de Europa e quase exatamente 4 vezes o período orbital de Io (mais exatamente, 4,04409). Tem-se, portanto, uma ressonância de 1:2:4 entre os períodos orbitais das três luas, conforme mostrado na tabela 5. Calisto tem um período orbital de 16,689017 dia, o que corresponde a 9,43341 vezes o período orbital de Io, não sendo comensurável.

Satélite	Período Orbital (dias)	Em Períodos de Io
Io	1,769138	1,00000
Europa	3,51181	2,00729
Ganímedes	7,154553	4,04409
Calisto	16,689017	9,43341

Tabela 5 – Períodos orbitais das luas galileanas.

As ressonâncias orbitais entre as três luas galileanas não é único; ao contrário, o Sistema Solar está repleto de sistemas ressonantes. No sistema de satélites de Saturno, as luas Minas e Tétis estão em ressonância 2:1, Encelado e Dione, em ressonância 2:1, Titão e Hipérion, em ressonância 4:3, além de outras. As luas Miranda, Ariel e Umbriel de Urano também estão em ressonância 1:2:4. As luas Caronte, Styx, Nyx e Hydra de Plutão estão em ressonâncias 3:4:5:6. As falhas de Kirkwood no cinturão de asteroides são resultantes de ressonâncias com a órbita de Júpiter. O que faz a Lua e diversos outros satélites manterem sempre a mesma face voltada para o planeta em torno do qual orbitam é uma condição de ressonância entre seus períodos orbitais e seus períodos de rotação (ressonância spin-órbita).

Além disso, diversas condições de quase-ressonância estão presentes no Sistema Solar, como a quase-ressonância de 1:2 entre as órbitas da Terra e de Marte; a quase-ressonância de 2:5 entre Júpiter e Saturno e de 2:3 entre Saturno e Urano, só para citar algumas.

1.6 Objetivos

A explicação para as ressonâncias orbitais em sistemas como os das luas galileanas é que as luas se formaram em locais distintos, em condições de não ressonância e mecanismos físicos envolvendo interações com o disco circumplanetário conduziram as órbitas para as condições de ressonância. O principal objetivo deste trabalho é investigar os mecanismos físicos que conduziram as luas galileanas para a condição de ressonância orbital.

Com esse objetivo, vamos assumir um modelo para o disco circumplanetário e analisar os dois mecanismos mais prováveis, o arrasto hidrodinâmico que o disco exerce sobre as luas e migrações de Tipo I, afim de descobrir qual deles foi o principal condutor das luas ao estado de ressonância orbital.

Além disso, queremos investigar o quão rápido ou lento é o processo de captura em ressonância e como se deram as capturas: Io e Europa foram capturadas em ressonância primeiro ou foram Io e Ganímedes? Ou, talvez Europa e Ganímedes?

1.7 A estrutura do texto

No Capítulo 1, é feita uma breve introdução para contextualizar nosso objeto de estudo, as luas galileanas e o problema central deste trabalho. No Capítulo 2, discute-se sobre parâmetros orbitais, os diferentes modelos e mecanismos que atuaram na formação das luas de Júpiter e de seu disco circumplanetário, onde as luas se formaram. No Capítulo 3 comentamos sobre os códigos utilizados neste trabalho. No Capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos com os códigos. Finalmente, no Capítulo 5, fazemos uma discussão final e apresentamos nossas conclusões.

2 Modelos de Formação e Evolução Dinâmica

2.1 Princípios Físicos

Nesta seção são apresentados alguns princípios físicos utilizados neste trabalho.

2.1.1 Elementos Orbitais

A órbita de um satélite em torno de um planeta pode ser perfeitamente descrita por seis **elementos orbitais**:

- **Excentricidade** (e): descreve o “achatamento” da elipse. Pode variar de 0 (a órbita é um círculo) a menor do que 1 (órbita elíptica). Um valor igual a 1 para excentricidade indica uma órbita parabólica e maior do que 1, uma órbita hiperbólica.
- **Semieixo maior** (a): Valor médio entre a distância máxima do corpo que orbita o corpo central e o valor mínimo da distância.
- **Inclinação** (i): Inclinação que o plano descrito pela órbita do satélite em relação ao plano de referência do planeta.
- **Longitude do nodo ascendente** (Ω): Posição angular do ponto onde a órbita do satélite intercepta o plano de referência, ascendendo.
- **Argumento de periastro** (ω): Posição angular do semieixo maior da órbita elíptica, sobre o plano orbital, medido a partir da Longitude do Nodo Ascendente.
- **Anomalia verdadeira** (θ): Posição angular do satélite em um tempo específico, medido sobre o plano orbital e a partir do semieixo da órbita.

A figura 4 esquematiza as relações entre os elementos orbitais. O semieixo maior e a excentricidade caracterizam a elipticidade da órbita. A longitude do nodo ascendente e a inclinação do plano orbital localizam o plano orbital no espaço, em relação a um plano de referência que contém a massa central e a uma direção de referência sobre esse plano. No caso do movimento de planetas e outros corpos ao redor do Sol, utiliza-se como plano de referência o plano da eclíptica e a direção do ponto- γ (ponto vernal). No caso de satélites

orbitando um planeta, utiliza-se o plano equatorial e a direção do ponto-*gamma* como referenciais. Sobre a órbita, a linha de referência é a direção de periastro, isto é, a semirreta da massa central ao ponto de maior aproximação do corpo orbitante. O argumento de periastro expressa a orientação angular da direção de periastro sobre o plano orbital, o que descreve a orientação da órbita elíptica sobre o plano orbital. Por fim, a anomalia verdadeira expressa a posição do satélite em sua órbita, em relação à direção de periastro.

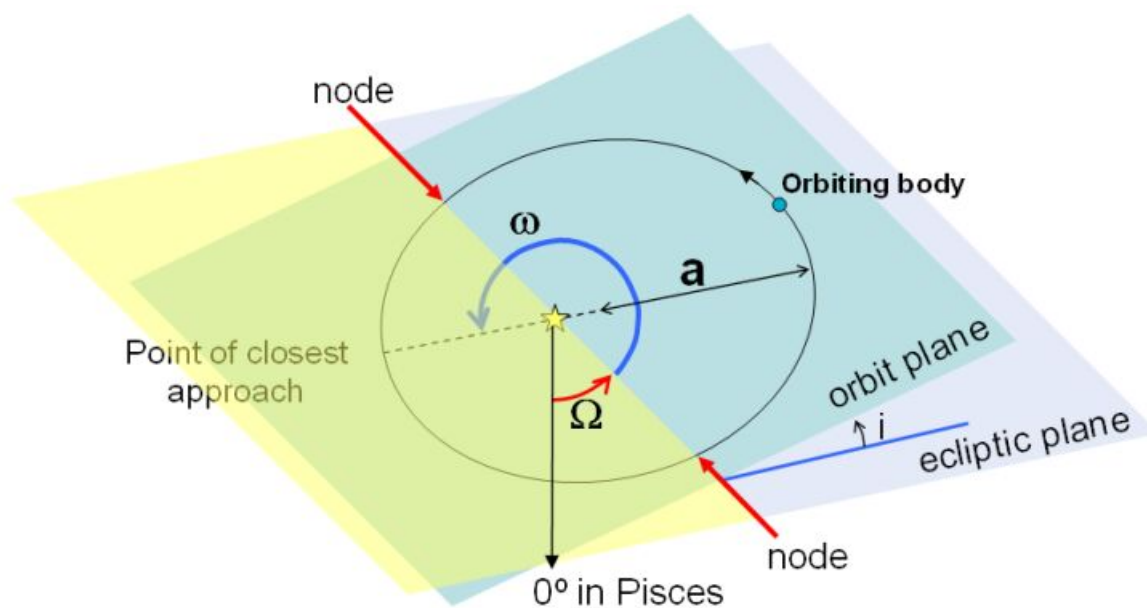


Figura 4 – Como os diversos elementos orbitais se relacionam. (Fonte: <<https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/O/orbital+elements>>, acesso em 04/05/2021.)

2.1.2 Perturbação Gravitacional

Em um sistema simples, formado de dois corpos celestes ligados gravitacionalmente, uma massa central M e uma massa menor m ($m \ll M$), pode-se descrever analiticamente o movimento da massa m em relação a massa central M . Porém, quando um terceiro corpo é adicionado, ou n -corpos são adicionados, torna-se impossível resolver analiticamente o problema resultante, exceto para alguns casos específicos com três corpos.

Chama-se de **perturbação gravitacional** à força de interação gravitacional exercida por um terceiro corpo sobre um corpo que orbita a massa central. Essas perturbações, apesar de pequenas, têm um efeito cumulativo a longo prazo, introduzindo diferenças significativas no movimento dos corpos orbitantes. Um exemplo é a órbita dos asteroides do cinturão principal de asteroides, que sofrem perturbações gravitacionais principalmente de Júpiter, fazendo com que em certas posições orbitais, ressonantes com a órbita de

Júpiter, quase não existam asteroides. A perturbação gravitacional transfere energia para os asteroides até que eles sejam ejetados de suas órbitas.

2.1.3 Força de Arrasto

A formação das luas galileanas se deu dentro de um **disco circumplanetário**, o qual era preenchido principalmente por gás e poeira, comportando-se como um **fluido**. Com o fluxo de material do disco para Júpiter, o disco circumplanetário foi evanescendo, até desaparecer quase que completamente. Mas, depois de formadas, em seus estágios iniciais, o movimento das luas ocorreu dentro do disco circumplanetário ainda existente e, em seu movimento, as luas interagem com o fluido do disco, sofrendo a ação de uma **força de arrasto**.

A força de arrasto é uma força resistiva, agindo contrária ao sentido do movimento. O atrito das luas com o material do disco, gás e poeira, dispersa energia e momentum angular. Pode-se calcular a força de arrasto, F_D , exercida pelo disco sobre uma lua, a partir de uma equação que relaciona a **densidade do disco**, ρ , a **área da seção de choque** da lua, A , e a **velocidade** da lua em relação ao disco, v :

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho v^2 A \quad ,$$

onde C_D , é chamada de **coeficiente de arrasto**, sendo um valor adimensional que depende da forma do corpo, das características do fluido e de sua velocidade relativa. Na prática, o que se faz é determinar *experimentalmente* o coeficiente de arrasto C_D para uma determinada forma, a partir de medidas da força de arrasto F_D e da velocidade v do fluido,

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho v^2 A} \quad ,$$

e expressar C_D em função do número do chamado **número de Reynolds**. Para uma forma esférica com **diâmetro** D , o número de Reynolds é dado por:

$$R_e = \frac{v D}{\nu} \quad ,$$

onde ν é a **viscosidade cinemática** do fluido, a qual é igual à **viscosidade dinâmica**, μ , dividida pela densidade ρ do fluido,

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad .$$

Portanto,

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} .$$

Na figura 5 é mostrado o gráfico do coeficiente de arrasto C_D em função do número de Reynolds Re , para um corpo esférico. A curva vermelha é ajustada a medidas experimentais representada pelos pontos azuis.

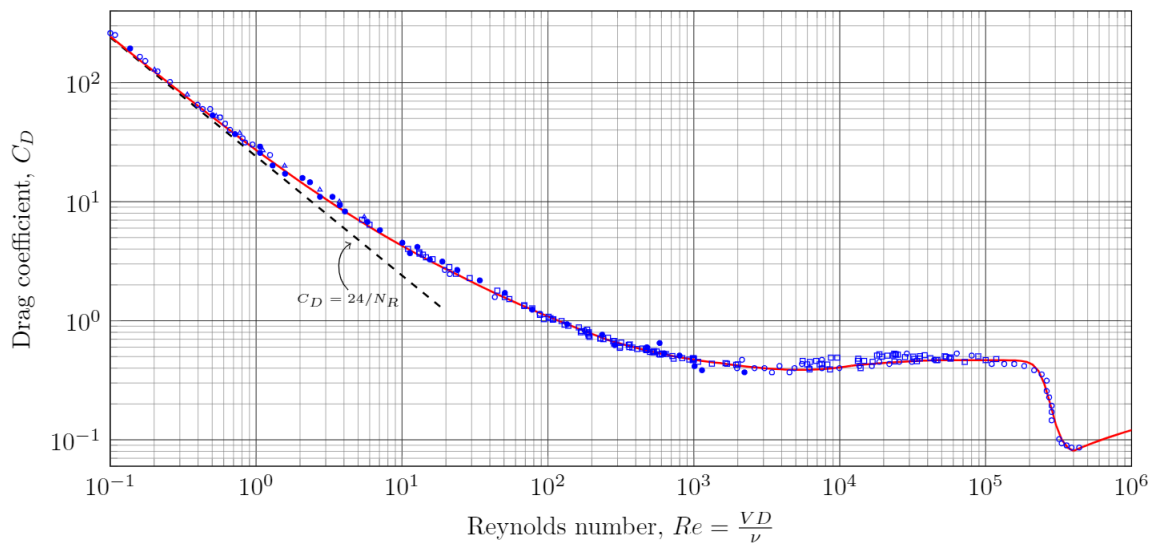


Figura 5 – Coeficiente de arrasto (curva vermelha), C_D , para um corpo esférico em função do número de Reynolds, Re , obtido a partir de medidas experimentais (pontos azuis). (Fonte: <https://kdusling.github.io/teaching/Applied-Fluids/Notes/img/DragSphere.png>, acesso em 08/05/2021.)

2.1.4 Migração de Tipo I

Além da força de arrasto, a interação de um corpo orbitante dentro de um disco de gás e poeira causa o surgimento de outras forças que também afetam o movimento do corpo, alterando sua órbita. Como resultado, o corpo pode **migrar** para uma órbita mais interna ou mais externa, criando ou não uma falha (*gap*) no disco, dependendo das forças que atuam sobre ele. Existem três tipos básicos de migrações de corpos orbitantes: migração de tipo I, de tipo II e de tipo III.

A migração de tipo I será detalhada a seguir, já que pode ocorrer em satélites. Para ocorrer a migração de tipo II, o corpo deve causar uma falha no disco, devido à sua atração gravitacional, necessitando uma grande massa, não sendo o caso dos satélites. A migração

de tipo III ocorre com objetos que conseguem abrir uma falha parcial no disco e em discos bastante massivos, novamente não sendo o caso dos satélites galileanos.

A migração de tipo I ocorre quando o corpo não é massivo o suficiente para gerar uma falha no disco (Tsang, 2011). Esse é o caso das luas de Júpiter.

A interação gravitacional entre uma lua e o disco circumplanetário produz um **torque** Γ que atua sobre a lua (e também sobre o disco, por conservação de momento angular). Esse torque tem duas componentes: o **torque de Lindblad**, Γ_L , e o **torque de corotação**, Γ_c . O torque resultante da soma dessas duas componentes, $\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_c$ determina o sentido e a velocidade de migração da lua.

Pela 3ª lei de Kepler,

$$\frac{r^3}{P^2} = \frac{G(M_J + M)}{4\pi^2} \quad ,$$

onde r é o raio da órbita, P é o período orbital, M_J é a massa de Júpiter (massa central), M é a massa da lua e G é a constante gravitacional. Como $M \ll M_J$, pode-se usar a aproximação:

$$\frac{r^3}{P^2} \simeq \frac{G M_J}{4\pi^2} \quad ,$$

de onde se obtém

$$P = 2\pi r \sqrt{\frac{r}{G M_J}} \quad .$$

O **momentum angular** orbital da lua, J , é dado por:

$$J = I\omega \quad ,$$

onde a **velocidade angular** orbital da lua, ω , pode ser obtida por

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{G M_J}{r}} \quad ,$$

e o **momentum de inércia**, I , para uma massa M em movimento circular, é $I = M r^2$. Portanto, o momento angular orbital é:

$$J = M \sqrt{G M_J r} \quad .$$

Como o torque Γ é igual à taxa de variação temporal do momentum angular,

$$\Gamma = \frac{dJ}{dt} \quad ,$$

tem-se que:

$$\Gamma = \frac{1}{2} M \sqrt{\frac{GM_J}{r}} \frac{dr}{dt} \quad .$$

Portanto, o movimento de migração da lua ocorre com a taxa

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2}{M \sqrt{GM_J}} \Gamma \sqrt{r} \quad .$$

A taxa de migração, dr/dt , varia com a distância r ao longo do disco, é proporcional ao torque Γ aplicado pelo disco sobre a lua e é inversamente proporcional à massa M da lua.

Torque de Lindblad — o movimento da lua dentro do disco produz ondas nas **ressonâncias de Lindblad** (Goldreich; Tremaine, 1979) (Goldreich; Tremaine, 1980). Essas ressonâncias correspondem às localizações dentro do disco onde a frequência da força oscilante aplicada pela lua a um elemento orbitante do fluido no disco é igual à frequência epicíclica do elemento do fluido, κ . A frequência epicíclica é a frequência natural de oscilação de uma partícula em órbita dentro do disco.

O sistema comporta-se como um oscilador forçado: os elementos do fluido estão em movimento circular dentro do disco. O satélite aplica sobre eles uma força gravitacional, atrativa e oscilante, forçando oscilações radiais em seus movimentos. A amplitude dessas oscilações radiais é máxima quando o elemento está na localização radial das ressonâncias de Lindblad, o que resulta na excitação de ondas acústicas que se propagam radialmente, do local da ressonância para as bordas do disco. Como a velocidade angular (kepleriana) dentro do disco varia radialmente, $\omega = \omega(r)$, o padrão de propagação radial das ondas acústicas é alterado, causando a formação de ondas espirais, como mostrado na figura 6.

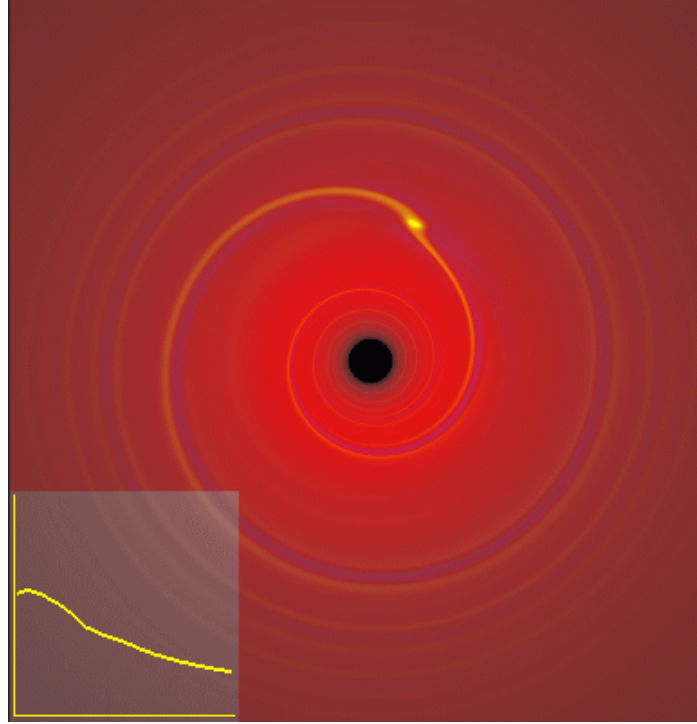


Figura 6 – Imagem de simulação de uma migração de tipo I. O gráfico no canto inferior esquerdo mostra o perfil de densidade do disco. O ponto amarelo é um satélite, as faixas espirais amarelas são ondas (acústicas) de densidade no disco resultantes de ressonâncias de Lindblad. (Fonte: https://jila.colorado.edu/~pja/planet_migration.html), acesso em 08/05/2021.)

A massa ao longo da onda de densidade exerce uma atração gravitacional sobre a lua, aplicando sobre ela um torque Γ_L . Como a onda de densidade não é simétrica em relação à lua, o torque Γ_L não é nulo. É possível resolver o problema da equação de onda de excitação usando teoria de perturbação linear e calcular analiticamente o torque de Lindblad Γ_L pelo método WKB (Goldreich; Tremaine, 1979). Também é possível calcular Γ_L numericamente, tratando o disco como uma estrutura 2D. Usando essa abordagem, Paardekooper et al. (2010) obteve a seguinte expressão para Γ_L :

$$\Gamma_L = \gamma(-2.5 - 1.7\beta + 0.1\alpha)\Gamma_0 \quad ,$$

onde α e β são os índices de leis de potência para a densidade superficial e temperatura do disco, respectivamente, e γ é a razão entre calores específicos. O termo Γ_0 é a magnitude do torque de Lindblad, dada por Nelson (2018):

$$\Gamma_0 = \frac{q^2}{h^2} \Sigma r^4 \Omega^2 \quad ,$$

sendo Σ , a densidade superficial do disco, Ω é a frequência angular orbital da lua, r , sua posição radial, $q = M/M_J$ e h é a razão entre a espessura $H = H(r)$ de um modelo

3D do disco e a distância radial, r , sendo aproximadamente 0,035 no modelo utilizado, $h \equiv H/r \simeq 0,035$ (Nelson, 2018). Nosso código calcula o torque de Lindblad, Γ_L , conforme descrito acima, usando valores para α , β e γ extraídos das referências citadas.

Torque de corrotação — O torque de corrotação decorre da interação gravitacional entre a lua e o material do disco próximo à sua órbita. A corrotação é ilustrada na figura 7, onde o ponto preto representa a lua e os círculos contínuos, duas órbitas, uma interna e outra externa em relação à órbita da lua. Como a velocidade (kepleriana) dentro do disco varia com a distância radial, elementos na órbita mais interna têm uma velocidade angular relativa no sentido anti-horário em relação à lua e elementos na órbita mais externa, no sentido oposto. Próximo à órbita da lua, o material em órbitas levemente mais externas, em seus movimentos relativos, se aproximam da lua e, sob efeito de sua força de atração gravitacional, são deslocados radialmente para órbitas levemente mais internas, onde se afastarão mais rapidamente da lua até reencontrá-la no lado oposto, onde novamente as forças gravitacionais as deslocarão radialmente para órbitas levemente mais externas e assim completar o ciclo de movimento, formando um padrão que lembra uma ferradura de cavalo (*horseshoe*, em inglês). É essa estrutura que irá corrotacionar com a lua, acompanhando seu movimento.

Assim como a lua aplica um torque no material do disco, alterando seu movimento, pela lei da ação e reação, o disco aplica um torque, com mesma intensidade e em sentido inverso sobre a lua. Esse é o torque de corrotação.

Paardekooper et al. (2010) obteve, numericamente, a seguinte expressão para o torque de corrotação:

$$\Gamma_c = \gamma \left[1, 1 \left(\frac{3}{2} - \alpha \right) + 7, 9 \frac{\epsilon}{\gamma} \right] \Gamma_0 \quad ,$$

onde $\epsilon = (\gamma - 1)\alpha - \beta$. Em nosso código, Γ_c é calculado como acima e, somado com Γ_L , calcula-se o torque resultante: $\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_c$.

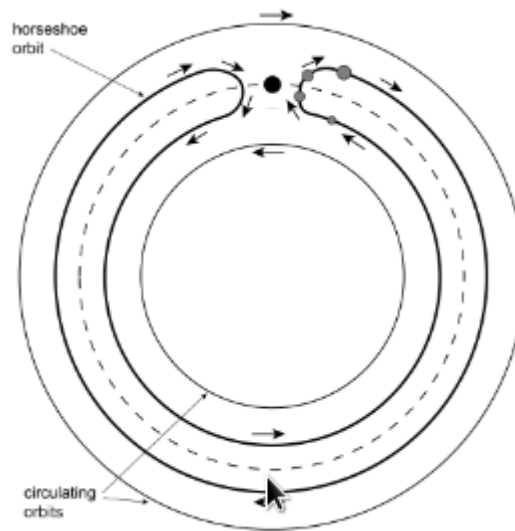


Figura 7 – Padrão de corotação. O ponto preto representa a lua. Elementos do disco em órbitas levemente mais externas têm movimentos relativos mais lentos, enquanto elementos em órbitas levemente mais internas têm movimentos relativos mais rápidos. Próximo à órbita da lua, criando um padrão de circulação parecido com uma ferradura, que corrotaciona com ela. Essa estrutura aplica um torque na lua.

2.2 Modelos Para o Disco Circumplanetário

É bastante aceito que os luas galileanas se formaram em um disco circumplanetário ao redor de Júpiter (Lunine; Stevenson, 1982). Porém, ainda não está claro como era o disco circumplanetário de Júpiter. Por isso, existem dois modelos principais, propostos na literatura, que modelam de maneira diferente o disco:

1. Modelo da subnebulosa de massa mínima¹

Nesse modelo, o disco circumplanetário de Júpiter possui cerca de 0,1 massa de Júpiter, sendo bastante massivo, como descrito por Lunine e Stevenson (1982). Foi obtido utilizando a massa mínima necessária para formar os satélites atuais de Júpiter, de onde veio seu nome. O gás se acumulou nos pontos de Lagrange nos estágios finais da formação de Júpiter e depois não houve mais interação entre o disco circumplanetário e o protoplanetário. Em alguns pontos possui picos de densidade na ordem de $10^5 g/cm^2$ (Moraes; Kley; Vieira Neto, 2018). A temperatura dentro do disco decresce com o inverso da distância radial R , expressa em termos de raios de Júpiter, R_J , em relação à Júpiter: $T \simeq 3600K(R_J/R)$. Pelo fato de haver grandes

¹ Em inglês: Minimum mass sub-nebula

quantidades de matéria disponíveis, os satélites se formam rapidamente, em um intervalo de tempo da ordem de 10^2 a 10^4 anos.

2. Modelo do disco faminto por gás²

Nesse modelo, o disco circumplanetário de Júpiter possui pouca massa, como proposto por [Canup e Ward \(2002\)](#). Dessa forma, não há uma rápida migração de satélites recém formados ao interior de Júpiter devido à grande força de arrasto do disco agindo sobre as luas. Porém, há um fluxo constante de massa do disco protoplanetário para o disco circumplanetário, de cerca de 2×10^{-7} massas de Júpiter por ano. Ao longo da formação do satélites no disco, cerca de 0,02 massas de Júpiter são processadas pelo disco circumplanetário. A temperatura do disco é mais baixa que no modelo subnebulosa de massa mínima, de forma que gelos podem se solidificar e formar satélites como Europa e Ganímedes. Os satélites demoram um tempo maior ou igual a 10^5 anos para se formarem, devido à menor quantidade de massa disponível e o disco dura na ordem de 10^6 anos.

2.2.1 Modelando um Disco Evanescente

Enquanto o modelo da subnebulosa de massa mínima sugere que o disco circumplanetário era suficientemente massivo para permitir a rápida formação das luas galileanas num intervalo de tempo da ordem de alguns séculos a alguns milhares de anos, o segundo modelo sugere que o disco circumplanetário continha muito menos massa e que a formação das luas foi mais tardia, tendo sido possível graças ao acréscimo de matéria proveniente do disco protoplanetário.

Independentemente do modelo, após a formação das luas, o disco circumplanetário que ainda existia evanesceu, desaparecendo completamente depois de algum tempo. Os tênues anéis planetários atualmente observados ao redor de Júpiter são formados por partículas ejetadas a partir das superfícies sólidas das luas de Júpiter, quando essas sofrem impactos, não sendo remanescentes do disco que as formou. E, depois de terem atingido dimensões próximas de seus tamanhos atuais, pelo menos durante algum tempo, as luas continuaram orbitando dentro do disco e interagindo com ele ao longo de suas órbitas.

Neste trabalho, procuramos modelar um cenário no qual as luas galileanas já formadas, orbitam dentro de um disco protoplanetário em processo de evanescência, sofrendo o efeito

² Em inglês: Gas-Starved disc

de forças decorrentes da interação com o gás e poeira que o compõe. Em nosso modelo, consideramos que a densidade do disco varia radialmente com a distância em relação à Júpiter e decresce ao longo do tempo, conforme proposto por [Alibert, Mousis e Benz \(2005\)](#) e mostrado na figura 8. Para $t < 0,56$ milhões de anos, o limite externo do disco circumplanetário é de $150 R_J$ (raios de Júpiter). Para $t > 0,56$ milhões de anos, o disco circumplanetário sofre uma difusão, aumentando seu diâmetro.

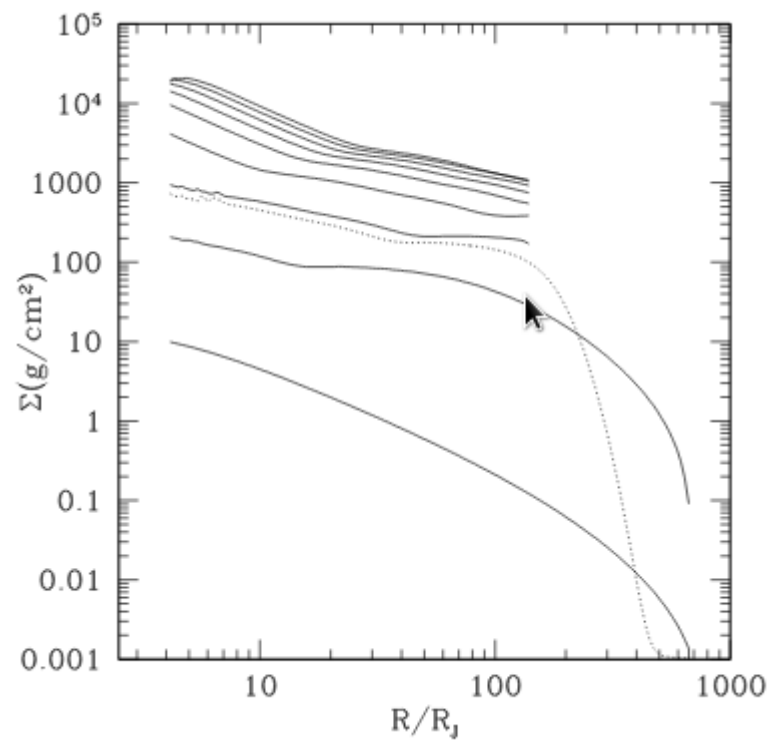


Figura 8 – Variação radial da densidade superficial, representada por Σ na figura, para diferentes instantes de tempo (de cima para baixo), em milhões de anos: $t = 0$; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,56; 0,6 e 1,0. (Fonte: Fig.8 de [Alibert, Mousis e Benz \(2005\)](#).)

3 Simulações

Devido à natureza dos processos físicos envolvidos na formação de satélites do Sistema Solar, pouco se pode aprender por meio de experimentos controlados em um laboratório. Dados obtidos *in loco* por sondas espaciais, como as sondas Galileu e Juno, enviadas para estudar o planeta Júpiter e de suas luas, além de todas as demais sondas que observaram Júpiter durante suas passagens pelo planeta, como as sondas *Pioneers* 10 e 11, *Voyagers* 1 e 2, *Ulyssis* e *New Horizons*, têm lançado luz sobre muitas questões a respeito da natureza do planeta e de suas luas, mas as dúvidas relacionadas com o processo de formação de luas e evolução dinâmica do sistema de satélites se mantém abertas.

Também pelo fato de não haver detecção confirmada, até o presente, de qualquer exolua¹, não há dados observacionais para embasar modelos sobre a formação e evolução dessa classe de objetos. Felizmente, **simulações computacionais** podem ser realizadas quando nenhuma outra abordagem é possível.

3.1 Códigos

Os dois códigos utilizados nas simulações foram desenvolvidos, inicialmente, em linguagem R de programação ([R Core Team, 2018](#)), ao longo do projeto de Iniciação Científica voluntária. Escolhemos essa linguagem pelos recursos numéricos que ela oferece e pela facilidade em gerar gráficos. Porém, em astronomia, o Python é uma linguagem de programação muito mais utilizada. Por esse motivo, posteriormente, decidimos realizar a transcrição dos códigos de R para Python.

Ambos os códigos simulam o movimento orbital de luas galileanas dentro de um disco circumplanetário (subnebulosa) formado por gás e poeira. As massas de Júpiter e das luas são mantidas constantes.

Para a modelagem do disco circumplanetário evanescente utilizamos os dados de [Alibert, Mousis e Benz \(2005\)](#), extraídos diretamente da figura 8 do trabalho dos autores. A densidade é transformada em densidade superficial projetando-se a matéria do disco dispersa em sua altura no seu plano médio. O código calcula por interpolação, a densidade superficial do disco para qualquer instante de tempo $0 < t < 1$ milhões de anos e para qualquer distância radial $1 < R < 150$ raios de Júpiter (R_J).

¹ Exolua é o termo usado para se referir a um satélite de um exoplaneta ou planeta extrassolar.

Visando simplificar o algoritmo e reduzir o tempo de processamento, decidimos realizar simulações em duas dimensões em que as órbitas dos satélites se mantêm aproximadamente circulares (excentricidade $e \simeq 0$), o que exige apenas **dois elementos orbitais** para descrever as órbitas: semieixo maior e anomalia verdadeira. Com isso, reduzimos o número de variáveis de seis variáveis espaciais e uma temporal para duas variáveis espaciais e uma temporal. Pelo fato de Calisto não estar em ressonância com nenhuma das outras luas galileanas, nossas simulações consideraram somente as luas Io, Europa e Ganímedes.

O primeiro código calcula os torque de Lindblad Γ_L e o torque de corrotação Γ_c , conforme explicado no capítulo anterior, para calcular o torque líquido que o disco aplica sobre cada lua, causando migrações de tipo I.

O segundo código aplica o efeito de forças de arrasto do fluido do disco sobre cada uma das luas, conforme explicado no capítulo anterior.

Realizamos cada simulação por um milhão de anos desde o instante t_0 , que é o tempo estimado de duração do disco circumplanetário segundo o modelo do disco faminto por gás. Assumimos que o semieixo maior das luas não se modificou após o desaparecimento do disco. Utilizamos uma resolução temporal com mil passos de tempo, cada passo correspondendo a um incremento de mil anos no tempo da simulação.

Nas simulações, o estado final do sistema ($t = 1$ milhão de anos) é seu estado atual, descrito pelos valores listados nas tabelas 3, 4 e 5, correspondendo ao tempo $t_f = 4.55 \times 10^9$ anos, que é a idade do Sistema Solar. Como assumimos que os parâmetros orbitais das luas não se modificaram após o desaparecimento do disco, podemos utilizar os parâmetros orbitais atuais como dados de entrada no código.

A partir daí, o sistema “evolui regressivamente” no tempo, até um instante $t_0 \gg 0$ ($t = 0$ nos gráficos), no qual Júpiter e as luas galileanas atingiram suas massas atuais, dentro de um disco circumplanetário ainda existente e suficientemente denso para fazer com que o sistema evolua dinamicamente com alterações significativas nas órbitas.

Ou seja, nossos códigos partem de $t = 1$ milhão de anos, com dados de entrada os parâmetros orbitais atuais das luas e a densidade do disco circumplanetário. Então, regridem no tempo, mil anos a cada passo de tempo, caculando a interferência, da migração de tipo I em um dos códigos e da força de arrasto hidrodinâmico em outro, no semieixo maior das luas. Quando os códigos chegam em $t = 0$, terminam a sua execução.

Os dados gerados pelo código são salvos em um arquivo. Um terceiro código é utilizado na visualização gráfica dos dados. Os resultados são mostrados no próximo capítulo.

4 Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados das duas simulações realizadas, utilizando os modelos de disco circumplanetário descritos anteriormente.

Em uma simulação, estudamos o efeito dos torques de Lindblad e de corotação que causam migrações das luas, de Tipo I, nas quais espiralam para órbitas mais internas enquanto esse efeito durar.

Na outra simulação, estudamos o efeito do arrasto hidrodinâmico que, por ser uma força resistiva, transfere momentum angular das luas para o disco, fazendo com que as luas espiralem para órbitas mais internas.

Os dois efeitos físicos, o efeito da força de arrasto e a migração de Tipo I, ocorrem simultaneamente, mas qual deles foi o dominante para o caso das luas Io, Europa e Calisto? Qual deles deslocou as luas de uma configuração não ressonante para a configuração ressonante atual? Essa é a principal questão que queremos responder com este estudo.

4.1 Modelo para o Disco Evanescente

A figura 9 mostra a variação da densidade superficial do disco circumplanetário em função da distância radial à Júpiter, para os tempos em milhões de anos, $t = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,56; 0,6$ e 1, calculados pelo código a partir de pontos extraídos da figura 8 de [Alibert, Mousis e Benz \(2005\)](#). Como explicado no capítulo anterior, essas curvas são utilizadas para interpolações do modelo para quaisquer valores de distância radial e tempo dentro dos limites indicados.

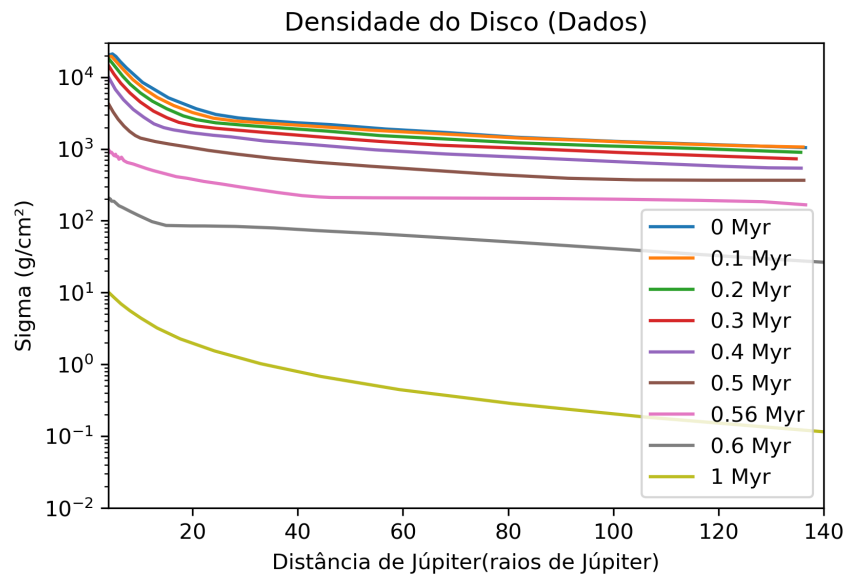


Figura 9 – Gráfico da densidade do disco nas simulações, obtido dos dados de entrada.

4.2 Migração de Tipo I

Os resultados para a simulação de migração de Tipo I são mostrados nas figuras 10 e 11. A figura 10 mostra como o semieixo maior das órbitas de Io, Europa e Ganímedes variou desde o instante $t = 0$ no qual as luas atingiram suas massas atuais até 1 milhão de anos depois, assumindo que o disco desapareceu em algum momento dentro desse intervalo de tempo. A variação do período ao longo desse mesmo intervalo de tempo é mostrada na figura 11. As linhas tracejadas em ambos gráficos indicam os valores atuais (ver tabela 6).

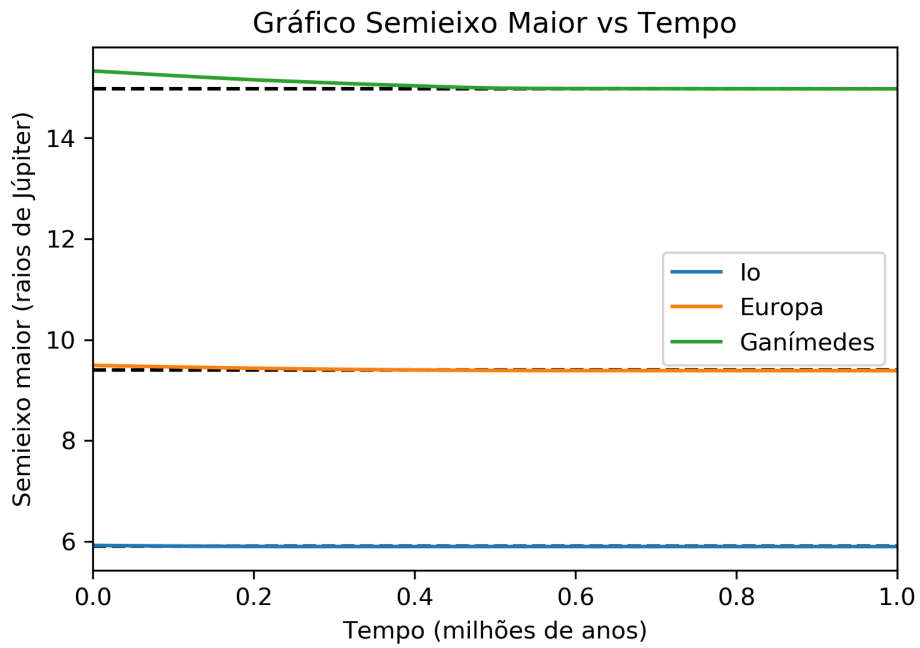


Figura 10 – No gráfico da variação do semieixo, no tempo $t = 0$ o semieixo era maior do que o atual, representado pelo tracejado.

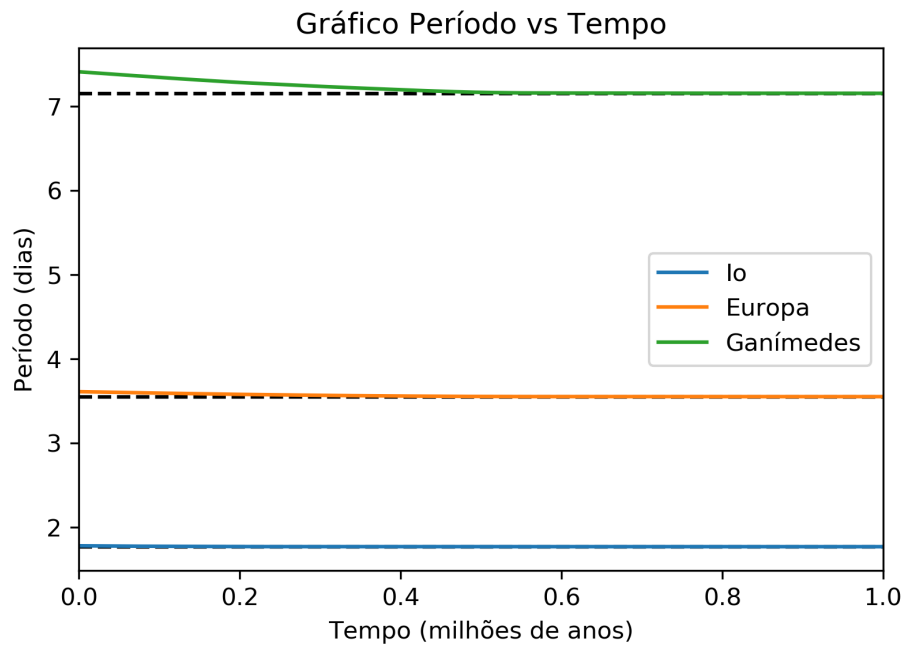


Figura 11 – No tempo $t = 0$, as luas tinham períodos maiores do que período atual representado pela linha tracejada.

Lua	Período Orbital (dias)	Período Orbital (Períodos de Io)	Semieixo Maior (Raios de Júpiter)
Io	1,769138	1,00000	5,91
Europa	3,551181	2,00729	9,40
Ganímedes	7,154553	4,04409	14,97

Tabela 6 – Parâmetros atuais das luas, representados pelas linhas tracejadas nos gráficos deste capítulo.

Como se pode ver nos gráficos anteriores, as variações, tanto do semieixo maior quanto no período orbital das três luas é relativamente pequeno. A tabela 7 mostra as variações percentuais relativas. Entre o instante $t = 0$ e 1 milhão de anos, o semieixo maior de Io sofreu uma variação de apenas 0,82% e os de Europa e Ganímedes de apenas 1,0% e 2,0% respectivamente. Para os períodos orbitais, as variações foram de 1,2%, 1,6% e 3,0%, respectivamente.

Lua	Varição Período Orbital (%)	Varição Semieixo Maior (%)
Io	1,22907	0,82107
Europa	1,56574	1,04657
Ganímedes	3,01087	2,01745

Tabela 7 – Variação percentual do semieixo e período orbital das luas.

De acordo com nossa simulação, as migrações de Tipo I das luas durante a fase em que as luas já estavam formadas e o disco estava em processo de evanescimento tiveram pequenas amplitudes, sugerindo que no tempo $t = 0$, as luas já estavam em um regime praticamente ressonante. Durante essa fase, migrações de Tipo I devem ter contribuído, no máximo, com um ajuste fino para a captura em ressonância.

Agora que já sabemos que a migração de Tipo I teve um papel pouco importante durante essa fase de 1 milhão de anos, resta saber se o efeito da força de arrasto hidrodinâmico pode explicar a captura em ressonância nessa fase. Caso contrário, nossa conclusão será de que a captura em ressonância deve ter ocorrido na fase anterior, durante a formação das luas.

4.3 Efeito da Força de Arrasto Hidrodinâmico

Executamos o código que simula a evolução do sistema de satélites galileanos exclusivamente sob efeito das forças de arrasto hidrodinâmico, por 1 milhão de anos. Ao contrário

dos resultados obtidos para migrações de Tipo I, a força de arrasto altera substancialmente os semieixos das órbitas como se pode ver no gráfico da figura 12, onde o semieixo, expresso em raios de Júpiter, é mostrado em escala logarítmica. As linhas tracejadas horizontais indicam os semieixos maiores atuais. A linha tracejada horizontal superior, indica a posição do limite externo do disco assumido pelo modelo usado na simulação, de 150 raios de Júpiter. Para $t < 0,502$ milhões de anos, indicado pela linha tracejada vertical, os comprimentos dos semieixos maiores das órbitas ultrapassam esse limite, indicando que a simulação não é válida para um período de tempo maior do que $\sim 0,5$ milhões de anos. Após o limite de 150 raios de Júpiter, o código assume um disco de densidade constante para continuar a sua execução. Na figura 13 é mostrada a variação correspondente para os períodos orbitais.

Assumindo que o modelo adotado para o disco evanescente está correto, esse resultado que as luas se formaram 0,5 milhões de anos mais tarde do que o instante t_0 e a evolução dinâmica que levou à captura em ressonância, caso tenha ocorrido em decorrência do efeito das forças de arrasto, ocorreu nos 500 mil anos seguintes. O próximo passo é investigar com mais detalhes como se deram as alterações nas órbitas das luas nesse intervalo de tempo.

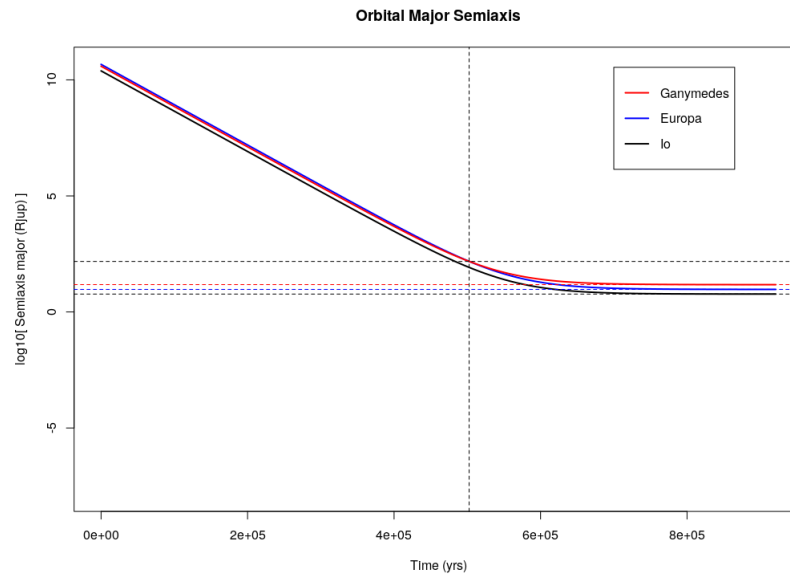


Figura 12 – Variação do semieixo maior das órbitas devido às forças de arrasto. Semieixo maior expresso em R_J e em escala logarítmica. A linha tracejada horizontal, superior, indica o limite externo de $150 R_J$ assumido para o disco e a linha tracejada vertical indica o instante $t \simeq 0,5$ milhões de anos antes do qual os semieixos ultrapassam o limite de $150 R_J$. As três linhas tracejadas horizontais inferiores indicam os valores dos semieixos maiores atuais.

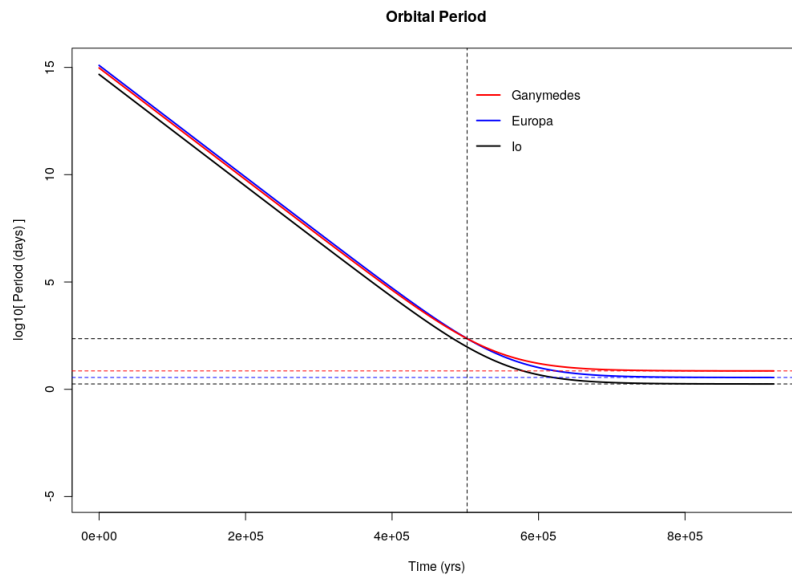


Figura 13 – Variação dos períodos orbitais das órbitas devido às forças de arrasto. Período orbital expresso em dias e em escala logarítmica. A linha tracejada horizontal, superior, indica o limite correspondente a $a = 150 R_J$ assumido para o disco e a linha tracejada vertical indica o instante $t \simeq 0,5$ milhões de anos antes do qual os semieixos ultrapassam o limite de $150 R_J$. As três linhas tracejadas horizontais inferiores indicam os períodos das órbitas atuais.

A figura 14 mostra como a razão entre os períodos orbitais de Europa e Ganímedes e o período orbital de Io evoluíram a medida que as três luas passavam por alterações orbitais. A linha vertical tracejada à esquerda indica o limite $t \simeq 0,5$ milhões de anos, no qual as luas teriam atingido suas massas atuais, segundo nossa simulação. A simulação indica que Europa e Ganímedes, no final de suas formações, estariam orbitando muito próximas uma da outra e muito próximas da região em que $P/P_{Io} \simeq 2,5$, o que corresponde à ressonância 5:2, uma ressonância fraca, de grau 2 e ordem 3.

A partir daí, os semieixos maiores das três luas diminuíram, com as luas se aproximando de Júpiter, porém, com taxas (dr/dt) diferentes. Enquanto a razão entre os períodos orbitais de Europa e Io aproximam-se assintoticamente da ressonância 2:1, a razão entre os períodos orbitais de Ganímedes e Io se aproximam muito mais rapidamente da ressonância 4:1, passando antes pela ressonância de 3:1. Ganímedes atinge a ressonância 4:1 em $t = 0,752$ milhões de anos, ou seja, cerca de 250 mil anos depois de sua possível formação, segundo nossa simulação.

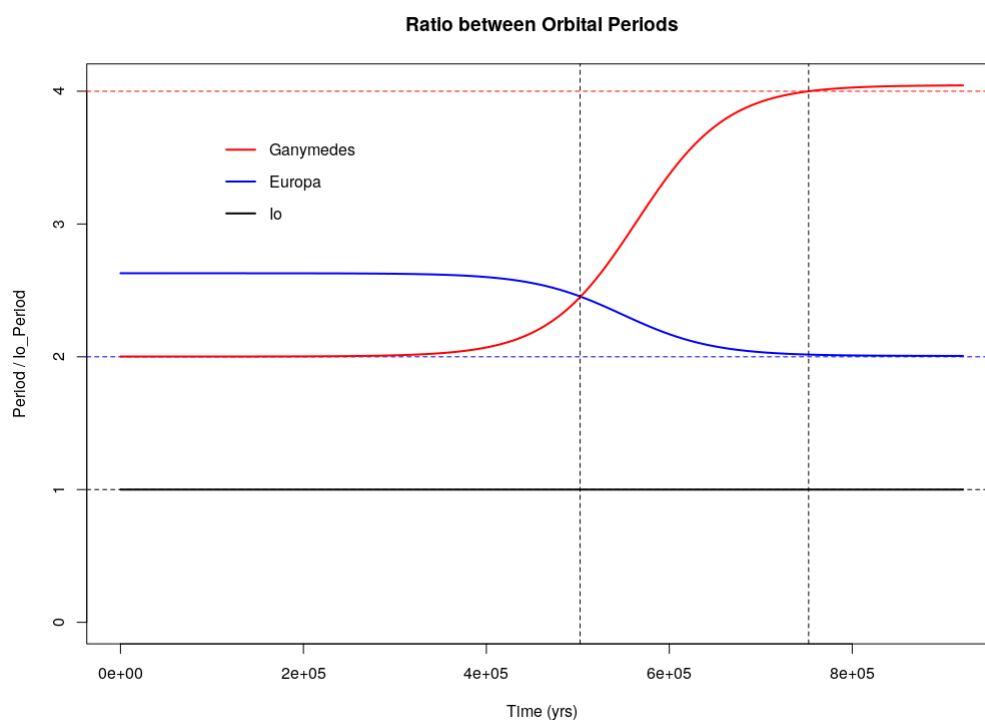


Figura 14 – Variação dos períodos orbitais expressos em termos do período orbital de Io. As linhas verticais representam $t \simeq 0,5$ milhões de anos e $t = 0,752$ milhões de anos. As linhas horizontais tracejadas indicam as ressonâncias 2:1 e 4:1.

5 Discussão Final e Conclusões

5.1 Discussão dos Resultados

Os raios orbitais de três das quatro luas galileanas de Júpiter, Io, Europa e Ganímedes são tais, que suas órbitas estão em perfeita ressonância: o período orbital de Europa é exatamente o dobro do período orbital de Io e o período orbital de Ganímedes é o dobro do período orbital de Europa é quatro vezes o de Io.

A explicação física para ressonâncias orbitais como estas, que são comuns no Sistema Solar, é que as luas se formaram em locais diferentes, não ressonantes, e algum mecanismo físico atuou sobre elas, fazendo com que espiralasses suavemente para órbitas mais internas ou mais externas de forma que, em algum instante, as órbitas de duas das luas tornaram-se ressonantes. Em algum momento depois, é a vez da terceira lua entrar em ressonância com as outras duas. Como ressonâncias orbitais desse tipo tendem a ser estados estáveis, uma vez capturadas em ressonância, as luas tendem a permanecer nesse estado.

Neste trabalho, investigamos o processo de captura em ressonância das três luas galileanas. Uma primeira pergunta a ser respondida era: qual foi o mecanismo físico que conduziu as luas ao estado de ressonância? Esse mecanismo envolve interação com um agente externo, o disco circumplanetário dentro do qual as luas se formaram. De todos os mecanismos físicos possíveis, investigamos dois que nos parecem os mais prováveis: (1) o efeito da força de arrasto hidrodinâmico que o gás e poeira do disco exerce sobre as luas e (2) migração de Tipo I causadas pelos torques de Lindblad e corotação.

Em nossa análise, modelamos o disco circumplanetário como um disco evanescente, seguindo [Alibert, Mousis e Benz \(2005\)](#). Assumimos que a captura em ressonância das luas ocorreu entre o fim de suas formações e antes do desaparecimento do disco. Para os parâmetros físicos iniciais do disco, calculamos um intervalo de 1 milhão de anos.

A simulação de migração de Tipo I mostrou que as alterações nas órbitas das luas são muito pequenas, tanto no semieixo, quanto no período orbital, o que exigiria que as luas já estivessem muito próximas do estado de ressonância orbital no final do estágio de formação.

Por outro lado, a simulação do efeito da força de arrasto hidrodinâmico mostrou resultados muito mais interessantes: o efeito do arrasto sobre as órbitas das luas é intenso e a formação das luas teria se estendido durante os primeiros 500 mil anos de vida do

disco, e a captura em ressonância ocorrido durante os 500 mil anos seguintes.

Como o encontrado por [Cilibrasi et al. \(2018\)](#), em que os satélites de formaram em escalas de tempo de dezenas de milhares de ano, e os que se formaram quando o disco era mais denso não sobreviveram, sofrendo forte migração e colidindo com Júpiter. Por volta de 500 mil anos, o disco já estava pouco denso, como podemos ver na figura 9, propiciando a sobrevivência das luas.

A simulação sugere que Europa e Ganímedes terminaram seu estágio de formação em regiões muito próximas e próximas de uma ressonância 5:2. A interação com o disco fez as três luas espiralarem para órbitas mais internas, porém em taxas diferentes. Ganímedes e Io foram capturados em ressonância orbital primeiro, em $t = 0,752$ milhões de anos, sendo que antes, Ganímedes passou pela ressonância 3:1 com Io, sem haver captura, possivelmente por influência de Europa. As ressonâncias 2:1 de Europa com Io e 4:2, de Ganímedes com Europa ocorreram logo em seguida.

Como nossa intenção era estudar o efeito isolado de cada um dos dois mecanismos investigados, nem na simulação de migração Tipo I, nem na simulação do efeito do arrasto, consideramos as interações gravitacionais entre as luas, nem a possível influência de Calisto sobre a evolução dinâmica do sistema.

5.2 Conclusões

As principais conclusões deste trabalho.

- Para o modelo de disco circumplanetário usado neste trabalho, migrações de Tipo I ocorrem, porém não são um mecanismo eficiente para condução à captura em ressonância.
- O arrasto hidrodinâmico é um mecanismo eficiente na condução do sistema modelado ao estado de ressonância.
- A formação das luas teria se estendido pelos primeiros 500 mil anos de vida do disco, isto é, as luas ainda estavam em processo de formação nas condições iniciais do disco.
- Europa e Ganímedes terminaram seu processo de formação em regiões próximas e próximas de uma ressonância 5:2.
- As três luas espiralaram suavemente para órbitas mais internas, porém com taxas dr/dt diferentes.

- Ganimedes e Europa foram capturadas em uma ressonância 4:2 em $t = 0,752$ milhões de anos, cerca de 250 mil anos depois da formação das luas. A captura em ressonância de Io e Europa, e de Europa e Ganimedes ocorreu logo depois.

Referências

- Alibert, Y.; Mousis, O.; Benz, W. Modeling the Jovian subnebula. I. Thermodynamic conditions and migration of proto-satellites. *Astronomy and Astrophysics*, v. 439, n. 3, p. 1205–1213, set. 2005. Citado 4 vezes nas páginas 30, 31, 33 e 40.
- Canup, R. M.; Ward, W. R. Formation of the Galilean Satellites: Conditions of Accretion. *Astronomical Journal*, v. 124, n. 6, p. 3404–3423, dez. 2002. Citado na página 29.
- Cilibrasi, M. et al. Satellites form fast & late: a population synthesis for the Galilean moons. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 480, n. 4, p. 4355–4368, nov. 2018. Citado na página 41.
- Goldreich, P.; Tremaine, S. The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. *The Astrophysical Journal*, v. 233, p. 857–871, nov. 1979. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 26.
- Goldreich, P.; Tremaine, S. Disk-satellite interactions. *The Astrophysical Journal*, v. 241, p. 425–441, out. 1980. Citado na página 25.
- Lunine, J. I.; Stevenson, D. J. Formation of the galilean satellites in a gaseous nebula. *Icarus*, v. 52, n. 1, p. 14–39, out. 1982. Citado na página 28.
- Moraes, R. A.; Kley, W.; Vieira Neto, E. Growth and evolution of satellites in a Jovian massive disc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 475, n. 1, p. 1347–1362, mar. 2018. Citado na página 28.
- Nelson, R. P. *Planetary Migration in Protoplanetary Disks*. [S.l.: s.n.], 2018. 139 p. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- Paardekooper, S. J. et al. A torque formula for non-isothermal type I planetary migration - I. Unsaturated horseshoe drag. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 401, n. 3, p. 1950–1964, jan. 2010. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- R Core Team. *R: A Language and Environment for Statistical Computing*. Vienna, Austria, 2018. Disponível em: <https://www.R-project.org/>. Citado na página 31.
- Tsang, D. Protoplanetary Disk Resonances and Type I Migration. *The Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, v. 741, n. 2, p. 109, oct 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/741/2/109>. Citado na página 24.
- Woolfson, M. *Formation Of The Solar System, Theories Old And New (2nd Edition)*. World Scientific Publishing Company, 2014. ISBN 9781783265244. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=59e3CgAAQBAJ>. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 10.