

Observatório Nacional - ON

Ministério de Ciência, Tecnologia e Inovação

Programa de Pós-Graduação em Astronomia



Asteroides cruzadores das órbitas planetárias

Me. Anderson de Oliveira Ribeiro

Rio de Janeiro, outubro de 2014

Observatório Nacional - ON
Ministério de Ciência, Tecnologia e Inovação

Programa de Pós-Graduação em Astronomia

Tese de Doutorado

Asteroides cruzadores das órbitas
planetárias

Me. Anderson de Oliveira Ribeiro

Tese apresentada ao Observatório Nacional do Rio de Janeiro como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor em Astronomia.

Orientador: Dr. Fernando V. Roig

Rio de Janeiro, outubro de 2014

Essencialmente para:

Nanci do Carmo de Oliveira Ribeiro

Ademostano Ribeiro

Agradecimentos

Já se foram 11 anos desde que iniciei o maior e mais longo projeto da minha vida. Muitas pessoas passaram por meu caminho. Aprendi, ao longo do tempo, que é melhor errar esquecendo alguns, do que não citar os principais e vamos começar usando uma citação do meu amigo e companheiro de muitas boas histórias **Dr Alvaro Alvarez Candal**:

“poderia tentar citar todos aqui, pois lógico que esqueceria alguém,
e acredito que, quem tem que estar aqui sabe, e os que não tem
sabem mais ainda”

Primeiro tenho que agradecer meus pais: **Nanci do Carmo de Oliveira Ribeiro** e **Ademostano Ribeiro**. Eles me deram o vaso capaz de receber tudo que aconteceu até aqui. Foi uma caminhada dura e trabalhosa, mas está sendo completada e se não fosse eles isso não teria acontecido. Muitas pessoas contribuíram na ornamentação deste vaso, pessoas como Marcolino, Jorge Correi, Ismael Lopes, Geovani Nunes Dornelas e José Eloy de Martins que devo muito... Ao longo do caminho foi agregando pessoas que hoje chamo de irmãos: Gideone Salvador Salino, Atila Carvalho, Júlio Verne, Ronaldo Torturelo e Adrian Rodriguez. Esse caras são a liga da argila...

Agradecer aos membro do pré vestibular comunitário (PVC), que além de me preparar para o ingresso na faculdade e pondo-me em contato com o que, até então, em um futuro bem distante viera a ser a luz mais brilhante do céu. Não vou citar nominalmente todos aqui, mais não posso deixar de citar Leo Lima, Renata Guimarães, (Diego e Leo) Dornelas e a louca da Ana lú.

UERJ, o local que me abriu as portas para mundo (entenda América Latina kkkkk), fiz muito amigos lá, muitas vitórias, algumas derrotas mas, a UERJ será sempre um lugar de muitas lembranças. Dos papos enfumaçados com Umberto, das caminhadas com TITO e MOTA, das brocas do Anibal, da amizade de Regina e Soares, do meu GRANDE amigo

Luiz Mundim ao qual honro todos os dias em minhas aulas. Lá conheci meu grande amor, Marcos Vinicius Colaço, companheiro em todas as caminhadas, aleatórias ou não, esse cara é parte de mim. Lá também fiz amigos, Marika, Presto, Rafael Batata, Jack, Vitor Lemes, Yves, Edivaldo (Faraó) e mais um monte de gente boa... OBRIGADO.

Aqui surge ele, o paladino da justiça, o defensor dos fracos e oprimidos, o cara que não tem medo de CR baixo... Ele, **FERNANDO ROIG**, meu orientador, mestre e AMIGO. Devo muito, seja no pessoal ou no profissional (FAUSTÃO, 2009). Não tenho palavras para agradecer/descrever TUDO que ele faz por mim nesses muitos anos... NUNCA poderei pagar minha dívida moral com ele, mas posso reproduzir sua postura, dignidade e fé nas pessoal como eu, fazendo assim que tudo que ele fez por mim possa ser propagado no tempo-espaço. OBRIGADO Nando, você é um capítulo inteiro da minha história, e um dos bons. No Observatório Nacional fiz minha iniciação científica e meu mestrado, aqui fiz muitos camaradas/amigos, foram muitas as tretas (boas e ruins), pude aprender muito sobre muitas coisas. Não posso deixar de citar alguns nomes:

- **Denise Castro**, uma amiga, e uma pessoa que devo (literalmente) muitas coisas e conquistas na minha vida. Obrigado !!!
- **Thais Mothé-Diniz**, graças a ela pude fazer minha primeira incursão ao Uruguai e conhecer muitas pessoas legais e importantes para minha formação. Obrigado por tudo !!!
- **Jorge Carvano**, foi um logo caminho até o ponto de ultrapassar a barrei eletromagnética do SALVE, todavia uma vez ultrapassado isso, pude conhecer esse camarada muito gente boa e particularmente/peculiarmente divertido, obrigado Jorge por todos os papo, copos e broncas diretas ou indiretas .
- Aos professores e professoras do ON, em particular: Dra Daniela Lazzaro, Dr Cláudio Bastos, Dr Carlos Veiga, Dr Rodney Gomes e Dr Roberto Vieira Martins e ao fantástico Dr Vladimir Ortega.
- Não poderia deixa de citar os colegas: Rodrigo Bijane, Rodrigo Bouffleur, Natália Amarinho, Guga Pinheiro, Guga Bragança, Guga Rossi, Renato Siqueira, Mario De Prá (que Mário ???), Sandro de Souza, Daiana Sales, Beethoven Santos, Flávia

Jasmim, Márcio Correa , Daniel Melo, Ernandes Costa e ele, o menino lobo, o cara de coração acelerado... Pedro Henrique Hasselmann.

- Agradeço ao COGE, por toda ajuda computacional, em particular ao **Antônio França** e **Dr Andres Reinaldo Papa**

O doutorado me levou a San Juan, Argentina. Lá revii amigos, estreitei relação e fiz grandes e novos amigos. Gostaria de agradecer a **Dr. Ricardo G. H.** e **Dra. Marcela Cañada** por toda hospitalidade (acadêmica e pessoal) e pela enorme contribuição no entendimento da cultura, ciência e sociologia hermana... Ahhhh Luizito (**Luis A. Mammana**) te extraño mucho, ou muy ??? Nunca recordo, mais esse cara é muito especial !!!

Em para finalizar, agradecer aos meus alunos, UERJ+UGB, por me nutrirem com suas ideias juvenis e por me atualizarem com as novas tendência do mundo. Quero agradecer aos meus colegas de docência, em particular a Rodolfo e Cláudio Matos por completar minha formação em quando docente.

E por último e não menos importante, quero agradecer a **Daniele C. da Silva** (minha professorinha de biologia do PVC), por toda sua paciência e coragem, toda entrega e cuidado, toda sua razão (com uma pitada de loucura) e principalmente por ter feito valer a pena, cada passo dessa longa e dura caminhada e surgir como um brinde a este momento. Obrigado !!!

Não podia faltar ele, o samurai voador. AGRADEÇO ao **Dr Rodrigo Sousa**, por em uma frase; ter feito eu ver que cada passo, cada porta fechada, cada noite sem dormir... Valeram e valerão a pena, pelo simples fato de ter sido eu mesmo, obrigado irmão mais novo e volta logo deste cinza lugar, pois você é uma das melhores referências que tenho, meu amigo!

Obrigado a Capes, ao Cnpq e a Faperj por todo o financiamento concedido.

Resumo

Nesta tese, abordamos alguns aspectos da dinâmica e propriedades físicas de asteroides cruzadores das órbitas dos planetas terrestres. O foco principal está nos asteroides pertencentes à classe taxonômica V. Na primeira parte da tese, apresentamos uma extensão do trabalho desenvolvido durante o mestrado, onde a ideia é verificar se o regime de cruzamento da órbita de Marte poderia ser um mecanismo eficiente para transportar asteroides de tipo V originados na família de Vesta, na parte interna do cinturão de asteroides, até as regiões intermediárias e externas do cinturão. Tal mecanismo poderia contribuir para explicar a existência de asteroides tipo V fora da família de Vesta. Nossos resultados confirmam que, embora esta rota dinâmica seja factível, a implantação de asteroides no cinturão externo e intermediário através deste mecanismo não é permanente e não poderia explicar o grande número de asteroides tipo V encontrados em órbitas estáveis além de 2,5 UA.

Na segunda parte da tese, abordamos a questão da falta de asteroides de tipo V observados entre a população de cruzadores da órbita de Marte, quando comparada à fração significativa de tais objetos observados entre a população de cruzadores da órbita da Terra (NEAs). Levando em consideração que o regime de cruzamento da órbita de Marte é um estágio intermediário entre a região interna do cinturão de asteroides e a região dos NEAs, a pequena fração de asteroides tipo V neste regime parece um contrasenso. Assumindo que esta deficiência é devida a um viés observacional, realizamos uma procura de candidatos a tipo V fotométricos, utilizando as cores do Sloan Digital Sky Survey, e posteriormente observamos alguns destes candidatos com o telescópio SOAR para obter uma confirmação espectroscópica da

sua taxonomia. Com este procedimento, detectamos 3 novos asteroides tipo V entre os cruzadores da órbita de Marte e propomos uma lista de outros 14 candidatos fotométricos que aguardam confirmação.

Finalmente, na terceira parte da tese, analisamos a dinâmica de um grupo pouco conhecido de NEAs: o grupo de Atira ou de asteroides interiores à órbita da Terra. Este grupo apresenta um forte viés observacional no número de objetos, devido a que só podem ser detectados em pequenas elongações solares. Por um lado, estudamos a ocorrência de regiões de estabilidade e caos na parte mais interna do Sistema Solar através de mapas de estabilidade, e encontramos que existem regiões de estabilidade onde o número de Atiras poderia ser maior que o esperado. Por outro lado, realizamos simulações da evolução orbital de asteroides Atiras reais, e verificamos que alguns destes objetos podem representar um perigo real para a Terra.

Abstract

In this thesis, we discuss some aspects of the dynamics and physical properties of asteroids that cross the orbits of the terrestrial planets. The main focus is on asteroids belonging to the taxonomic V class. In the first part of the thesis, we present an extension of the work done during my Master thesis, where the idea is to check if the Mars crossing regime could be an efficient mechanism for transporting V-type asteroids originated in the Vesta family, located in the inner part of the Main Belt of Asteroids, to the middle and outer parts of the Belt. Such mechanism could help to explain the existence of V-type asteroids outside the Vesta family. Our results confirm that, although this dynamical path is feasible, the implantation of asteroids in the outer and middle belt through this mechanism is not permanent and could not explain the large number of V-type asteroids found in stable orbits beyond 2.5 AU.

In the second part of the thesis, we address the lack of V-type asteroids observed among the population of Mars crossers, compared to the significant fraction of such objects observed among the population Near Earth Asteroids (NEAs). Given that the Mars crossing regime is an intermediate stage between the inner main belt of asteroids and the region of NEAs, the small fraction of V-type asteroids in this regime seems a nonsense. Assuming that this deficiency is due to an observational bias, we conducted a search for V-type photometric candidates, using the colors of the Sloan Digital Sky Survey, and subsequently we observed some of these candidates with the SOAR telescope for spectroscopic confirmation of their taxonomy. With this procedure, we detected three new V-type asteroids between the Mars crossers population

and propose a list of 14 other photometric candidates that await confirmation.

Finally, in the third part of the thesis, we analyze the dynamics of a group of little-known NEAs: the group of Atira or inner Earth asteroids. This group shows a strong observational bias in the number of objects, because they can only be detected at small solar elongations. On one hand, we study the occurrence of regions of stability and chaos in the innermost part of the Solar System through stability maps, and found that there are regions of stability where the number of Atiras could be larger than expected. On the other hand, we performed simulations of the orbital evolution of real Atira asteroids, and found that some of these objects may represent a real danger to the Earth.

Sumário

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introdução | 1 |
| 1.1 | Distribuição espacial dos asteroides | 10 |
| 1.2 | Propriedades físicas dos asteroides | 17 |
| 1.2.1 | Classificação taxonômica de asteroides | 20 |
| 1.3 | Estudo computacional da dinâmica dos asteroides | 27 |
| 1.3.1 | Caso Não Conservativo | 31 |
| 2 | Mecanismos de transporte dos asteroides | 34 |
| 2.1 | Ressonâncias | 34 |
| 2.1.1 | Ressonância de movimentos médios | 38 |
| 2.1.2 | Ressonâncias seculares | 42 |
| 2.1.3 | Ressonância de Kozai-Lidov | 45 |
| 2.2 | Encontros próximos | 45 |
| 2.3 | Efeito Yarkovsky | 48 |
| 2.4 | Aplicação à origem dos asteroides MC's e NEA's | 52 |
| 3 | Transporte de asteroides tipo-V para o cinturão intermediário e externo | 56 |
| 3.1 | Da família de Vesta para a região dos MC's | 57 |
| 3.1.1 | Evolução de asteroides tipo-V do halo da família de Vesta | 61 |
| 3.2 | Dos MC's para o cinturão intermediário/externo | 63 |
| 4 | Asteroides tipo-V confirmados entre os MC's | 68 |
| 4.1 | Seleção dos candidatos tipo-V | 70 |

| | |
|---|------------|
| <i>SUMÁRIO</i> | x |
| 4.2 Objetos observados | 71 |
| 4.3 Evolução orbital dos MC's tipo-V | 79 |
| 4.4 Discussão | 81 |
| 5 Estudo dinâmico do grupo Atira | 83 |
| 5.1 Mapas dinâmicos | 85 |
| 5.2 Dinâmica dos Asteroides Atiras | 90 |
| 5.3 Discussão | 92 |
| 6 Conclusões | 97 |
| A Artigo: The first confirmation of V-type asteroids among the Mars crosser population | 99 |
| B Artigo: Evolution of planet crossing asteroids in the inner Main Belt | 107 |
| C Artigo: Dynamical origin of V-type asteroids outside the Vesta family | 114 |
| Referências Bibliográficas | 126 |

Lista de Figuras

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Reprodução atualizada do gráfico feito por Milani (1999): no gráfico superior vemos a distribuição de pequenos corpos com magnitudes absolutas menores que 13; no gráfico inferior podemos ver a distribuição de pequenos corpos com magnitudes absolutas maiores que 13. As linhas indicam a região do espaço onde os corpos passam a cruzar a órbita dos planetas. Podemos observar que temos poucos objetos grandes cruzando a órbita dos planetas e muitos objetos pequenos nesse regime. | 6 |
| 1.2 | Esquematização de uma órbita osculadora, S é o Sol, $P2$ o plano da eclíptica, $P1$ o plano da órbita, Ω o nodo ascendente, Υ o ponto vernal, Ω longitude do nó ascendente, ω o argumento do periélio, a é o semieixo maior e i inclinação orbital. | 11 |
| 1.3 | Distribuição de asteroides entre Marte e Júpiter. As principais lacunas de asteroides ocorrem perto das ressonâncias de movimentos médios com Júpiter, caixas em amarelo. As concentrações de asteroides são encontrados perto de outras ressonâncias (caixas em branco). | 12 |
| 1.4 | Órbitas limites para o grupo dos asteroides cruzadores da orbita de Marte. | 13 |

- 1.5 Distribuição dos elementos osculadores inclinação orbital e excentricidade: a cima temos a distribuição do asteroides do cinturão principal, podemos observar três grupos dinâmicos em alta inclinação, destaca-se o grupo Phocaea. Nos gráficos à baixo é apresentado o grupo de asteroides cruzadores da órbita de Marte. 14
- 1.6 Configuração das orbitas dos subgrupos dos NEA's. 15
- 1.7 Gráfico extraído de Hirayama (1918), as coordenadas são $p = \tan(i)\sin(\Omega)$, $q = \tan(i)\cos(\Omega)$, $u = e\sin(\omega)$, $v = e\cos(\omega)$. Obtemos da teoria secular que: $p = p + N\sin(ht + \beta)$, $q = q + N\cos(ht + \beta)$, $u = ku + M\sin(gt + a)$, $v = kv + M\cos(gt + a)$, sendo p, q, u, v os valores correspondentes para Júpiter, g, h funções do semieixo maior do asteroide e M, N, β , a são constantes que dependem das condições iniciais do asteroide. É neste ponto que surge a evidencia para se assumir que os objetos tem uma origem em comum, pois se um grupo de asteroides tem órbitas inicialmente próximas, suas pequenas diferenças em M, N não se alteram significativamente ao longo do tempo, de forma que eles se mantêm-se movendo com o mesmo raio, enquanto que sua pequena diferença nas frequências g e h faz com que rapidamente eles se espalhem em uma circunferências, como visto na figura. 16
- 1.8 À esquerda: famílias obtidas por Parker *et al.* (2008) utilizando as cores SDSS em sua metodologia de identificação; à direita asteroides do fundo, ou seja, asteroides não identificados como membros de uma família. 18

- 1.9 No sentido horário a partir do canto inferior esquerdo temos: (2) Pallas, (4) Vesta, (243) Ida, (433) Eros, (25143) Itokawa, (951) Gaspra, (5535) Annefrank e no centro Ceres. Interessante notar que os objetos maiores apresentam formas redondas, isto pode indicar uma origem primordial destes corpos. Fonte: *Schmidt, Britney Elyce, Characterizing the protoplanets: observations and geophysics of Pallas, Vesta and Ceres, PhD Dissertation, University of California at Los Angeles, June 2010* 19
- 1.10 Figura à esquerda: A curva de reflectância espectral de uma amostra de meteorito composto com olivina-piroxênio. O centro de banda é calculado dividindo o contínuo linear (para remover os efeitos de inclinação espectral) e o ajuste de uma função polinomial para o intervalo de comprimento de onda no em torno do mínimo na curva. Na figura à direita: centro da Banda I vs centro da banda II. Verde, amarelo, violeta e ovais são a distribuição de howardites, eucrites e diogenites, respectivamente. O gráfico de dispersão representa a distribuição dos dados obtidos pela missão Dawn ao mapear a superfície de 4 Vesta(De Sanctis *et al.*, 2012). 20
- 1.11 No painel superior temos a distribuição das componentes principais pc_1 vs pc_2 (esquerda) e pc_1 vs pc_3 (direita) ; no painel inferior temos o diagrama da arvore minimal no espaço pc_1 vs pc_2 (esquerda) e a distribuição das classe taxonômicas nesse mesmo espaço (direita). Fonte:Tholen (1984) 22
- 1.12 À esquerda os modelos para cada classe proposto por Tholen, à direita a separação em albedo usada para caracterizar as classes degeneradas P, M e E. Fonte:Tholen (1984) 23
- 1.13 Modelo para as classes taxonômicas de Bus (1999). 25

| | | |
|------|---|----|
| 1.14 | Modelo para as classes taxonômicas propostas por Carvano <i>et al.</i> (2010). No eixo x temos o logaritmo do espectros de reflectância médio para cada classe. O deslocado verticalmente é para maior clareza e comparação. Fonte: (Carvano <i>et al.</i> , 2010). | 26 |
| 1.15 | A figura mostrando todas as 24 classes taxonômicas definidas por Bus-DeMeo , os espectros médios são traçados e podem ser comparados com a figura 1.13. | 27 |
| 2.1 | Os elementos orbitais Ω, I, ω que definem a orientação da órbita elíptica no espaço, e a anomalia verdadeira f que define a posição na órbita. | 35 |
| 2.2 | A figura superior é o resultado obtido por Wisdom (1982) onde demonstra numericamente que uma partícula teste pode ter sua excentricidade aumentada até $\sim 0,4$ podendo cruzar a órbita de Marte. A figura inferior apresenta o resultado obtido por Ferraz-Mello e Klafke (1991). | 41 |
| 2.3 | Esboço da v_5 (superior) e superfícies de ressonância v_6 . A v_{16} ressonância é indicada com linhas tracejadas, onde se cruza os limites do quadro e superfície a v_5 . As ressonâncias mais fracas e ressonâncias secundárias não são indicados Fote:Williams (1969). | 43 |
| 2.4 | Painel A: o tempo de evolução do argumento ressonância $\varpi - \varpi_6$ osculado para um clone do asteroide (211412) (2002 VL103). Painel B: o tempo de evolução da excentricidade do osculador. Fonte ? | 44 |
| 2.5 | Diagrama das órbitas de um planeta (linha pontilhada) e de um asteroide (linha contínua) ao redor do Sol. As áreas A e B denotam as regiões onde a evolução orbital do asteroide poderia ser bem representada pela dinâmica de apenas dois corpos: asteroide e planeta. (Fonte Nogueira <i>et al.</i> (2004)) | 46 |

- 2.6 Geometria do encontro próximo entre M_3 e M_2 . \vec{V}_2 é a velocidade de M_2 em relação a M_1 ; \vec{V}_∞^- e \vec{V}_∞^+ são as velocidades de M_3 em relação a M_2 antes e depois do encontro, respectivamente; \vec{V}_i e \vec{V}_f são as velocidades de M_3 em relação a M_1 antes e depois do encontro, respectivamente; δ é a metade do ângulo de curvatura entre \vec{V}_∞^- e \vec{V}_∞^+ ; r_p é a distância de máxima aproximação entre M_3 e M_2 durante o encontro ou periapse (P); Ψ é o ângulo entre a linha do periapse $\overline{M_2P}$ e a linha $\overline{M_2M_1}$. (Fonte Nogueira *et al.* (2004)) 47
- 2.7 Comparação da distribuição dos elementos osculadores dos asteroides do cinturão principal (à esquerda) em relação ao asteroides NEA's (à direita). 52
- 2.8 Ilustração extraída de Benest e Froeschlé (1998) para demonstrar o transporte de objetos do cinturão interno para a Terra. 53
- 2.9 Esquematização dos possíveis caminhos dinâmicos para o transporte de asteroides do cinturão interno para a região dos asteroides próximos da Terra (NEA's). 54
- 3.1 A figura da esquerda mostra a evolução de uma órbita transportada para o Cinturão intermediário no espaço de semieixo maior vs. excentricidade. A figura da direita apresenta a evolução da mesma órbita no espaço semieixo vs. inclinação orbital. Os parâmetros orbitais mostrados constituem valores médios sobre intervalos de 10^6 anos. Figura cedida por F. Roig. 58
- 3.2 À esquerda o numero de partículas que tonaram-se MC's e à direita distribuição cumulativa das mesmas. 59
- 3.3 Configuração das partícula identificadas com MC's: À esquerda temos o planos *evsa* e à direita o plano *ivsa*. A barra de cores indica o tempo que a partícula levou para se tornar MC's. 60

| | | |
|-----|--|----|
| 3.4 | Tempo de permanência média de uma dada partícula em uma ressonância de movimentos médios. No eixo x temos as ressonâncias, onde $(p + q)/p_{\text{planeta}}$. Os planetas são identificados com: 3=Vênus, 4=Marte, 5= Júpiter. No eixo y temos o log do tempo de permanência. | 61 |
| 3.5 | Condições iniciais das partículas, que representam os 2.610 asteroides tipo-V do cinturão interno (não MC's) identificados a partir da taxonomia de Carvano <i>et al.</i> (2010). | 62 |
| 3.6 | À direita: evolução dinâmica no plano <i>avse</i> das partículas teste que representam o 36 asteroides tipo-V do cinturão interno que migram para região MC's. À esquerda, a condição inicial dos 36 asteroides tipo-V do cinturão interno que migram para região MC's | 63 |
| 3.7 | Análise da dinâmica das partículas transportadas da região interna para região além 2,5UA. Figura superior: mapa de densidade das partículas. Figura inferior: mapa do tempo de permanência das partículas transportadas. | 65 |
| 3.8 | Apresentamos neste quadro, quatro exemplos de partículas que foram transportadas para as regiões intermediária/externa. Os exemplos a , b , e c mostram um caminho semelhante, oscilações em excentricidade até um eventual encontro próximo e um transporte para região $a > 2,5$ UA. No exemplo d podemos observar que a partícula foi transportada para região interna e posteriormente para externa e capturada temporariamente na RMM J2:1. | 66 |
| 3.9 | Fluxo de asteroides que são transportados para região além 2,5UA. | 67 |
| 4.1 | Candidatos fotométricos tipo-V comparados com espectros de asteroides classificados como tipo-V | 72 |

- 4.2 Espectros (linhas pretas) dos quatro asteroides observados com o telescópio SOAR. Pontos verdes representam as observações do SDSS com suas barras de erro correspondentes. A reflectância é normalizado para 1 em $0,616\mu m$ 75
- 4.3 As comparações entre o modelo de classe V (pontos pretos cheios) e os espectros re-amostrados dos asteroides observados (outros símbolos). Em painéis b e c, mostram também as correspondentes barras de erro $1-\sigma$ dos espectros e o modelo. Observe as diferentes escalas verticais em um painel. 77
- 4.4 Espectro de (1468) na faixa $0,45 - 2,5\mu m$, obtido por concatenação de nosso espectro visível (linha cinza) com um espectro NIR de Moskovitz et al. (2010) (pontos pretos). A reflectância foi normalizado a 1 em dois pontos de comprimentos de onda comuns aos espectros: $0,7\mu m$ (painel a) e $0,8\mu m$ (painel b). Em qualquer dos casos, não é possível encontrar um bom equilíbrio entre o visível e os espectros de NIR. 78
- 4.5 Exemplos da evolução orbital (pontos pretos) dos três asteroides do tipo-V confirmados neste trabalho, no espaço de semieixo maior vs excentricidade. Todos os exemplos mostrados aqui levaram a partícula teste a cruzar a órbita da Terra. O deslocamento correspondente ao semieixo maior devido ao efeito Yarkovsky é indicado. O tempo T é o tempo aproximado quando a órbita entra na região MC's. As linhas pretas cheias representam os limites da região do MC's. A área acima da linha superior corresponde à região dos NEA's. O círculo cinza aberto indica a localização atual dos asteroides, que foi utilizada como condição inicial para as simulações. 80
- 5.1 Exemplo da determinação do MDP, superior: evolução do semieixo maior médio para cada intervalo e o desvio padrão associado; inferior evolução do semieixo maior. 87

- 5.2 À direita temos o mapa constricto com MDP, à esquerda temos o mapa construídos com o método proposto por Michtchenko *et al.* (2002). 88
- 5.3 Mapa dinâmico da região A: à esquerda mapa construído para inclinação orbital de 0° e à direita mapa construído para inclinação orbital de 30° 89
- 5.4 Mapa dinâmico da região B: à esquerda mapa construído para inclinação orbital de 0° e à direita mapa construído para inclinação orbital de 30° 89
- 5.5 Bloco 1: Objetos com maior D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza. 93
- 5.6 Bloco 2: objetos com médio D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza. 94
- 5.7 Bloco 3: objetos com baixo D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza. 95
- 5.8 Sobreposição da evolução de uma partícula oriunda do cinturão interno com os mapas dinâmicos: à esquerda mapa da região B com inclinação orbital 0° e à direita para inclinação orbital igual 30° 95

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|--|----|
| 4.1 | Alvos escolhidos para observação espectroscópica. Asteroides marcados com um (*) foram observados por espectroscopia neste trabalho. As colunas fornecem: distância periélio osculadora (q), Semieixo maior (a), excentricidade (e), inclinação orbital (I) correspondentes a data JD 2.456.000,5 (2012-03-14). Tabela também dá a magnitude absoluta H , O número da observações do SDSS-MOC4 considerado N_{SDSS} , Os valores médios das primeira e segunda componentes principais PC_1 e PC_2 , E a média da cor sloan $i - z$. A última coluna identifica a classificação taxonômica de acordo com (Carvano <i>et al.</i> , 2010); as indicadas com + NIR possuem observações no infra vermelhos próximo obtidos por (Moskovitz <i>et al.</i> , 2010). | 73 |
| 4.2 | Circunstâncias de observação dos candidatos tipo-V observados com o telescópio SOAR. As colunas são: JD (indica o tempo do início da observação), massa de ar, V (magnitude aparente), ϕ (ângulo de fase), R (distância heliocêntrica) e Δ (distância geocêntrica). | 74 |
| 4.3 | Distância d_i entre o espectro de cada asteroide e o modelo de classe V. Espectros com $d_i \leq 0,038$ são sem dúvidas classificadas como do tipo-V. | 76 |
| 4.4 | Diâmetros estimados e da/dt máximos devido ao efeito Yarkovsky. | 79 |
| 5.1 | Dados dos asteroides membros do grupo Atira. | 85 |
| 5.2 | Resultados para a evolução dinâmica da região de incerteza dos asteroides atiras conhecidos | 91 |

Capítulo 1

Introdução

A partir do momento em que um asteroide se encontra em uma configuração na qual tem encontros próximos com um planeta, o mesmo pode sofrer grandes variações de sua órbita. Desta maneira, os encontros próximos são um mecanismo de transporte dinâmico para os asteroides e de suma importância na explicação da origem e distribuição espacial de certas populações destes objetos. Para contextualizar a importância deste mecanismo no entendimento dos processos que esculpiram a atual distribuição de asteroides, inicialmente apresentaremos um panorama geral sobre os temas que tangem esta tese e as principais propriedades dinâmicas e físicas de nossos objetos de estudo, *os asteroides*.

A União Astronômica Internacional (IAU, sigla em inglês) em 2006 em sua XXVI Assembleia Geral realizada na República Tcheca apresentou uma resolução definindo os *planetas* e os *planetas anões*. Nessa reunião ficou estabelecido que um planeta é um objeto que orbita o Sol, possui massa suficiente para que sua própria gravidade o leve a um estado de equilíbrio hidrostático (forma elipsoidal) e é o corpo predominante no entorno de sua órbita (esvaziou a vizinhança em torno de sua órbita). Um planeta anão é definido como sendo um objeto que orbita o Sol, possuindo massa o suficiente para que sua própria gravidade o leve a um estado de equilíbrio hidrostático, não sendo o corpo predominante no entorno de sua órbita (não pode esvaziar a vizinhança em torno de sua órbita) e não sendo um satélite natural¹. Os demais

¹Um satélite natural ou lua (em letra minúscula) é um corpo celeste que orbita um planeta, ou

corpos celestes, exceto os satélites naturais, que orbitam o Sol são denominados *pequenos corpos do Sistema Solar* ou *corpos menores*.

Dentre os pequenos corpos do Sistema Solar existe uma grande diversidade de objetos, esses corpos celestes, variam entre metros a centenas de quilômetros, e muitas vezes apresentam formas irregulares. Atualmente conhecemos aproximadamente 625.000 pequenos corpos do Sistema Solar, esses objetos estão distribuídos em diversos grupos, caracterizados pelas propriedades dinâmicas de suas órbitas. Uma exceção são *os cometas*, pois estes se distinguem por apresentar uma composição rica em materiais voláteis na forma de gelo e são capazes de desenvolver uma coma se suas órbitas os levam perto do Sol (Wetherill, 1989).

A maioria dos pequenos corpos do Sistema Solar conhecidos está concentrada entre as órbitas dos planetas Marte e Júpiter, particularmente em uma região do Sistema Solar definida entre 2,0 e 3,2 unidades astronômicas (UA, uma unidade astronômica é igual a 149.597.871km) conhecida como *cinturão principal de asteroides*. Entendemos aqui os asteroides como sendo pequenos corpos do Sistema Solar que são incapazes de exibir atividade de volatilização como os cometas. No cinturão principal de asteroides, conhecemos aproximadamente meio milhão de objetos, ou seja nesta região temos $\sim 78\%$ de toda a amostra de pequenos corpos do Sistema Solar conhecidos atualmente.

Para compreendermos a relevância do estudo dos corpos menores temos que localizar a formação destes objetos no contexto da formação do Sistema Solar. As ideias que constituem a base para o atual modelo padrão para a formação do Sistema Solar nascem sem nenhum conhecimento observacional, são apoiadas apenas no arcabouço teórico vigente e na criatividade de Immanuel Kant em 1765. Ele propõe um novo modelo onde o Sol e os planetas se formaram simultaneamente a partir da aglutinação de uma nuvem de gás e poeira em rotação. Pierre Simon de Laplace em 1796 refinou este modelo e chamou esta nuvem de *nebulosa solar*. Com o avanço tecnológico pode-se observar cada vez mais detalhes do universo, um planeta anão ou um dos pequenos corpos do Sistema Solar

nestas observações foram encontradas regiões com grandes nuvens de gás e poeira, estas regiões foram associadas a locais de formação estelar. Os dados observacionais juntamente com o avanço dos modelos teóricos, levaram os astrônomos a acreditarem que o Sol começou a sua vida em uma nuvem molecular gigante. Estas nuvens moleculares tem tamanhos da ordem de 50 anos-luz e massa da ordem de centenas de massas solares. Estas nuvens apresentam uma composição de hidrogênio e hélio, com uma pequena quantidade de outras moléculas presentes.

Essas nuvens apresentam regiões ligeiramente mais densas do que outras e esta anisotropia faz com que certas regiões se movam com velocidades ligeiramente diferentes umas das outras. Dada uma perturbação externa, como por exemplo uma onda de choque gerada por uma supernova nas proximidades, essas áreas mais densas podem começar a entrar em colapso, tornando-se ainda mais densas. Em uma destas regiões densas originou-se uma nebulosa solar e é onde se acredita ter ocorrido a formação do Sol.

Enquanto o colapso continua, interações gravitacionais e colisões associadas à conservação do momento angular resultam em achatamento da nebulosa de uma forma aproximadamente esférica em um disco como o movimento diferente do movimento médio da nebulosa e rapidamente amortecido na direção radial do disco. Além disso, a presença de gás provoca um arrasto na poeira presente na nebulosa, o que faz com que ele derive para dentro em direção ao centro da nebulosa, no centro do disco há um rápido crescimento de um objeto, o proto-Sol.

Os planetas, planetas anões, asteroides e cometas se formam do disco que circundava o proto-Sol; as principais etapas do processo de formação são: (i) sedimentação de partículas (bem como o seu crescimento) em relação ao plano central da nebulosa solar, (ii) a formação de uma camada de poeira densa, ou sub-disco, que se forma no plano da nebulosa, (iii) o surgimento de instabilidade gravitacional no disco dando início à formação de condensações e a aglomerações destas concentrações, gerando os corpos da ordem de 1km, chamados de planetesimais, (iv) a evolução dinâmica dos planetesimais dada sua distribuição de massas e velocidades aleatórias estabele-

cidas durante o seu crescimento em conjunto e sua evolução *colissional*, propiciando o crescimento de embriões planetários, (v) a formação dos planetas gasosos (Júpiter, Saturno, Urano e Netuno) e o esgotamento do gás e posteriormente, a partir dos embriões planetários, dos planetas internos (Mercúrio, Vênus, Terra e Marte).

O cinturão principal de asteroides é fruto da evolução *colissional* dos embriões planetários e planetesimais remanescentes da formação do Sistema Solar. O asteroide (4) Vesta e o planeta anão Ceres são os maiores objetos deste região, acredita-se que eles sejam sobreviventes praticamente intactos das primeiras fases de formação do Sistema Solar, estes corpos são testemunhas do momento onde a evolução *colissional* desta região mudou de acreção para destruição.

Os asteroides são uma das principais fontes de informação para o estudo das etapas iniciais de formação do Sistema Solar e de sua evolução pois representam uma amostra única da população de blocos que formaram os planetas. Ao longo de sua história, os asteroides sofreram algum grau de evolução *colissional*, térmica e geológica, porém essa evolução é moderada quando comparada com a evolução sofrida pelos planetas. Corpos maiores, como os planetas e grandes satélites exibem traços evidentes de evolução térmica, química e tectônica, devidas principalmente ao calor gerado no processo de sua acreção e por processos radiogênicos. Por outro lado, os asteroides, por terem permanecido pequenos, são corpos que devem ter guardado uma memória dos processos cosmogônicos podendo, portanto, ter preservando dados que são janelas para o entendimento da formação dos planetas e da evolução primordial do Sistema Solar.

A distribuição espacial dos asteroides também sofre modificações ao longo do tempo, estas alterações são oriundas de efeitos dinâmicos, dissipativos, eventos colisionais e eventuais encontros próximos com os planetas. Ao observarmos a distribuição de asteroides no espaço dos *elementos osculadores*, ver figura 1.1, podemos identificar facilmente estruturas de concentração e falhas, essas estruturas são fruto da atuação ao longo do tempo dos efeitos citados acima. Ainda analisando a figura

1.1 podemos observar que para valores de magnitude absoluta² $H < 13$, ou seja, para objetos grandes, a distribuição do cinturão principal de asteroides está concentrada na linha abaixo da configuração de órbitas em cruzamento com a órbita de Marte. Por outro lado, para valores de $H > 13$, ou seja, para objetos pequenos, temos uma grande dispersão de objetos em regiões de cruzamento com Marte, Terra e Vênus.

Existem outras concentrações de asteroides, porém estas só são visíveis quando é possível extrair as perturbações produzidas pelos planetas aos elementos osculadores; essa extração resulta no que são chamados de *elementos próprios*. No espaço dos elementos próprios podemos observar concentrações. Hirayama (1918) associou estas concentrações de asteroides a uma origem em comum, assumindo que houve uma fragmentação de um corpo progenitor devido a uma colisão catastrófica. Assim surge o conceito de *famílias de asteroides*. Com o avanço de nosso conhecimento sobre os asteroides e suas propriedades, o termo apropriado para estas concentrações identificadas apenas no espaço dos elementos próprios é *família dinâmica de asteroides*.

A evolução dinâmica do cinturão principal de asteroides também contribui para modificações na topografia superficial dos próprios asteroides, tal como dos demais objetos do Sistema Solar. Isto é notório quando observamos a superfície da Lua, do asteroide Vesta ou do planeta Mercúrio. Por serem geologicamente menos ativos que a Terra, estes corpos guardam impressos em suas superfícies um grande número de crateras que são resultado de colisões com pequenos corpos ao longo da evolução do Sistema Solar.

A colisão de um asteroide com a Terra pode interferir de modo significativo no curso da vida. Esta interferência pode ocorrer de forma global; Alvarez *et al.* (1980)

²A magnitude absoluta de um asteroide é definida como a magnitude visível aparente quando o objeto se encontra a uma distância de 1 UA da Terra e 1 UA do Sol com ângulo de fase 0, isto é em oposição. Geometricamente, esta configuração é impossível e portanto a magnitude absoluta não pode ser auferida diretamente, mas precisa ser inferida em forma indireta. A magnitude absoluta pode ser derivada a partir do diâmetro D do asteroide e do albedo p pela fórmula (Bowell *et al.*, 1989)

$$D = \frac{1329}{\sqrt{p}} 10^{-0.2H}$$

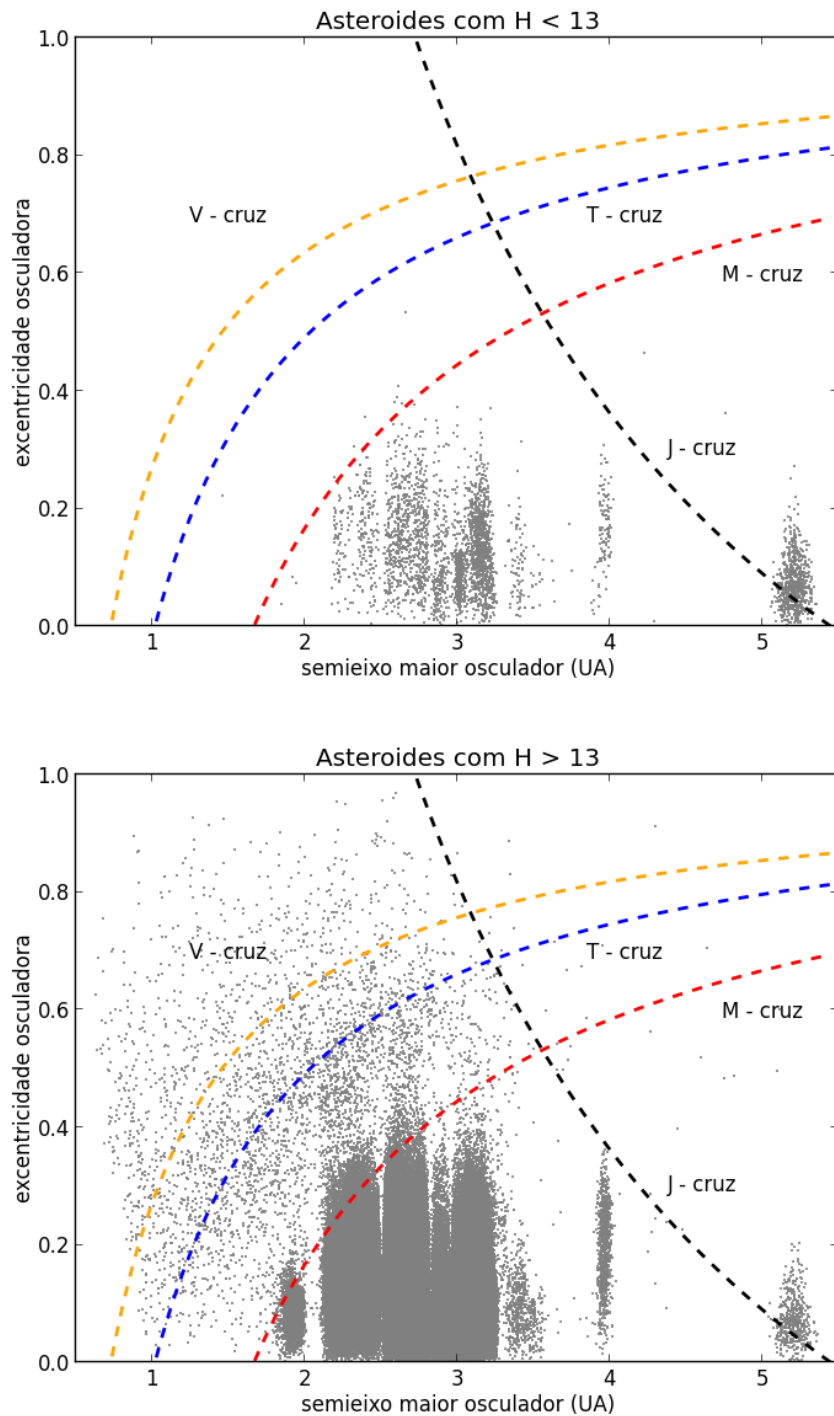


Figura 1.1: Reprodução atualizada do gráfico feito por Milani (1999): no gráfico superior vemos a distribuição de pequenos corpos com magnitudes absolutas menores que 13; no gráfico inferior podemos ver a distribuição de pequenos corpos com magnitudes absolutas maiores que 13. As linhas indicam a região do espaço onde os corpos passam a cruzar a órbita dos planetas. Podemos observar que temos poucos objetos grandes cruzando a órbita dos planetas e muitos objetos pequenos nesse regime.

teoriza que um evento catastrófico gerado pela colisão de um asteroide/cometa extinguiu os dinossauros há 65 milhões de anos, ou de forma local, como o evento ocorrido em 30 de junho de 1908 na Sibéria central. Nesta data uma bola de fogo cruzou o céu (possivelmente um cometa) e a interação deste corpo com a superfície da Terra resultou na devastação de dois mil quilômetros quadrados de floresta. O evento Tunguska, como ficou conhecido, se ocorresse em uma região densamente populada, como a cidade de São Paulo, teria gerado uma catástrofe de grandes proporções.

Quando um pequeno corpo do Sistema Solar penetra a atmosfera da Terra e tem um tamanho suficientemente pequeno para não causar a destruição da humanidade mas é suficientemente grande para não ser desintegrado totalmente devido ao atrito com a atmosfera, seus fragmentos, *os meteoritos*, podem ser encontrados e recolhidos na superfície. Os meteoritos são amostras geológicas que nos permitem vislumbrar e entender a química, mineralogia e as propriedades físicas de seus corpos progenitores, através de análises precisas em laboratórios. Um dos resultados importantes obtidos a partir da análise dos meteoritos é a determinação da idade do Sistema Solar, que hoje é estimada em $4,564 \times 10^9$ anos, com base na datação de inclusões ricas em cálcio-alumínio (conhecidas na literatura como CAI) observadas em meteoritos. Essas inclusões são considerados como os primeiros sólidos formados na nebulosa solar (Gilmour, 2002; Bouvier e Wadhwa, 2010; Connelly *et al.*, 2012).

Atualmente acredita-se que a maior parte dos meteoritos são fragmentos de asteroides, em particular, de um grupo denominado de NEAs (Morbidelli e Froeschlé, 1998). NEA é um acrônimo para a o termo em inglês *Near Earth Asteroid*; esses objetos são caracterizados por terem órbitas que se aproximam a uma distância menor que 0,3UA da órbita da Terra. Diversos trabalhos indicam que estes corpos seriam predominantemente originários do cinturão principal de asteroides (Binzel *et al.*, 1992; Gladman *et al.*, 1997; Migliorini *et al.*, 1998; Bottke *et al.*, 2002).

Deste modo, temos um cenário em que objetos do cinturão principal de asteroides são transportados para regiões próximas da Terra e eventualmente entram em nossa atmosfera e pode ser recolhidos e analisados, em outras palavras podemos ter acesso a

informação sobre as propriedades físicas, em particular a composição dos asteroides. Porém a relação entre meteoritos específicos e seus asteroides progenitores é muito difícil de ser obtida e um grande número de questões ainda estão a serem respondidas.

O asteroide (4) Vesta, localizado na região interna do cinturão principal de asteroides, é o único grande asteroide que apresenta uma crosta basáltica. Essa crosta encontra-se praticamente intacta a menos de duas grandes crateras observadas no polo sul. Estas crateras foram formadas, curiosamente, por impactos muito próximos. O primeiro impacto ocorreu aproximadamente há 2 bilhões de anos atrás e a segunda colisão ocorreu por volta de 1 bilhão de anos atrás (Schenk *et al.*, 2012). Foi identificada uma família dinâmica de asteroides associada a (4) Vesta, a família de Vesta, que atualmente contém aproximadamente 13.000 asteroides e inúmeros membros apresentam as mesmas propriedades superficiais que (4) Vesta. Neste cenário é evidente que a atual família de Vesta é fruto das colisões e como, inicialmente, não se conhece outro grande objeto basáltico entre os asteroides, e sabendo ainda que existem mecanismos que transportam objetos do cinturão principal de asteroides para a população de NEAs, é bastante intuitivo assumir que todos os asteroides basálticos e meteoritos compatíveis com a mineralogia basáltica sejam oriundos de (4) Vesta.

Tem-se identificado asteroides basálticos nas redondezas da família de Vesta, porém estes corpos encontram-se longe o bastante para não serem classificados como membros da família dinâmica. Quando Lazzaro *et al.* (2000) apresentaram a descoberta de (1459) Magnya, um pequeno asteroide basáltico de aproximadamente 20 km de diâmetro (Delbo *et al.*, 2006) na região externa do cinturão principal de asteroides ($\sim 3,1$ UA), uma nova janela se abriu, pois este resultado aponta para a existência de uma segunda fonte de objetos basálticos ou para um mecanismo dinâmico desconhecido que tenha transportado este objeto da região de (4) Vesta até o local onde ele se encontra atualmente.

Na última década, vários trabalhos identificaram asteroides basálticos ao longo do cinturão principal de asteroides (Moskovitz *et al.*, 2008; Solonoi *et al.*, 2012).

Estas novas descobertas levam a um novo olhar sobre o cenário anterior, onde a única fonte de asteroides basálticos era (4) Vesta. Agora temos três possibilidades (i) objetos basálticos observados fora da família dinâmica de Vesta são fugitivos da família, (ii) existem outras fontes ou processos, além de (4) Vesta, que dão origem aos asteroides basálticos no cinturão principal, ou (iii) o fato de i e ii terem ocorrido simultaneamente ou não.

Nesvorný *et al.* (2008) realizaram extensas simulações numéricas com o objetivo de reproduzir, o mais precisamente possível, a evolução dinâmica de fragmentos ejetados de (4) Vesta em escalas de tempo comparáveis à idade da família. Os resultados desse trabalho mostram que uma fração relativamente grande de membros originais da família de Vesta pode ter evoluído para fora das fronteiras da família e agora estão dispersos ao longo da parte interna do cinturão principal de asteroides. Por outro lado, nem todos os objetos basálticos conhecidos na parte interna puderam ser explicados. Este resultado novamente levanta duas possibilidades: estes asteroides não são oriundos de (4) Vesta, ou existiu algum processo/evolução dinâmica que os transportou para sua posição presente. O trabalho de Nesvorný e colaboradores é relevante para a tese, pois os resultados dessa simulação indicam que membros da família de Vesta tornam-se cruzadores da órbita de Marte, e esta configuração é propícia para que estes objetos sejam transportados para outras regiões do cinturão principal de asteroides. Abordaremos este assunto com mais detalhe no capítulo 3.

Os fragmentos, que chamaremos de *vestoides*³, ao serem gerados no processo de formação da família de Vesta são transportados para a região dos asteroides NEAs por várias rotas dinâmicas. Uma destas rotas envolve tornar-se cruzador da órbita de Marte. Atualmente é comum identificar asteroides basálticos entre a população de NEA's porém um número insignificante destes é encontrado entre a população de asteroides cruzadores da órbita de Marte. Isto pode estar relacionado a dois aspectos: um viés observacional, ou seja, estes objetos simplesmente não foram observados ainda, ou um viés dinâmico, ou seja, os mecanismos propostos no transporte não

³Vestoides são os membros da família de dinâmica associada ao asteroide (4) Vesta que apresentam classificação taxonômica tipo-V.

são fidedignos aos dados observacionais. No capítulo 4 vamos apresentar nossos resultados acerca da confirmação de três asteroides tipo-V entre a população de cruzadores da órbita de Marte.

Uma última questão abordada no capítulo 5 desta tese está relacionada com uma subpopulação dos NEAs, os Atiras. Estes objetos possuem órbitas interiores à órbita da Terra e atualmente só conhecemos 13 asteroides desta população. Por sua própria natureza orbital, os Atiras só podem ser observados em pequenos valores de alongação solar (Masi, 2003), o que impõe restrições observacionais sobre este grupo. Antes mesmo que o primeiro Atira fosse descoberto, Michel *et al.* (2000) apresentaram um estudo onde estimam que o atual número mínimo de asteroides Atiras é 375. Essa carência de objetos pode estar relacionada com um viés observacional, entretanto uma hipótese que ainda não pode ser descartada é que este grupo não se comporte como os demais NEAs. Michel *et al.* (2000) também chamaram a atenção para o fato de que é importante compreender esta população, pois uma ameaça oriunda dos Atiras não pode ser desconsiderada a longo prazo, uma vez que diferentes mecanismos dinâmicos, ainda não bem compreendidos, podem colocar estes objetos em órbitas que cruzam a órbita da Terra.

Nas próximas subseções discutiremos o problema da distribuição espacial dos asteroides e sua relação com a dinâmica, evolução colisional, e propriedades físicas. No capítulo 2 introduziremos os principais mecanismos de transporte dinâmico conhecidos. Os capítulos 3, 4 e 5 estão destinados a apresentar os resultados da tese. Por fim, o capítulo 6 contém as conclusões.

1.1 Distribuição espacial dos asteroides

A órbita osculadora de um asteroide é dada por uma elipse e esta é caracterizada por um conjunto de cinco parâmetros (a , e , I , ω e Ω), que caracterizam o tamanho, a forma e sua orientação no espaço para um dado instante. O objeto é localizado temporalmente sobre esta órbita através do uso de um ângulo M que varia uniformemente com o tempo, este ângulo é chamado de anomalia média. Uma ilustração é

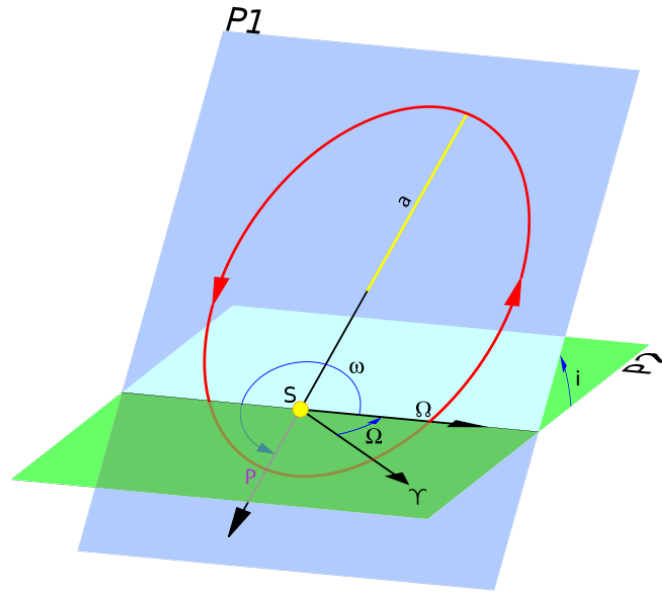


Figura 1.2: Esquemática de uma órbita osculadora, S é o Sol, $P2$ o plano da eclíptica, $P1$ o plano da órbita, Ω o nó ascendente, Υ o ponto vernal, Ω longitude do nó ascendente, ω o argumento do periélio, a é o semieixo maior e i inclinação orbital.

mostrada na figura 1.2. No âmbito do problema de dois corpos os cinco parâmetros a , e , I , Ω e ω são constantes no tempo, porém no caso real, $a(t)$, $e(t)$, $I(t)$, $\Omega(t)$ e $\omega(t)$ são funções que dependem do tempo.

Quando o número de asteroides conhecidos se tornou o suficientemente grande, ficou evidente que eles se agrupavam em torno de certos valores de elementos orbitais osculadores. Desta maneira foi possível identificar *grupos dinâmicos de asteroides*, na definição destes grupos dinâmicos não foi levado em conta nenhuma propriedade física dos objetos, apenas propriedades dinâmicas. Fazendo um histograma do semieixo maior (figura 1.3) podemos observar três grupos dinâmicos, os Hungarias, Hildas e Troianos. Também é possível ver lacunas em 2,006UA, 2,501UA, 2,820UA, 2,957UA e 3,277UA; estes semieixos maiores estão localizados de tal forma que um asteroide que se encontra nestas posições apresenta uma comensurabilidade de período orbital com Júpiter de 4:1, 3:1, 5:2, 7:3 e 2:1 respectivamente. Essa configuração é chamada de ressonância de movimentos médios. Uma vez estando nesta configuração, a excentricidade dos objetos, em geral, começa a ser aumentada levando os asteroides a cruzar primeiro a órbita de Marte e posteriormente a de

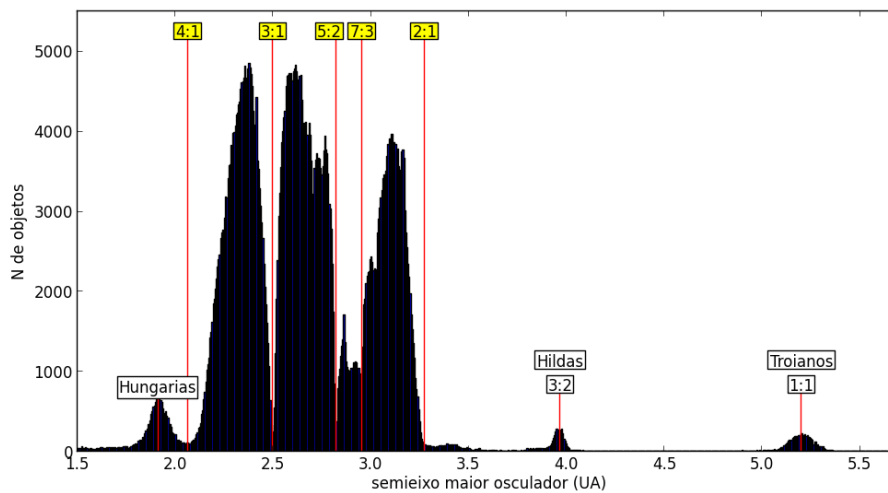


Figura 1.3: Distribuição de asteroides entre Marte e Júpiter. As principais lacunas de asteroides ocorrem perto das ressonâncias de movimentos médios com Júpiter, caixas em amarelo. As concentrações de asteroides são encontrados perto de outras ressonâncias (caixas em branco).

outros planetas terrestres, e em alguns casos também de Júpiter, até eventualmente ser removido desta região. Isto se torna claro quando observamos na figura 1.3 a posição das ressonâncias de movimentos médios e as lacunas na distribuição dos asteroides em semieixo maior.

Os asteroides chamados de Hungarias pertencem a um grupo dinâmico definido no espaço dos elementos osculadores, eles orbitam o Sol entre 1,78UA e 2,00UA, tem excentricidades menores que 0,18 e inclinações orbitais entre 16° a 34° , atualmente conhecemos aproximadamente 5.000 destes objetos (Spratt, 1990). Os asteroides membros do grupo dinâmico de Hilda são asteroides que se encontram em uma ressonância de movimentos médios 3:2 com Júpiter, estes objetos tem um semieixo maior entre 3,7UA e 4,2UA, excentricidades menores que 0,3, e inclinações orbitais inferiores à 20° . Os asteroides do grupo dos Troianos então em uma ressonância 1:1 com Júpiter e distribuídos simetricamente em duas populações, uma se encontra 60° à frente e a outra 60° atrás de Júpiter, nos pontos chamados de pontos lagrangianos L4 e L5, respectivamente.

Analisando a distribuição de semieixo maior versus inclinação e excentricidade do cinturão principal de asteroides, podemos identificar o grupo de Phocaea e mais duas

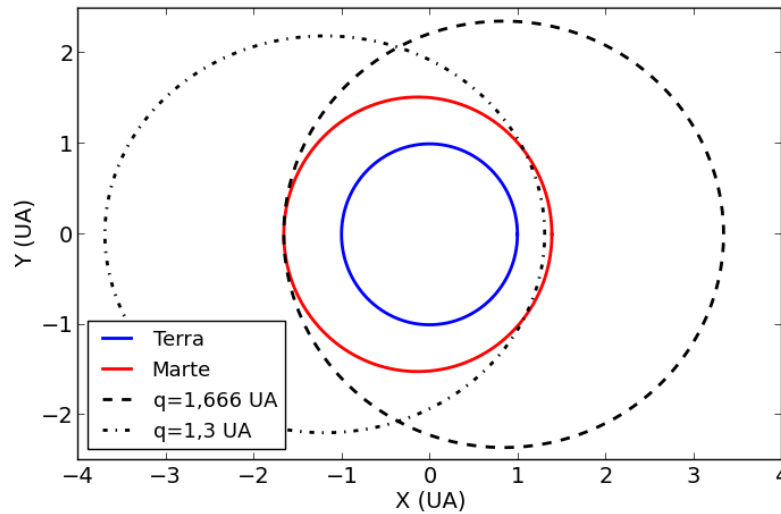


Figura 1.4: Órbitas limites para o grupo dos asteroides cruzadores da órbita de Marte.

estruturas bastantes claras. No grupo de Phocaea residem asteroides com semieixo maior entre 2,25UA e 2,5UA, estes objetos tem excentricidades maiores do que 0,1 e inclinações orbitais entre 18° e 32° .

O grupo dos asteroides cruzadores da órbita de Martes (MCs, sigla do termo em inglês, *Mars-Crossing*) são asteroides que apresentam distâncias periélicas, (q) entre 1,3UA e 1,666UA com a condição de ter semieixo maior $< 3,2$ UA. Este critério é baseado no fato que o afélio de Marte é igual a 1,666UA, deste modo um corpo do cinturão principal de asteroides e que tenha um periélio igual ou menor a 1,666UA pode vir a cruzar a órbita de Marte dependendo do seu argumento do periélio. Na figura 1.4 podemos ver as configurações limites para um objeto com $a = 2,5$ UA no grupo dos MCs; a órbita com $q = 1,3$ UA e $\omega = 0^\circ$ representa o limite inferior e a órbita com $q = 1,666$ UA e $\omega = 180^\circ$ representa o limite superior. Na figura 1.5 podemos observar a distribuição dos asteroides MCs, estes objetos estão distribuídos em inclinação orbital de forma inhomogênea o mesmo pode ser visto na distribuição em excentricidade ao longo da faixa dos MCs.

A IAU define asteroides próximos da Terra (NEAs) como um grupo com distâncias periélicas $q < 1,3$ UA. Desta definição resulta que um asteroide é dito pertencente ao grupo dos NEAs quando sua trajetória o traz a uma distância inferior a

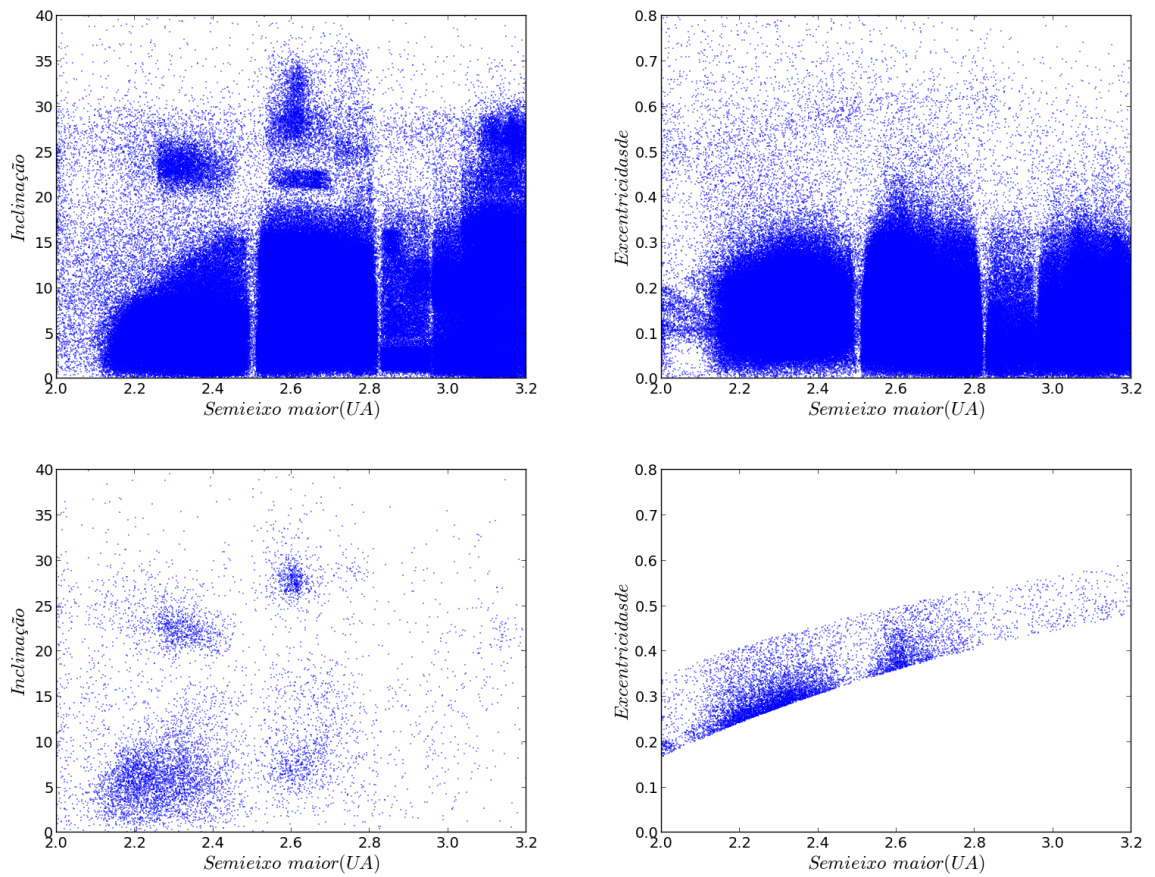


Figura 1.5: Distribuição dos elementos osculadores inclinação orbital e excentricidade: a cima temos a distribuição do asteroides do cinturão principal, podemos observar três grupos dinâmicos em alta inclinação, destaca-se o grupo Phocaea. Nos gráficos à baixo é apresentado o grupo de asteroides cruzadores da órbita de Marte.

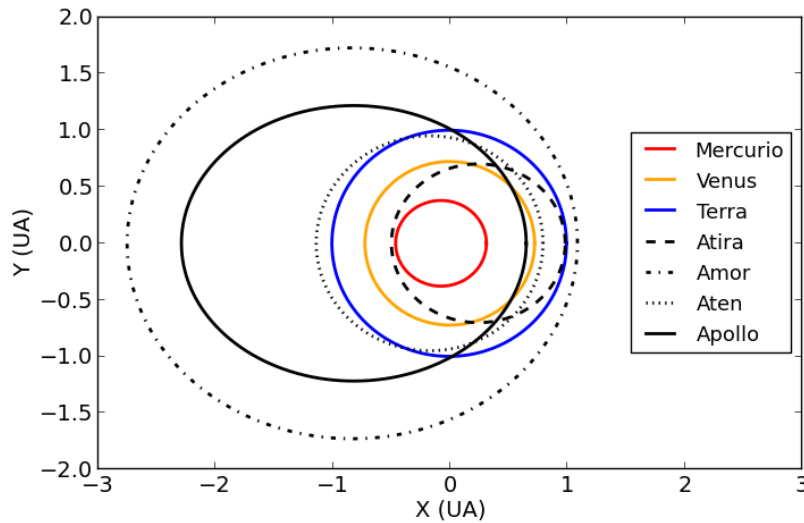


Figura 1.6: Configuração das órbitas dos subgrupos dos NEA's.

0,3 UA da órbita da Terra. Os NEAs são subdivididos em quatro subgrupos: Amor, Apollo, Aten e Atira. Um asteroide é classificado como membro do subgrupo Amor quando sua órbita cumpre com a condição: $1,017 \text{ UA} < q < 1,333 \text{ UA}$. O subgrupo Apollo é definido pelas condições: $a > 1,0 \text{ UA}$ e $q < 1,07 \text{ UA}$. O subgrupo Aten é definido tal que $a < 1,0 \text{ UA}$ e $Q > 0,983 \text{ UA}$ (Q é a distância afélica). Os asteroides membros do subgrupo Atira tem $Q < 0,983 \text{ UA}$, estes objetos também são conhecidos como asteroides interiores à órbita da Terra (Morbidelli *et al.*, 2002), ver figura 1.6.

A partir da teoria secular planetária sabe-se que a evolução temporal de um elemento orbital osculador qualquer, $E(t)$, pode ser descrita em forma genérica como $E(t) = E_p + \text{termos periódicos}$. O termo E_p é uma constante denominada elemento próprio, e constitui uma propriedade dinâmica intrínseca do movimento do pequeno corpo sob a perturbação gravitacional dos planetas.

Uma *família dinâmica de asteroides* é um conjunto de objetos identificados no espaço dos elementos próprios, semieixo maior, excentricidade e inclinação orbital, por exemplo. Acredita-se que este grupo de asteroides tenha uma origem comum devido a uma colisão entre um projétil, assumidamente pequeno, e um corpo maior. Historicamente o termo famílias de asteroides foi cunhado por Hirayama (1918),

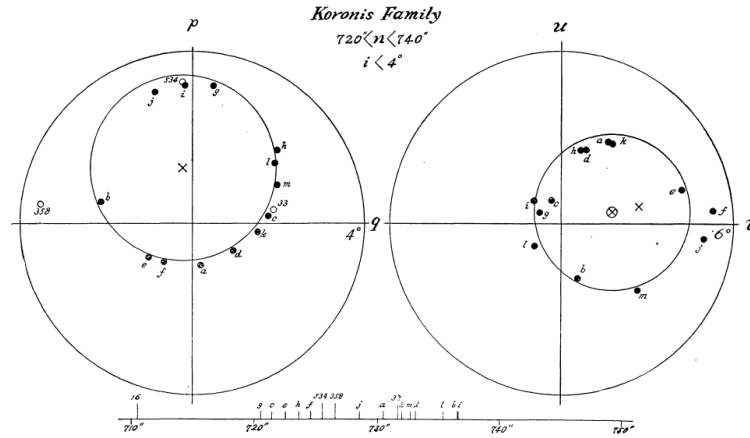


Figura 1.7: Gráfico extraído de Hirayama (1918), as coordenadas são $p = \tan(i)\sin(\Omega)$, $q = \tan(i)\cos(\Omega)$, $u = e\sin(\omega)$, $v = e\cos(\omega)$. Obtemos da teoria secular que: $p = p + N\sin(ht + \beta)$, $q = q + N\cos(ht + \beta)$, $u = ku + M\sin(gt + a)$, $v = kv + M\cos(gt + a)$, sendo p, q, u, v os valores correspondentes para Júpiter, g, h funções do semieixo maior do asteroide e M, N, β, a são constantes que dependem das condições iniciais do asteroide. É neste ponto que surge a evidencia para se assumir que os objetos tem uma origem em comum, pois se um grupo de asteroides tem órbitas inicialmente próximas, suas pequenas diferenças em M, N não se alteram significativamente ao longo do tempo, de forma que eles se mantêm-se movendo com o mesmo raio, enquanto que sua pequena diferença nas frequências g e h faz com que rapidamente eles se espalhem em uma circunferências, como visto na figura.

que utilizando o conceito de elemento próprio e analisando 790 orbitas, identificou três famílias: Koronis, Eos e Themis. As famílias foram batizadas com o nome do primeiro membro descoberto; na figura 1.7 podemos ver o resultado obtido para família de Koronis. Atualmente (por exemplo Zappalà *et al.* (1990, 1994, 1995)) uma forma de se identificar famílias dinâmicas de asteroides é o método de agrupamento hierárquico (HCM, sigla em inglês para Hierarchical Clustering Method). O HCM consiste em organizar os dados em uma hierarquia com uma estrutura tipo árvore e a base para a organização é a distância entre os dados. Se os dados estão representados em um espaço que descreve suas propriedades, a distância entre os dados vai indicar o quão semelhantes os dados são. A representação gráfica da hierarquia resultante é um gráfico de árvore estruturada chamado de dendrograma.

A presença de um asteroide em uma família dinâmica não necessariamente garante que este objeto tenha uma origem em comum com os demais membros da família, pois tal asteroide, chamado de *interloper*, já poderia existir na região antes

da família se formar, ou ainda poderia ter sido implantado na família por algum processo de evolução dinâmica. Supondo que as famílias foram criadas pelo rompimento de corpos progenitores, é de se esperar uma distribuição de propriedades superficiais dos seus membros compatíveis com a do corpo rompido.

Uma forma de refinar a identificação de membros de uma famílias de asteroides é a introdução de propriedades físicas no método de determinação. Parker *et al.* (2008) introduz no método de determinação dos membros as cores visíveis obtidas do catálogo *SDSS⁴ moving object catalog*. Este catálogo fornece a fotometria em cinco bandas no visível de aproximadamente 220.000 asteroides. Ao combinar as propriedades dinâmicas (elementos próprios) com as propriedades físicas (cores), a determinação das famílias torna-se mais robusta e a separação entre asteroides membros de uma família e asteroides intrusos fica mais evidente. Com a disponibilidade de albedos geométricos providos pela missão *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE) para cerca de 100.000 asteroides, Carruba *et al.* (2013) propõem a inclusão desta propriedade, juntamente aos dados do SDSS, no método de identificação de famílias. O novo método é bastante eficaz na determinação de objetos realmente pertencentes às famílias, e ainda possibilita a identificação do halo das famílias⁵ com baixos percentuais de prováveis intrusos.

1.2 Propriedades físicas dos asteroides

As principais propriedades físicas observáveis de um asteroide são: forma, tamanho, massa, rugosidade, composição mineralógica superficial, albedo e período de rotação, e muitas destas propriedades podem ser inferidas desde a Terra com boa precisão. Até o início dos estudos dos pequenos corpos do Sistema Solar por sondas espaciais, a única forma de se obter informações sobre estas propriedades era através

⁴O Sloan Digital Sky Survey (SDSS) é um dos estudos mais ambiciosos na história da astronomia. Ao longo de oito anos de operações (SDSS-I, 2000-2005; SDSS-II, 2005-2008), obteve imagens profundas em multi-cores que cobrem mais de um quarto do céu e criou mapas em 3 dimensões com mais de 930 mil galáxias e mais de 120.000 quasares.

⁵O halo é o conjunto de asteroides que se distribuem fora, mas próximos, dos limites da família dinâmica quando identificada apenas a partir dos elementos próprios. Presume-se que o halo estaria majoritariamente constituído por fugitivos da família através de diferentes processos dinâmicos.

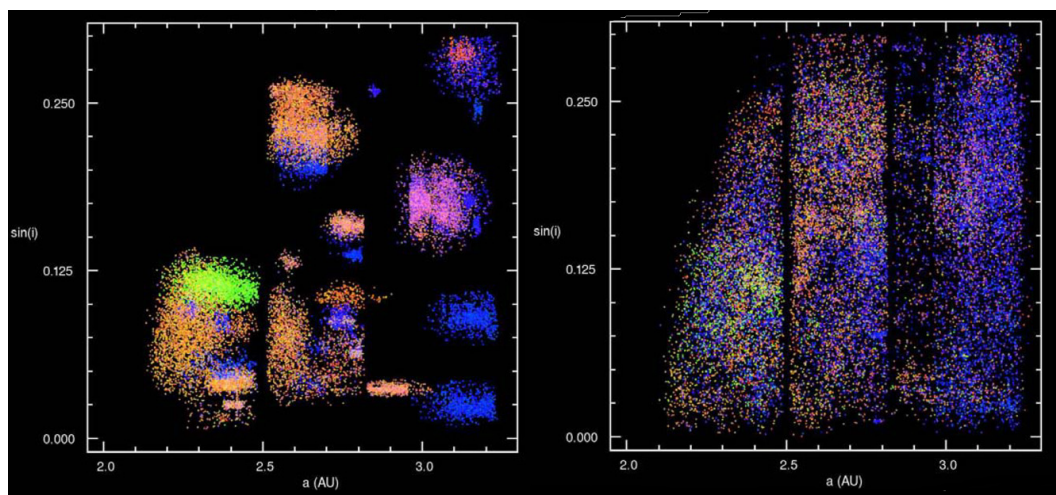


Figura 1.8: À esquerda: famílias obtidas por Parker *et al.* (2008) utilizando as cores SDSS em sua metodologia de identificação; à direita asteroides do fundo, ou seja, asteroides não identificados como membros de uma família.

da luz do Sol refletida pela superfície dos asteroides que chega até a Terra. Com o avanço das viagens espaciais, hoje podemos não só ver com mais detalhes a forma destes objetos, como também aumentamos a precisão das informações sobre a superfície dos mesmos. Entretanto, os dados das sondas ficam restritos a um número muito pequeno de objetos.

Logo após a descoberta dos primeiros asteroides, percebeu-se que estes objetos apresentavam diferenças em relação a sua composição superficial. Herschel (1802) publicou em seu trabalho que a cor de Ceres⁶ era diferente da cor observada em (2) Pallas. Essa diferença entre as cores de Ceres e (2) Pallas só poderia ser explicada, assumindo que a composição superficial destes objetos fosse diferente. O trabalho de Bobrovnikoff (1929), baseado na análise espectroscópica, constatou que o espectro de Ceres era mais azul que do asteroide (2) Pallas. Só a partir da década de setenta acumulamos uma quantidade de dados suficiente para elaborar um estudo detalhado sobre a distribuição das propriedades físicas dos asteroides.

Os asteroides apresentam formas muito irregulares, na figura 1.9 podemos ver uma comparação entre o tamanho e a forma de diversos asteroides com o planeta anão Ceres, pode-se ver que objetos maior, nestes exemplos, são mais regulares em forma, que os objetos menores.

⁶Ceres há época foi definido como asteroide, atualmente é classificado como planeta anão

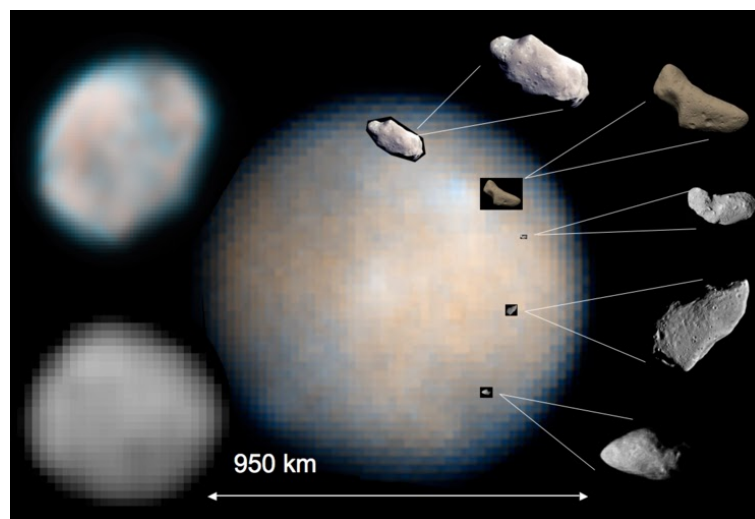


Figura 1.9: No sentido horário a partir do canto inferior esquerdo temos: (2) Pallas, (4) Vesta, (243) Ida, (433) Eros, (25143) Itokawa, (951) Gaspra, (5535) Annefrank e no centro Ceres. Interessante notar que os objetos maiores apresentam formas redondas, isto pode indicar uma origem primordial destes corpos. Fonte: *Schmidt, Britney Elyce, Characterizing the protoplanets: observations and geophysics of Pallas, Vesta and Ceres, PhD Dissertation, University of California at Los Angeles, June 2010*

A análise do espectro de reflexão de um asteroide fornece informações sobre sua possível composição superficial e uma caracterização mineralógica dos asteroides e a investigação de possíveis ligações genéticas com os meteoritos obtidos na Terra. Alguns minerais exibem bandas de absorção características na região do visível e infravermelho próximo, regiões onde, atualmente, a maioria dos asteroides são observados. Dois parâmetros são importantes para a análise mineralogia dos espectros, estes parâmetros são os centros das bandas de absorção, um esquema pode ser visto na figura 1.10 à direita. A partir deste parâmetros pode-se estudar um diagrama: centro da banda I vs centro da banda II, isto nos permite caracterizar a superfície destes objetos, na figura 1.10 à esquerda podemos ver o dados obtidos pela sonda Dawn, ela observou a superfície de 4 Vesta e permitiu verificar que majoritariamente sua superfície é compatível com meteoritos HEDs (Howarditos, Eucritos e Diogenitos). Os meteoritos HED são a classe mais abundante de meteoritos acondritos⁷ sendo compostos por rochas ígneas ou breccias de fragmentos de rochas ígneas.

⁷Os meteoritos acondritos apresentam como principal característica a ausência de côneos, os quais muito provavelmente foram derretidos em episódios de intenso aquecimento.

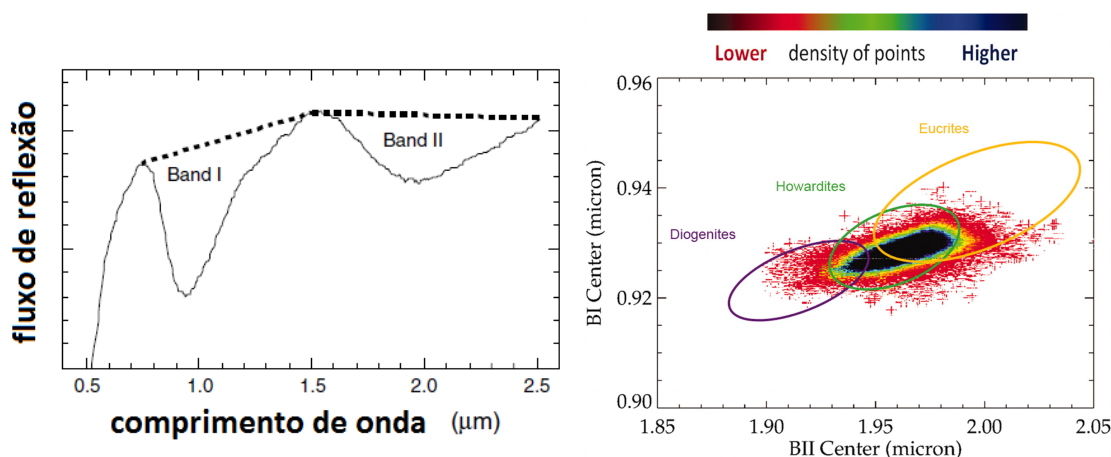


Figura 1.10: Figura à esquerda: A curva de reflectância espectral de uma amostra de meteorito composto com olivina-piroxênio. O centro de banda é calculado dividindo o contínuo linear (para remover os efeitos de inclinação espectral) e o ajuste de uma função polinomial para o intervalo de comprimento de onda no em torno do mínimo na curva. Na figura à direita: centro da Banda I vs centro da banda II. Verde, amarelo, violeta e ovais são a distribuição de howardites, eucrites e diogenites, respectivamente. O gráfico de dispersão representa a distribuição dos dados obtidos pela missão Dawn ao mapear a superfície de 4 Vesta (De Sanctis *et al.*, 2012).

1.2.1 Classificação taxonômica de asteroides

A palavra taxonomia remonta à classificação de organismos ou de uma determinada classificação de organismos, porém de forma mais ampla, podemos dizer que a taxonomia é a arte de separar um conjunto de *coisas* ou *conceitos* em subconjuntos que compartilham de características específicas em comuns. Estes subconjuntos, ou classes taxonômicas, podem ser construídas de forma automática ou manual e diversos métodos matemáticos/estatísticos podem ser utilizados para a definição das classes. A taxonomia, quando aplicada ao estudo dos asteroides, nos permite classificar estes objetos de acordo com suas propriedades superficiais, como as cores, espectros e albedos.

A classificação taxonômica de asteroides foi iniciada com o trabalho de Chapman *et al.* (1975). Os autores analisaram dados espectrofotométricos e polarimétricos de 110 asteroides e construíram três classes taxonômicas C, S e U. O grupo C foi associado a objetos com superfície de material carbonáceo, o grupo S relacionado com silicatos e o grupo U, destinado aos objetos que não se enquadravam nos grupos S e C; 90% dos asteroides analisados foram classificados em um dos grupos (S ou C).

Chapman *et al.* (1975) ressaltam que indícios deste dois grupos S e C já tinham sido observados por Wood e Kuiper (1963) e Hapke (1971), porém não com uma quantidade de dados tão significativa. Embora, em geral, não há uma relação unívoca entre uma classe taxonômica e uma mineralogia específica a classificação taxonômica impõe algumas restrições sobre a possível mineralogia do corpo estudado. Explicitar a evolução da taxonomia no estudo dos asteroides foge do escopo desta tese, uma revisão pode ser obtida em Hasselmann, P. H., "*Nova metodologia para associação de fotometria do SDSS Moving Object Catalog 4 e taxonomia de asteroides*" (2009), 51. Vamos nos concentrar em três classificações a classificação proposta por Tholen (1984), a classificação taxonômica de Bus e Binzel (Bus, 1999; Bus e Binzel, 2002b) e a classificação taxonômica proposta por Carvano *et al.* (2010).

A **taxonomia de Tholen** destacou-se por ser construída a partir de uma base de dados homogênea, um subconjunto do catálogo fotométrico **ECAS**⁸, e também por trazer um nova metodologia de classificação. A base de dados é constituída de observações fotométricas de alta qualidade de 405 asteroides e albedos **IRAS**⁹, porém os albedos foram usados de forma auxiliar e não estavam disponíveis para todos os asteroides. A classificação foi realizada em um espaço de 6 dimensões definidos pelas cores ECAS. Uma vez definido o espaço, o primeiro passo do processo de classificação foi aplicar uma técnica de análise multivariada chamada Análise de Componentes Principais (PCA, sigla em inglês). Esta técnica permite, a partir de uma transformação linear que leva em conta a variância dos dados, obter um subespaço de dimensão bastante reduzida que conserva a maioria das informações correlacionadas do espaço original. Tholen obteve que a primeira componente principal apresentava 68% da variância total dos dados e que a segunda componente principais apresentava 27%. Assim um subespaço de duas dimensões concentra 95% da variância e este resultado indica que a base de dados apresentava duas caracterís-

⁸ECAS é o acrônimo para *Eight Color Asteroid Survey*, um levantamento espectrofotométrico de 589 corpos menores em um sistema fotométrico com oito bandas que varrem o comprimento de onda de 0,34 - 1,04 microm (Zellner *et al.*, 1985).

⁹IRAS é o acrônimo para *Infrared Astronomical Satellite*, é um catálogo com albedo e diâmetro de mais de 500 asteroides.

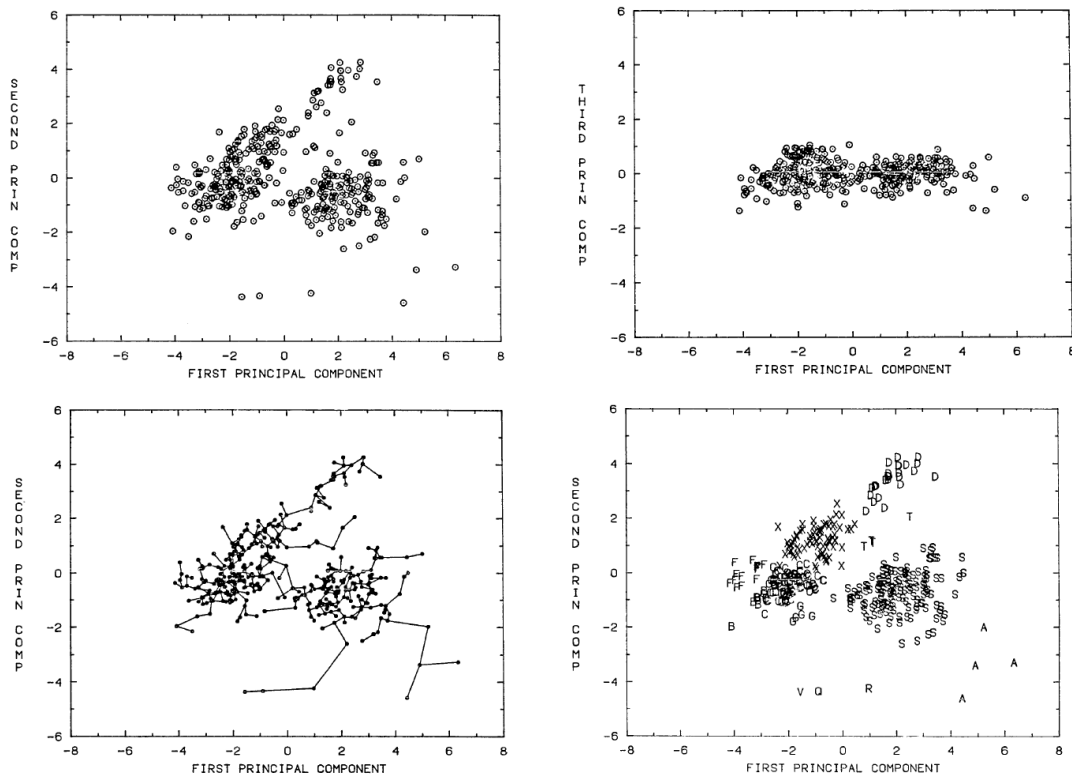


Figura 1.11: No painel superior temos a distribuição das componentes principais pc_1 vs pc_2 (esquerda) e pc_1 vs pc_3 (direita) ; no painel inferior temos o diagrama da árvore minimal no espaço pc_1 vs pc_2 (esquerda) e a distribuição das classe taxonômicas nesse mesmo espaço (direita). Fonte:Tholen (1984)

ticas dominantes que foram identificadas com a presença, ou não, de uma banda de absorção em torno de 10.000 e com o comportamento do espectro no ultravioleta.

No espaço definido pela primeira e segunda componentes principais aplicou-se um algoritmo de árvore minimal para identificação de agrupamentos. Este método é uma forma de agrupamento hierárquico. Nele, os dois objetos mais próximos entre si são interligados. O objecto seguinte é então ligado com qualquer um dos dois primeiros objetos, de tal modo que a distância é minimizada, ver figura 1.11.

As classes taxonômicas definidas por Tholen foram: A, B, G, F, C, D, S, T, V, R e Q, e em particular as três últimas, V, R e Q, são compostas por um único asteroide na amostra. O albedo foi utilizado (ver figura 1.12) para definir três classe que apresentam o mesmo comportamento espectral, E, M e P. Asteroides com alto albedo foram designados pela classe E, os de albedo médio pela classe M e os de baixo albedo pela classe P. Os asteroides que não possuíam albedo foram classificados

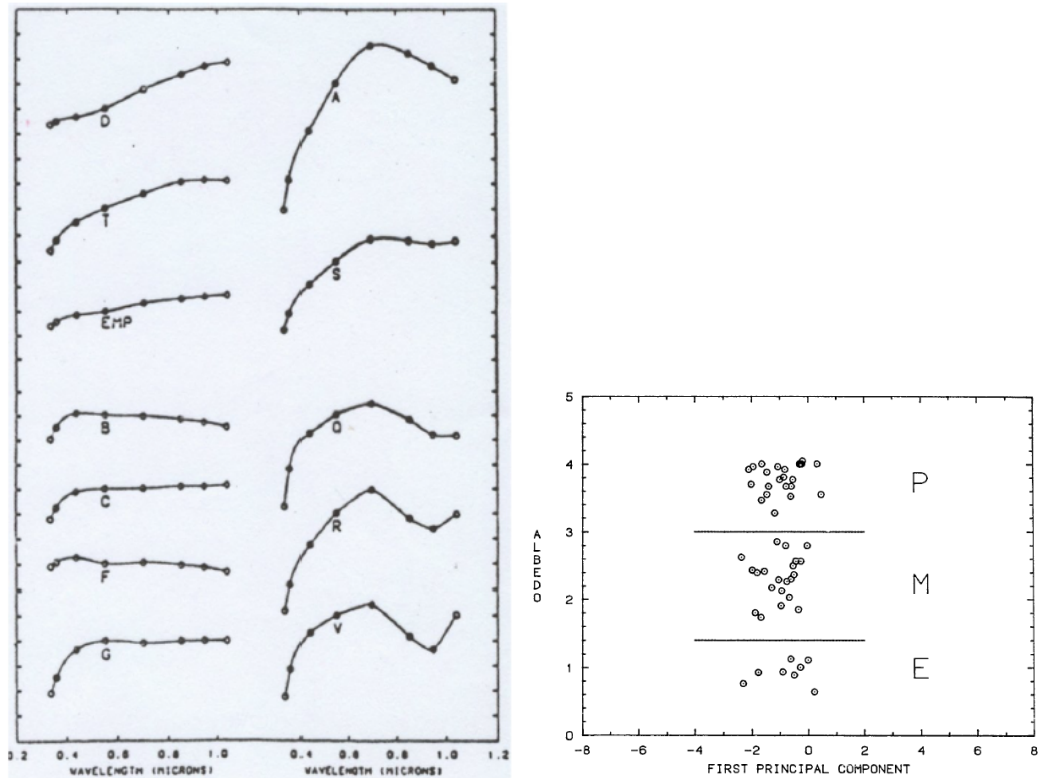


Figura 1.12: À esquerda os modelos para cada classe proposto por Tholen, à direita a separação em albedo usada para caracterizar as classes degeneradas P, M e E. Fonte:Tholen (1984)

genericamente como da classe X. Podemos ver na figura 1.12 os modelos espectrais para cada classe taxonômica.

Bus e Binzel (2002b); Bus (1999) propõem uma classificação taxonômica, **conhecida como taxonomia de Bus** baseada em 1447 espectros (Bus e Binzel, 2002a) de objetos do cinturão principal de asteroides, que em geral possuíam diâmetros estimados menores que 30km. Os espectros cobriam o comprimento de onda no visível (4.400 ate 9.200), melhorando substancialmente a resolução quando comparados com a base de dados ECAS. Essa nova taxonomia baseia-se apenas na análise detalhada da presença ou ausência de características espectrais específicas para definir os limites das classes taxonômicas.

O procedimento para a delimitação das classes é: (i) inicialmente cada espectro é interpolado por um função e re-amostrado em 48 comprimentos de onda igualmente espaçados entre 4.400 e 9.200 , e normalizado em 5.500 . A inclinação espectral é então calculada como o coeficiente angular da reta ajustada por mínimos quadrados

sobre todo o espectro e que tem valor unitário em 5500 ; (ii) de cada espectro re-amostrado e normalizado é descontada a respectiva inclinação espectral e é então aplicada a análise de componentes principais. Bus e Binzel (2002b) utilizam isto para manter o procedimento próximo do realizado por Tholen (1984). Uma vez de posse da inclinação espectral e da segunda e terceira componentes principais (PC2 é sensível à presença de bandos de absorção e PC3 à profundidade das bandas) se procede à determinação das classes.

O resultado obtido foi a formação de 26 classes taxonômicas: A, B, C, Cb, Cg, Cgh, Ch, D, K, L, Ld, O, Q, R, S, Sr, Sa, Sk, Sl, Sq, T, V, X, Xc, Xe e Xk. As características de cada uma delas podem ser vistas na figura 1.13. Em geral, estas classes específicas são agrupadas em grupos maiores, os denominados complexos. Os complexos podem ser definidos de varias maneiras; por exemplo Gil-Hutton e Brunini (2008) propuseram que as classes fossem divididas em cinco complexos: C, D, S, O, X. O **complexo C** é composto pelas classes C, Cb, Cg, Ch, Cgh e B; o **complexo D**, inclui os tipos D, Ld e T; o **complexo S** agrupa os tipos S, Sk, Sq, Sl, Sa, Sr, A, K e R; o **complexo O** inclui as classes O, Q e V; e por fim o **complexo X**, é constituídos pelas classes X, Xe, Xc e Xk.

A partir das cores fornecidas pelo catálogo SDSS-MOC4, Carvano *et al.* (2010) aplicaram uma classificação taxonômica baseada nas taxonomias anteriores. Levando em consideração que o SDSS-MOC4 é a maior base de dados fotométricos de asteroides disponível, estudar a taxonomia fornecida por este dados pode dar informações importantes sobre a formação, evolução e distribuição espacial dos asteroides, bem como ajudar a localizar candidatos com espectros mineralogicamente interessante para observações espectroscópicas.

Como vimos, o *Sloan Digital Sky Survey* utiliza cinco filtros u, g, r, i e z que estão centrados respectivamente em: 3.540 , 4.770 , 6.230 , 7.630 e 9.130 , e este intervalo é compatível com o intervalo espectral utilizado por Tholen (1984) e Bus e Binzel (2002b) em suas classificações taxonômicas. O primeiro passo no esquema de Carvano *et al.* (2010) é selecionar os objetos incluídos no SDSS-MOC4 que já

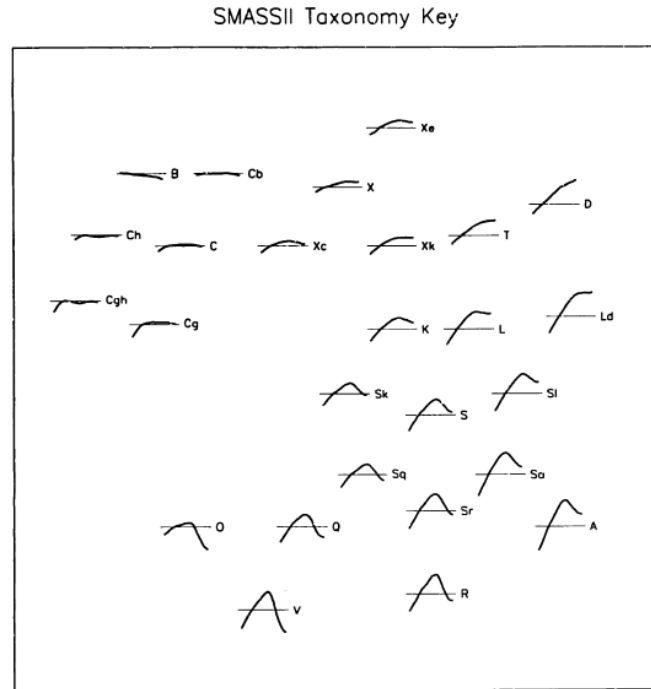


Figura 1.13: Modelo para as classes taxonômicas de Bus (1999).

tenham classificação taxonômica no sistema de **Bus** a partir de espectros observados pelos levantamentos SMASSII (Bus e Binzel, 2002a) e S3OS2 (Lazzaro *et al.*, 2004). Em seguida, os autores obtêm a distribuição de probabilidade de cada gradiente de cor e a probabilidade de uma observação ser compatível com uma dada classe, definida como o produto das probabilidades em cada intervalo espectral. A melhor classificação para a observação foi escolhida como aquela que apresentava pelo menos 60% da soma das probabilidades para todas as possíveis classes. Com isso, nove classes foram definidas: Vp, Op, Qp, Sp, Ap, Lp, Dp, Xp e Pp, ver figura 1.14. Com a exceção da classe Lp, todas as classes foram designadas de forma a serem diretamente comparáveis às classes correspondentes do sistema **Bus**.

Recentemente, um novo esquema de classificação taxonômica foi introduzido por DeMeo *et al.* (2009) com o intuito de estender a classificação de Bus para incluir observações espectroscópicas no infra-vermelho próximo. O sistema de **Bus-DeMeo**, ver figura 1.13, baseia-se nas características do espectro de reflectância de 371 asteroides no intervalo de comprimentos de onda de 4500 a 24500 , e possui 24 classes construídas utilizando-se a análise de componentes principais, de forma

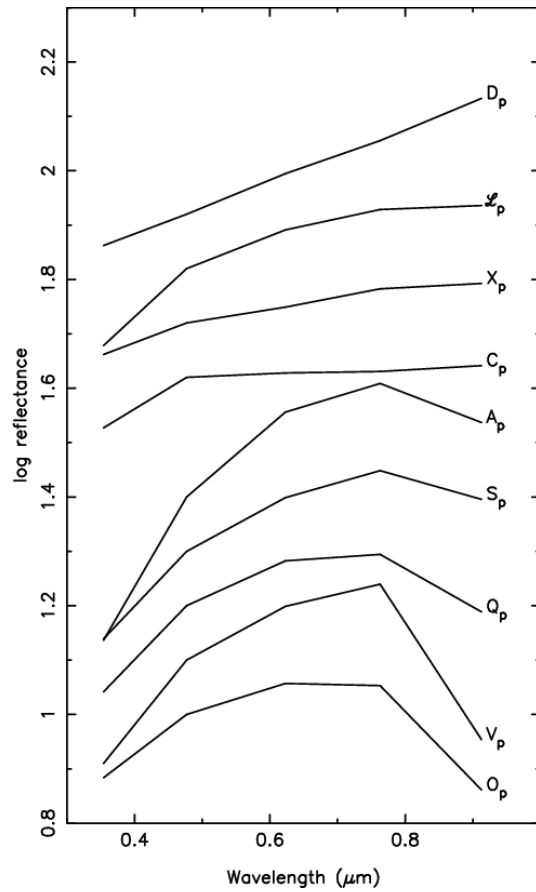


Figura 1.14: Modelo para as classes taxonômicas propostas por Carvano *et al.* (2010). No eixo x temos o logaritmo do espectros de reflectância médio para cada classe. O deslocado verticalmente é para maior clareza e comparação. Fonte: (Carvano *et al.*, 2010).

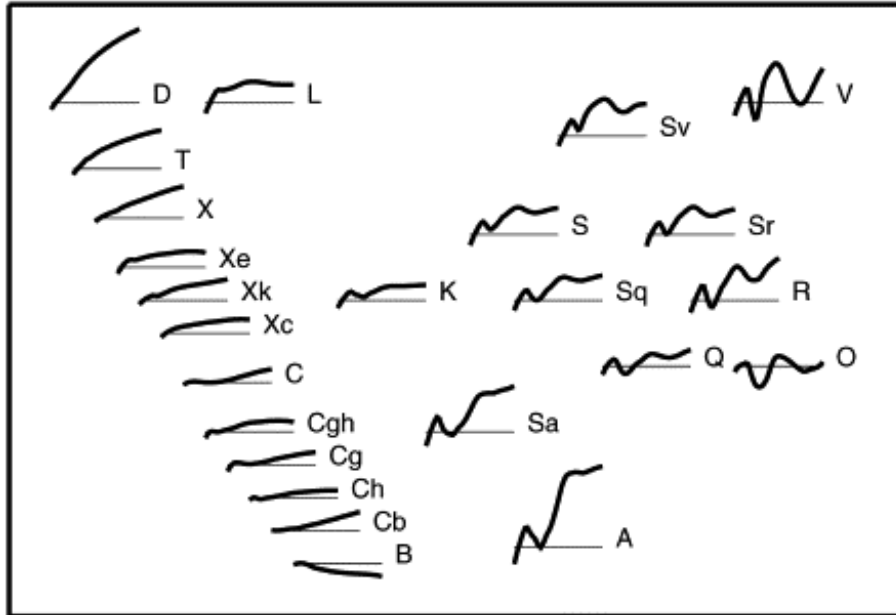


Figura 1.15: A figura mostrando todas as 24 classes taxonômicas definidas por **Bus-DeMeo**, os espectros médios são traçados e podem ser comparados com a figura 1.13.

semelhante à aplicada por Bus e Binzel (2002b); Bus (1999). Quase todas as classes taxonômicas do sistema de **Bus** são preservadas com exceção de três classes, Ld, Sl, e Sk, que foram eliminadas, e uma nova classe, Sv, que foi adicionada.

1.3 Estudo computacional da dinâmica dos asteroides

Neste trabalho realizamos simulações numéricas de órbitas de asteroides representados por partículas de teste que estão sob a perturbação gravitacional de todos os planetas do Sistema Solar, exceto Mercúrio. Os planetas são tratados como massas puntiformes, mutuamente perturbadas. As partículas de teste são evoluídas levando em consideração o efeito Yarkovsky sobre o qual falaremos mais adiante.

Para realizar estas simulações, utilizamos o integrador simplético de segunda ordem *SWIFT_SKEEL*, disponível no pacote SWIFT, que foi desenvolvido para integrar um conjunto de planetas que interagem entre si gravitacionalmente, juntamente com um conjunto de partículas de teste que evoluem sob a influência gravitacional

dos corpos massivos e que podem apresentar um número significativo de encontros próximos com estes corpos massivos. Descreveremos a seguir alguns detalhes deste integrador.

Um integrador simplético é um tipo de integrador numérico válido para sistemas Hamiltonianos, mas que a princípio pode ser aplicado também quando o sistema é dissipativo. A solução de um sistema Hamiltoniano é dada por uma sucessão de transformação canônicas infinitesimais, cada uma delas representada por uma série de Lie. Assim, para um dado sistema Hamiltoniano:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (1.1)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (1.2)$$

a solução ao longo de um intervalo de tempo τ é dada pela aplicação do operador de Lie, $e^{\tau D_H} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \tau^k \{H, \}$, à condição (q_i, p_i) no início do intervalo, ou seja:

$$p'_i = e^{\tau D_H} p_i \quad (1.3)$$

$$q'_i = e^{\tau D_H} q_i \quad (1.4)$$

onde $\{H, \} = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial H}{\partial q_k} \frac{\partial}{\partial p_k} - \frac{\partial H}{\partial p_k} \frac{\partial}{\partial q_k} \right)$ é o denominado parêntese de Poisson. Esta transformação canônica infinitesimal constitui um integrador simplético. O problema é que apenas em certos casos particulares a série de Lie possui um número finito de termos, mas na maioria dos casos não pode ser efetivamente computada.

Para um Hamiltoniano que possa ser separado em uma parte integrável H_k mais uma perturbação H_p :

$$H = H_k + H_p \quad (1.5)$$

podemos construir um integrador simplético de segunda ordem escrevendo

$$e^{\tau D_H} = e^{\tau D_{H_k+H_p}} \approx e^{\frac{\tau}{2} D_{H_p}} e^{\tau D_{H_k}} e^{\frac{\tau}{2} D_{H_p}} + \mathcal{O}(\tau^3) = e^{\tau D_{\bar{H}}} + \mathcal{O}(\tau^3) \quad (1.6)$$

onde o operador $e^{\tau D_{\bar{H}}}$ (o integrador simplético) descreve a solução de um Hamiltoniano denominado surrogate e definido como:

$$\bar{H} = H_k + H_p - \frac{\tau^2}{12} \{\{H_k, H_p\}, H_k\} - \frac{\tau^2}{24} \{\{H_k, H_p\}, H_p\} + \mathcal{O}(\tau^4) \quad (1.7)$$

Este esquema de integração é conhecido na literatura como “leap frog”. Note-se que a solução dada pelo integrador simplético não descreve o comportamento do sistema original H , mas o comportamento de um sistema \bar{H} cuja energia difere da energia do sistema original por termos da $\mathcal{O}(\tau^2)$. Portanto, a solução do integrador simplético pode ser tão próxima quanto se desejar da solução do sistema original, bastando para isto escolher um passo de integração $\tau \ll 1$.

A grande vantagem de construir o integrador simplético como a composição de três transformações canônicas consecutivas fica evidente quando cada parte do Hamiltoniano original pode ser integrada separadamente em forma exata. Por exemplo, dado

$$H = H_k(r, p) + H_p(r)$$

onde a perturbação só depende das coordenadas (mas não dos momentos), o operador $e^{\frac{\tau}{2} D_{H_p}}$ possui um número finito de termos e pode portanto ser calculado em forma explícita. Por outro lado, o operador $e^{\tau D_{H_k}}$ possui um número infinito de termos, pois H_k depende das coordenadas e dos momentos; entretanto este operador representa a solução de um Hamiltoniano integrável que por definição é conhecida e também pode ser calculada explicitamente. Além disso, o fato do integrador ser de segunda ordem implica que ele é reversível no tempo pois a diferença entre H e \bar{H} depende somente de potências pares de τ , e podemos portanto trocar τ por $-\tau$ sem mudar \bar{H} .

No entanto, a principal limitação de um integrador simplético é que o passo τ deve ser mantido constante ao longo da integração, pois caso contrário mudaria o \bar{H} e a energia do sistema não se conservaria. Esta limitação é particularmente importante quando se trabalha com sistemas de N corpos onde pode haver um

número importante de encontros próximos. De fato, num problema de N corpos, a perturbação H_p é inversamente proporcional às distâncias mútuas entre os corpos, e a ocorrência de um encontro próximo provoca uma divergência na perturbação. Num integrador padrão, não simplético, esta divergência costuma ser contornada reduzindo drasticamente o tamanho do passo; entretanto num integrador simplético esta estratégia não pode ser aplicada sem tomar as devidas precauções para respeitar a invariância de \overline{H} .

A estratégia que é aplicada nestes casos, e que constitui a essência do método de *Skeel*, consiste em subdividir adequadamente a perturbação H_P de forma que a força de interação entre os corpos fique representada por uma serie de termos

$$\vec{F} = \sum_{k=0}^n (\vec{F}_k) \quad (1.8)$$

Cada corpo fica envolvido por um série de camadas esféricas de raios $r_0 > r_1 > \dots > r_{n+1}$, cada uma das quais é univocamente associada a cada um dos termos da força de interação que são definidos da forma:

$$\vec{F}_i = \begin{cases} -\frac{\vec{r}}{r^3} - \vec{F}_{i-1} & , \quad r \geq r_i \\ \phi\left(\frac{r-r_{i+1}}{r_i-r_{i+1}}\right) \frac{\vec{r}}{r^3} & , \quad r_{i+1} \leq r < r_i \\ 0 & , \quad r < r_{i+1} \end{cases} \quad (1.9)$$

$$F_n = -\frac{\vec{r}}{r^3} - \vec{F}_{n-1} \quad (1.10)$$

e os sucessivos termos podem ser obtidos através da relação recursiva 1.10, onde $\vec{F}_{-1} = 0$ por definição. A função ϕ é um polinômio que varia suavemente entre 0 para $r = r_{i+1}$ e 1 para $r = r_i$, assemelhando-se a uma função degrau. A ideia é que a medida que um corpo vai penetrando as diferentes camadas esféricas de outro, como acontece durante um encontro próximo entre uma partícula de teste e um planeta, os diferentes termos da força de interação vão se ativando e desativando consecutivamente.

Esta decomposição da força de interação equivale a subdividir o Hamiltoniano na forma:

$$H = K + U = K + \sum_{i=0}^n U_i \quad (1.11)$$

onde K é a parte integrável, U é a perturbação, e cada termo desta última vem multiplicado por um peso da forma:

$$U_k = \prod_{j=0}^{k-1} (1 - \omega(r_j)) \omega(r_k) U \quad (1.12)$$

onde $\omega(r)$ são polinômios suaves que variam de 0 e 1 entre os limites r_j, r_{j+1} , respectivamente. Associando a cada um destes termos um passo $\tau_i = k\tau_{i+1}$ (k constante), o integrador simplético de segunda ordem se escreve em forma recursiva como:

$$\begin{cases} e^{\frac{\tau_0}{2} D_{U_0}} e^{\tau_0 D_{K+\Sigma_1}} e^{\frac{\tau_0}{2} D_{U_0}} \\ e^{\frac{\tau_0}{2} D_{U_0}} \left[e^{\frac{\tau_1}{2} D_{U_1}} e^{\tau_1 D_{K+\Sigma_2}} e^{\frac{\tau_1}{2} D_{U_1}} \right] e^{\frac{\tau_0}{2} D_{U_0}} \\ \vdots \end{cases} \quad (1.13)$$

e o respectivo Hamiltoniano surrogante \bar{H} é:

$$\bar{H} = K + U + \sum_{i=0}^n \frac{\tau_i^2}{12} \left\{ \{U_i, K\}, K + \sum_{j=i+1}^n \left(U_j + \frac{1}{2} U_i \right) \right\} \quad (1.14)$$

Assim, a medida que um corpo penetra mais e mais fundo nas camadas de um outro corpo, o integrador vai descendo nos níveis de recursão utilizando passos de integração cada vez menores, porém mantendo invariante o Hamiltoniano surrogate.

1.3.1 Caso Não Conservativo

A introdução de forças não conservativas em um mapeamento simplético pode parecer um contrassenso. Porém, a ideia neste caso é tratarmos o integrador simplético como qualquer outro integrador, talvez com a única vantagem de ser um algoritmo de ordem baixa e portanto mais rápido que os integradores padrão.

De modo geral, forças não conservativas dependem dos momentos, como é o caso do arrasto gasoso ou as forças de maré. Em outros casos, como o efeito Yarkovsky descrito na seção 2.3, a força não depende do momento mais do período de rotação do corpo. Adicionar este tipo de forças a um integrador simplético é relativamente simples. No caso do algoritmo *Skool* aplicado ao nosso modelo, e considerando uma força que dependa somente dos momentos como no caso da aproximação da força de Yarkovsky dada pela equação (2.22), cada nível de recursão se reduz aos seguintes passos básicos:

1. Partir de coordenadas e momentos de \vec{r}, \vec{p} no início do passo de integração;
2. Calcular as forças perturbadoras, $\vec{F}(\vec{r})_{i,pertubação}$;
3. Calcular as forças não conservativas, $\vec{F}(\vec{p})_{i,dissipação}$;
4. Incrementar os momentos em uma quantidade de $\delta\vec{p}_i = \frac{\tau}{2}\vec{F}(\vec{r})_{i,pertubação}$ deixando as coordenadas fixas;
5. Incrementar os momentos em uma quantidade de $\delta\vec{p}_i = \frac{\tau}{2}\vec{F}(\vec{p})_{i,dissipação}$ deixando as coordenadas fixas (note-se que esta seria a porção não simplética do algoritmo);
6. Avançar \vec{r}_i e \vec{p}_i ao longo de uma órbita Kepleriana por um intervalo de tempo τ ;
7. Recalcular as forças $\vec{F}(\vec{r})_{i,pertubação}$ e $\vec{F}(\vec{p})_{i,dissipação}$;
8. Incrementar os momentos em uma quantidade de $\delta\vec{p}_i = \frac{\tau}{2}\vec{F}(\vec{r})_{i,pertubação}$ deixando as coordenadas fixas;
9. Incrementar os momentos em uma quantidade de $\delta\vec{p}_i = \frac{\tau}{2}\vec{F}(\vec{p})_{i,dissipação}$ deixando as coordenadas fixas;
10. Com os valores de \vec{r}, \vec{p} ao final do passo de integração, retornar ao passo 3 (note-se que não é necessário recalcular as forças de perturbação, pois as coordenadas não mudaram após o último cálculo).

Esta metodologia não é única, e a ordem das operações pode ser modificada. Note-se que forças não conservativas que não dependam explicitamente dos momentos podem ser diretamente adicionadas ao termo de perturbação. É importante salientar que com a introdução de forças não conservativas a solução não é mais reversível no tempo.

Capítulo 2

Mecanismos de transporte dos asteroides

No âmbito do problema de dois corpos uma órbita é imutável, ou seja, os parâmetros que a caracterizam são contantes no tempo. Porém no caso do problema de vários corpos, diversas formas de perturbação podem modificar a órbita de um asteroide. Esta modificação pode ser lenta em alguns casos, ou extremamente rápida em outros. Ressonâncias planetárias, encontros próximos entre asteroides e planetas, e efeitos não conservativos como o efeito Yarkovsky, são alguns dos mecanismos de perturbação que abordaremos em particular neste capítulo.

2.1 Ressonâncias

A evolução de um corpo ao longo de uma órbita elíptica pode ser caracterizada univocamente por um conjunto de seis parâmetros independentes, cada um deles vinculado às diferentes integrais de movimento do problema. Estes parâmetros definem a forma e orientação da órbita no espaço, e a posição do corpo na órbita para qualquer instante de tempo, e recebem o nome de elementos orbitais. Estes são o semieixo maior da órbita a que está vinculado à energia, a excentricidade e que está vinculada ao módulo do momento angular, a inclinação I em relação ao plano de referência, que está vinculada à componente z do momento angular, a longitude do

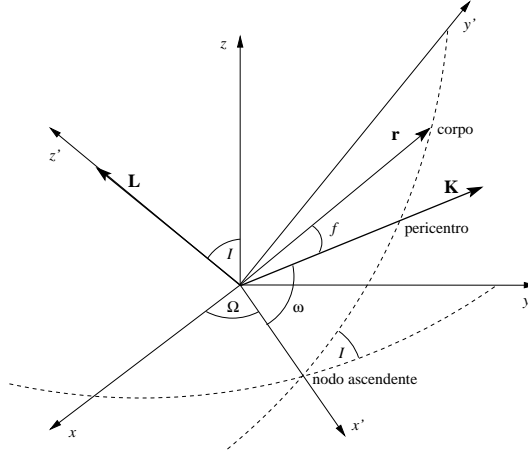


Figura 2.1: Os elementos orbitais Ω, I, ω que definem a orientação da órbita elíptica no espaço, e a anomalia verdadeira f que define a posição na órbita.

nodo ascendente Ω que está vinculada às componentes x, y do momento angular, o argumento do pericentro ω que está vinculado ao vetor de Lenz, e a anomalia verdadeira f , que define a posição do corpo na órbita a partir da linha das ápsides. Como a variação da anomalia verdadeira não é uniforme com o tempo, isto leva a introduzir em seu lugar uma grandeza denominada anomalia média M que varia uniformemente com velocidade angular n . Para evitar degenerescências costuma-se substituir o argumento do pericentro ω pela longitude do pericentro ϖ definida como $\varpi = \omega + \Omega$, assim como a longitude média definida como $\lambda = M + \varpi$, ver figura 2.1.

No problema geral de N corpos, cada um de massa m_i ($i = 0, \dots, N-1$), as equações de movimento são representadas por um sistema de $3N$ equações diferenciais de segunda ordem da forma

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = - \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N-1} G m_i m_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{r_{ij}^3}, \quad i = 0, \dots, N-1 \quad (2.1)$$

onde $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i, z_i\}$ são as posições dos corpos referidas a um sistema de referência inercial fixo, e $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| = r_{ji}$. É imediato mostrar que as forças de interação derivam de um potencial escalar, isto é

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i} \quad (2.2)$$

tal que

$$U = -\frac{1}{2} \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N-1} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} = -\sum_{i=0}^{N-2} \sum_{j=i+1}^{N-1} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.3)$$

Em geral, costuma-se transferir a origem do sistema de referência para algum dos corpos, digamos m_0 , e estudar o movimento relativo dos corpos m_i respeito deste. Quando o corpo m_0 é o Sol, as novas coordenadas \mathbf{r}'_i são chamadas de heliocêntricas e as equações de movimento para $i > 0$ são

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}'_i}{dt^2} = - \underbrace{Gm_i (m_0 + m_i) \frac{\mathbf{r}'_i}{r_i'^3}}_{\text{termo kepleriano}} - \underbrace{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} Gm_i m_j \left(\frac{\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}'_j}{r_{ij}'^3} + \frac{\mathbf{r}'_j}{r_j'^3} \right)}_{\text{termo de interação}}, \quad i > 0 \quad (2.4)$$

onde o primeiro termo da direita representa a interação binária entre m_i e m_0 (problema de dois corpos), daí que seja chamado de termo kepleriano. Por outro lado, o segundo termo em (2.4) representa a interação entre m_i e os restantes $N - 2$ corpos do sistema.

Notemos que o fato de ter colocado a origem do sistema de referência num dos corpos faz aparecer termos de aceleração não inercial, tanto no termo kepleriano quanto na interação. De fato, a equação (2.4) pode ser reagrupada na forma

$$\frac{d^2 \mathbf{r}'_i}{dt^2} = - \underbrace{\sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N-1} Gm_j \frac{\mathbf{r}'_i - \mathbf{r}'_j}{r_{ij}'^3}}_{\text{aceleração inercial}} - \underbrace{\sum_{j=1}^{N-1} Gm_j \frac{\mathbf{r}'_j}{r_j'^3}}_{\text{aceleração não inercial}}, \quad i > 0 \quad (2.5)$$

É imediato mostrar que a força na Eq. (2.4) deriva de um potencial escalar, $m_i \frac{d^2 \mathbf{r}'_i}{dt^2} = -\frac{\partial U_i}{\partial \mathbf{r}'_i}$, tal que

$$U_i = -m_i \underbrace{\frac{G(m_0 + m_i)}{r_i'}}_{\text{potencial kepleriano}} - m_i \underbrace{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} Gm_j \left(\frac{1}{r_{ij}'} + \frac{\mathbf{r}'_i \cdot \mathbf{r}'_j}{r_j'^3} \right)}_{\text{potencial de interação}}$$

No entanto, este potencial, diferentemente do potencial (2.3), não é único para todo

o sistema, mas varia de um corpo para outro devido à condição $j \neq i$ sobre a somatória. Isto implica que não é possível exprimir o potencial de todo o sistema em termos das coordenadas heliocêntricas. Mesmo com estas limitações, as coordenadas heliocêntricas são amplamente utilizadas para a descrição da dinâmica do Sistema Solar. O potencial de interação recebe o nome de função perturbadora, e é usualmente denotada por R . A função perturbadora possui dois termos:

$$R_i = \underbrace{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} Gm_j \frac{1}{r'_{ij}}}_{\text{parte direta}} + \underbrace{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} Gm_j \frac{\mathbf{r}'_i \cdot \mathbf{r}'_j}{r'_j{}^3}}_{\text{parte indireta}}$$

vinculados, respectivamente, às acelerações inercial e não inercial¹. A equação (2.4) pode ser escrita na forma

$$\frac{d^2 \mathbf{r}'_i}{dt^2} + \mu_i \frac{\mathbf{r}'_i}{r'_i{}^3} = \frac{\partial R_i}{\partial \mathbf{r}'_i} \quad (2.6)$$

de maneira que quando $R_i = 0$ o movimento da massa m_i se reduz a um problema integrável (dois corpos), e quando $R_i \neq 0$ o problema torna-se não integrável. O tratamento de problemas como este, nos quais um problema integrável torna-se não integrável pela adição de uma perturbação pequena, é feito através da denominada teoria de perturbações.

E conhecido que, para um sistema dinâmico com $N > 2$ corpos em interação gravitacional mútua, não é possível achar uma solução analítica completa das equações de movimento. O papel da teoria da perturbação é procurar soluções aproximadas do problema que sejam o mais próximas possível da solução real. Uma ampla área de estudo dentro da teoria da perturbação envolve os fenômenos vinculados às ressonâncias planetárias, que acontecem quando os corpos apresentam uma comensurabilidade nos períodos de variação de seus parâmetros orbitais e que são responsáveis por uma vasta gama comportamentos dinâmicos observados nos pequenos corpos do Sistema Solar. A seguir, vamos descrever brevemente os três tipos de ressonâncias mais importantes: ressonância de movimentos médios, ressonância

¹Note-se que a função perturbadora, ao contrario do potencial, é definida com sinal positivo.

secular e ressonância de Kozai.

2.1.1 Ressonância de movimentos médios

As ressonâncias de movimentos médios (**RMM**) são responsáveis por grande parte da evolução dinâmica da população de pequenos corpos do Sistema Solar, principalmente no cinturão principal de asteroides. Ao longo dos anos, muitos trabalhos (exemplo, Wisdom, 1982; Ferraz-Mello e Klafke, 1991; Michtchenko e Ferraz-Mello, 2001; Nesvorný e Morbidelli, 1998) têm sido dedicados ao estudo de RMM e suas implicações.

A existência de uma RMM entre dois corpos está associada a uma relação de comensurabilidade entre seus períodos orbitais da forma:

$$\frac{n}{n'} = \frac{p+q}{p} \quad (2.7)$$

onde por convenção n é o movimento médio ou frequência orbital do corpo perturbado, n' é o do corpo perturbador, e p, q são números inteiros. A ordem da ressonância é definido por q , que sempre respeita a regra $q \geq 0$. O grau da ressonância é dado por p . Se $p > 0$ estamos em uma configuração onde o semieixo do corpo perturbado é interno à órbita do corpo perturbador, enquanto que se $p < 0$ o semieixo do corpo perturbado é externo à órbita do corpo perturbador.

Assumindo um problema de 3 corpos em que m seja o corpo perturbado e m' o corpo perturbador, escrevemos a função perturbadora como:

$$R = Gm' \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r'^3} \right) \quad (2.8)$$

que pode ser desenvolvida em séries de Fourier dos elementos orbitais tal que os harmônicos são combinações lineares dos ângulos ϖ , Ω e λ , e os coeficientes depen-

dem de a , e e I . O resultado tem a seguinte forma geral:

$$R = Gm' \sum_{\mathbf{j}} S(a, a', e, e', I, I') \cos \Phi$$

onde

$$\Phi = j_1\lambda + j_2\lambda' + j_3\varpi + j_4\varpi' + j_5\Omega + j_6\Omega'$$

e o somatório é feito sobre todos os inteiros $\mathbf{j} = j_1 j_2 j_3 j_4 j_5, j_6$. É importante notar que S é também função destes inteiros; além disso, temos as seguintes propriedades matemáticas, conhecidas como regras de D' Alembert²:

1. S é da ordem de $e^{|j_3|} e'^{|j_4|} \sin I^{|j_5|} \sin I'^{|j_6|}$
2. $j_5 + j_6$ é par
3. $j_1 + j_2 + j_3 + j_4 + j_5 + j_6 = 0$
4. $|j_1 + j_2| \leq |j_3| + |j_4| + |j_5| + |j_6|$

Assim, a existência de uma RMM é caracterizada pela presença na função perturbadora de harmônicos Φ_r para os quais $j_1 = p$ e $j_2 = p + q$. Como o ângulo Φ apresenta uma dependência com a excentricidade, através de ϖ e com a inclinação orbital através de Ω , a posição da RMM constitui uma família de pontos no espaço (Φ_r, a, e, I) que é denominada de *lei de estrutura*. A lei da estrutura relaciona o semieixo com a excentricidade das soluções estacionárias do problema, isto é, aquelas soluções para as quais $\dot{\Phi}_r = 0$. Estas soluções são chamadas também de centro de libração ou soluções de libração zero, já que o ângulo Φ_r de fato oscila em torno da solução estacionária.

Dependendo dos ângulos envolvidos no harmônico da RMM, podemos encontrar dois tipos destas ressonâncias: as do tipo excentricidade e as do tipo inclinação,

²Os diferentes harmônicos do potencial perturbador são formados por combinações lineares dos diversos ângulos das órbitas dos corpos envolvidos. A primeira regra de D'Alembert diz que, para cada uma destas combinações lineares, o somatório dos fatores inteiros que multiplicam aos ângulos deve ser igual a zero. Esta regra está vinculada à invariância do potencial perturbador perante rotações do sistema de referência.

respectivamente. A RMM tipo excentricidade se caracteriza pelo fato de que os harmônicos ressonantes possuem a forma

$$\Phi_e = \frac{p+q}{q}\lambda - \frac{p}{q}\lambda' + (r-q)\varpi - r\varpi', \quad (2.9)$$

e constituem a grande maioria das ressonâncias relevantes no cinturão de asteroides. Um estudo analítico deste tipo de ressonância pode ser realizado em primeira aproximação considerando na função perturbadora apenas os termos com argumentos do tipo 2.9. Utilizando as equações de Lagrange, pode-se estudar o comportamento do principal harmônico ressonante ($r = 0$), ou ângulo ressonante σ_e , cuja evolução fica descrita em primeira aproximação pela equação de um pendulo

$$\frac{d^2\sigma_e}{dt^2} - Ae' \text{sen}(\Phi) = 0$$

Esta equação apresenta duas soluções de equilíbrio, uma estável correspondente à ressonância exata, e uma instável que delimita a região de libração.

Por outro lado, a RMM de tipo inclinação se caracteriza através do ângulo

$$\Phi_I = \frac{p+q}{q}\lambda - \frac{p}{q}\lambda' + (r-q)\Omega - r\Omega', \quad (2.10)$$

devido as características de D'Alembert, temos que neste caso q sempre será um número par, assim um ressonância tipo inclinação será sempre de segunda ordem, mesmo que exista uma comensurabilidade de primeira ordem entre os movimentos médios. Isto está associado ao fato de que no desenvolvimento da função perturbadora não aparecem potências ímpares das inclinações. Estas RMM se manifestam quando o asteroide possui alta inclinação orbital, de tal modo que os termos associados ao ângulo Φ_I não sejam desprezíveis frente aos termos não ressonantes de primeira ordem.

Estando o asteroide capturado em uma RMM, em geral, um dos efeitos sobre a sua evolução dinâmica é o aumento da sua excentricidade. Como exemplos, podemos

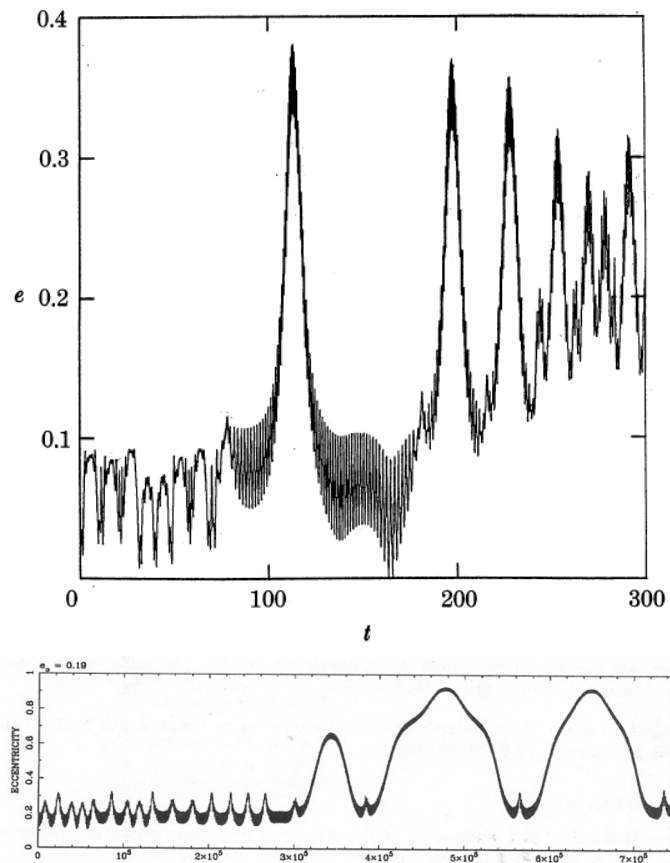


Figura 2.2: A figura superior é o resultado obtido por Wisdom (1982) onde demonstra numericamente que uma partícula teste pode ter sua excentricidade aumentada até $\sim 0,4$ podendo cruzar a órbita de Marte. A figura inferior apresenta o resultado obtido por Ferraz-Mello e Klafke (1991).

observar na figura 2.2 o resultado do estudo da ressonância 3 : 1 com Júpiter. Neste caso o aumento da excentricidade leva o asteroide a uma configuração que possibilita ele ter encontros próximos com os planetas Terra e Marte.

2.1.2 Ressonâncias seculares

Williams (1969) em suas tese de doutorado mostra a relevância das ressonâncias seculares na evolução dinâmica do Sistema Solar. Uma ressonância secular ocorre, por exemplo, quando a variação da longitude do periélio de duas órbitas é síncrona ou se encontra em uma relação de comensurabilidade. Em termos gerais, se g é a frequência de variação do periélio do corpo perturbado e g' é a frequência do periélio do corpo perturbador, a ainda se s é a frequência de variação do nodo do corpo perturbado e s' a do perturbador, uma ressonância secular linear é definida pela relação:

$$j_3g + j_4g' + j_5s + j_6s' = 0$$

e o respectivo harmônico ressonante na função perturbadora é:

$$\Phi_r = j_3\varpi + j_4\varpi' + j_5\Omega + j_6\Omega'$$

A existência deste tipo de ressonância resulta em uma variação na excentricidade e inclinação do corpo perturbado. Williams e Faulkner (1981) identificam as posições das três principais ressonâncias seculares entre 1, 25UA e 3, 5UA, a saber: $\nu_5 = g - g_5$, $\nu_6 = g - g_6$ e $\nu_{16} = s - s_6$, onde o índice 5 se refer a Júpiter e o índice 6 se refere a Saturno. Uma descrição gráfica da localização destas ressonância no cinturão dos asteroides pode ser vista na figura 2.3. Em particular, o trabalho desses autores identificou a ressonância ν_6 que atravessa tanto o cinturão principal como a região de asteroides cruzadores da órbita de Marte.

Um dos efeitos possíveis deste tipo de ressonância é o alinhamento das linhas das apsides de dois ou mais corpos, ou seja, quando a direção do periélio de um dos corpos libra ao redor da direção do periélio do outro. Um outro possível efeito

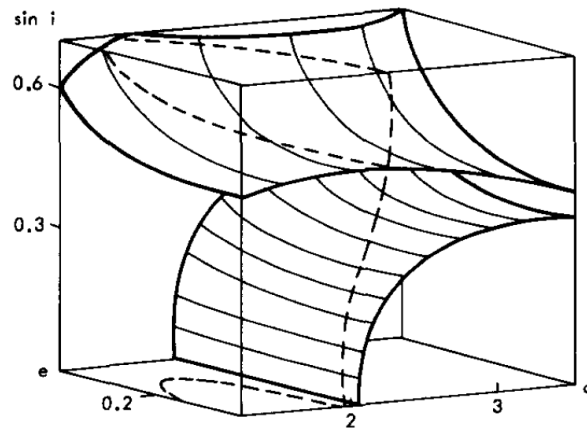


Figura 2.3: Esboço da v_5 (superior) e superfícies de ressonância v_6 . A v_{16} ressonância é indicada com linhas tracejadas, onde se cruza os limites do quadro e superfície a v_5 . As ressonâncias mais fracas e ressonâncias secundárias não são indicados Fote:Williams (1969).

é o alinhamento das linhas dos nodos de duas órbitas. Froeschle e Scholl (1986) apresentam os resultados obtidos a partir de experimentos numéricos para a evolução de órbitas de asteroides em ressonância v_6 para escalas de tempo de 10^6 anos. Os casos ressonantes encontrados mostram uma libração do harmônico secular $\varpi - \varpi_6$ entorno de 180° . Um dos efeitos observados foi uma forte variação na excentricidade, fazendo com que os objetos passassem a cruzar a órbita dos planetas terrestres, como pode ser visto na figura 2.4.

No tratamento analítico para o estudo de uma ressonância secular, considera-se uma partícula de teste submetida à perturbação de $N - 1$ corpos massivos e se levam em conta apenas os harmônicos seculares no desenvolvimento da função perturbadora até 2° ordem nas excentricidades e inclinações. Introduzindo as variáveis

$$h = e \sin(\varpi) \quad p = \sin(I) \sin(\Omega)$$

$$k = e \cos(\varpi) \quad q = \sin(I) \cos(\Omega)$$

as equações planetárias de Lagrange nestas variáveis transformam-se em um sistema de equações diferenciais lineares de primeira ordem não homogêneo, que tem como

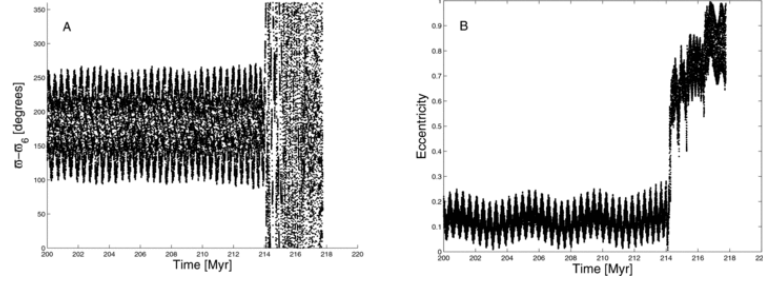


Figura 2.4: Painel A: o tempo de evolução do argumento ressonância $\varpi - \varpi_6$ osculado para um clone do asteroide (211412) (2002 VL103). Painel B: o tempo de evolução da excentricidade do osculador. Fonte ?.

solução:

$$\begin{pmatrix} h \\ k \end{pmatrix} = e_0 \begin{pmatrix} \text{sen} \\ \text{cos} \end{pmatrix} (g_0 t + \varpi_0) + \sum_{j=2}^N \frac{A_j}{g_0 - g_j} \begin{pmatrix} \text{sen} \\ \text{cos} \end{pmatrix} (g_j t + \alpha_j) \quad (2.11)$$

$$\begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \text{sen}(I_0) \begin{pmatrix} \text{sen} \\ \text{cos} \end{pmatrix} (s_0 t + \Omega_0) + \sum_{j=2}^N \frac{B_j}{s_0 - s_j} \begin{pmatrix} \text{sen} \\ \text{cos} \end{pmatrix} (s_j t + \beta_j)$$

onde e_0 , ϖ_0 , I_0 e Ω_0 são constantes de integração que dependem das condições iniciais do problema, estas constantes são chamadas de elementos próprios da órbita da partícula. As g_j e s_j são frequências próprias que caracterizam o sistema. A_j , α_j , B_j e β_j são constantes de integração que também dependem das condições iniciais dos corpos perturbadores. Esta solução representa uma oscilação livre de ϖ e Ω com frequência g_0 e s_0 , respectivamente, somada a uma conjunto de oscilações forçadas geradas pelos diferentes termos seculares considerados na função perturbadora, correspondes aos corpos perturbadores. Da equação 2.11 é simples observar que quando a frequência própria da partícula é similar a alguma das frequências das oscilações forçadas, ou seja, $g_0 \sim g_j$ ou $s_0 \sim s_j$ para algum j , os termos forçados são divergentes indicando a presença de uma ressonância secular.

2.1.3 Ressonância de Kozai-Lidov

A ressonância de Kozai (1962) é um tipo particular de ressonância secular em que a comensurabilidade acontece entre a frequência de variação da longitude do periélio e da longitude do nodo do próprio asteroide, ou seja:

$$j_3 g + j_5 s = 0$$

Concretamente, a ressonância de Kozai ocorre quando $g = s$, o que significa que o argumento do pericentro ω libra em torno de uma solução estacionária localizada em $\omega = \pm 90^\circ$, para o caso dos asteroides. Na prática, esta ressonância provoca uma variação acoplada entre a inclinação e excentricidade da órbita do asteroide, que é relevante no caso de órbitas de alta excentricidade ou inclinação e que pode afetar a evolução dos asteroides cruzadores das órbitas planetárias.

2.2 Encontros próximos

Em um sistema de N corpos, a perturbação mútua entre dois corpos quaisquer pode se tornar significativa no decorrer de um encontro próximo entre os mesmos. Nesse caso, o corpo que antes era considerado como um perturbador pode passar a se comportar como o corpo dominante, determinando em forma drástica o comportamento subsequente do corpo que está sofrendo o encontro.

A ocorrência ou não de um encontro próximo entre dois corpos depende, obviamente, da sua distância mútua, o que permite introduzir o conceito de esfera de influência. Esta pode ser idealizada como uma superfície esférica, centrada em um dos corpos envolvidos no encontro, de forma que dentro desta esfera a influência gravitacional deste corpo passa a ser predominante em relação à dos demais corpos do sistema, inclusive o corpo central (o Sol). Existem na literatura várias definições de esfera de influência, algumas baseadas numa comparação direta dos módulos das forças de atração gravitacional envolvidas, outras baseadas em uma comparação dos níveis dos potenciais gravitacionais envolvidos (como é o caso da esfera de Hill), e

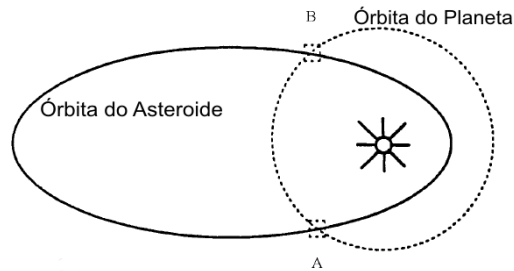


Figura 2.5: Diagrama das órbitas de um planeta (linha pontilhada) e de um asteroide (linha contínua) ao redor do Sol. As áreas A e B denotam as regiões onde a evolução orbital do asteroide poderia ser bem representada pela dinâmica de apenas dois corpos: asteroide e planeta. (Fonte Nogueira *et al.* (2004))

outras baseadas na comparação dos potenciais perturbadores envolvidos (como é o caso da esfera de Laplace). Para efeitos práticos, todas estas definições resultam ser praticamente equivalentes.

A análise de um encontro próximo assume que o movimento dos corpos envolvidos pode ser descrito em três etapas: o instante imediatamente anterior ao encontro (pré-encontro), o encontro propriamente dito, e o instante imediatamente posterior (pós-encontro). Em cada uma destas etapas se assume que o movimento dos corpos ocorre ao longo de trajetórias Keplerianas. Para exemplificar, consideremos um sistema formado por três corpos: M_1 muito massivo e localizado na origem do sistema de referência, e M_2, M_3 de massa muito menor, que poderiam ser dois planetas, ou um planeta e um asteroide (figura 2.5), ou dois satélites, etc. Consideremos ainda que $M_2 > M_3$. Assim, durante o pré- e o pós-encontro, tanto M_2 quanto M_3 evoluem em órbitas Keplerianas em torno de M_1 , ignorando a existência um do outro. Nas regiões em que as órbitas se intersectam (indicadas como A e B na figura 2.5), a evolução de M_3 ocorre numa trajetória Kepleriana em relação a M_2 , ambos ignorando a existência de M_1 . A aproximação Kepleriana em cada uma destas etapas se justifica pelo fato que todas elas ocorrem em intervalos de tempo muito curtos, em geral muito menores que os períodos orbitais envolvidos, fazendo com que a eventual perturbação introduzida pelo terceiro corpo do sistema seja desprezível. A transição entre estas três etapas é definida pela esfera de influência de M_2 .

Durante o encontro próximo, o corpo M_3 segue em geral uma órbita hiperbólica

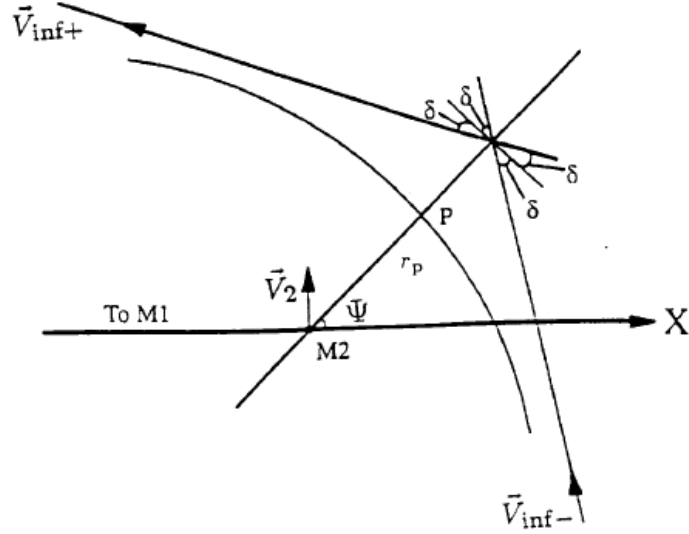


Figura 2.6: Geometria do encontro próximo entre M_3 e M_2 . \vec{V}_2 é a velocidade de M_2 em relação a M_1 ; \vec{V}_∞^- e \vec{V}_∞^+ são as velocidades de M_3 em relação a M_2 antes e depois do encontro, respectivamente; \vec{V}_i e \vec{V}_f são as velocidades de M_3 em relação a M_1 antes e depois do encontro, respectivamente; δ é a metade do ângulo de curvatura entre \vec{V}_∞^- e \vec{V}_∞^+ ; r_p é a distância de máxima aproximação entre M_3 e M_2 durante o encontro ou periapse (P); Ψ é o ângulo entre a linha do periapse $\overline{M_2P}$ e a linha $\overline{M_2M_1}$. (Fonte Nogueira *et al.* (2004))

em relação a M_2 , cuja geometria está esquematizada na figura 2.6. Um parâmetro fundamental desta órbita é o seu ângulo de deflecção, 2δ , que pode ser determinado a partir da expressão (Broucke, 1988):

$$\sin(\delta) = \frac{1}{1 + \frac{r_p V_\infty^2}{GM_2}} \quad (2.12)$$

Conhecendo o ângulo de deflecção, é possível calcular a variação da velocidade antes e depois do encontro em relação a M_1 :

$$\Delta V = \left| \vec{V}_f - \vec{V}_i \right| = 2 \left| V_\infty \right| \sin(\delta)$$

e notando que $\Delta \vec{V}$ forma um ângulo $\Psi + 180^\circ$ com a linha $\overline{M_1M_2}$, se obtêm as seguintes expressões para as componentes do incremento da velocidade de M_3 em relação a M_1 :

$$\Delta V_x = -2V_\infty \sin(\delta) \cos(\Psi) \quad (2.13)$$

$$\Delta V_y = -2V_\infty \sin(\delta) \sin(\Psi) \quad (2.14)$$

Note-se que para valores pequenos de δ , por exemplo quando r_p é grande ou M_2 é pequeno, a variação da velocidade será pequena. Por outro lado, a variação será grande para valores grandes de V_∞ , pois o $\sin(\delta)$ varia proporcional $1/V_\infty^2$. Isso explica, por exemplo, o fato constatado numericamente de que os asteroides cruzadores dos planetas terrestres tendem a manter a distância periélica das suas órbitas fixa em valores próximos ao semieixo do planeta com o qual tem encontros. De fato, se tivermos que $a_3(1 - e_3) \approx a_2$, o encontro só ocorre quando M_3 está próximo do seu periélio, e neste caso as velocidades relativas entre M_3 e M_2 no pré- e pós-encontro são muito baixas, o que implica $V_\infty \ll 1$. Assim, a variação da órbita de M_3 resulta ser pequena, fazendo com que se preserve a condição $a_3(1 - e_3) \approx a_2$, que por sua vez continua a favorecer os encontros próximos com velocidades relativas baixas. Um efeito semelhante se observa quando os encontros próximos ocorrem perto do afélio do asteroide (por exemplo, em um encontro de um asteroide com Júpiter), onde neste caso o que se tende a preservar é a distância afélica.

2.3 Efeito Yarkovsky

No sistema Solar, os corpos absorvem uma parte da luz do Sol que incide sobre as suas superfícies, e reemitem esta energia principalmente em comprimentos de onda na região do infravermelho e do térmico. O efeito Yarkovsky é um fenômeno não conservativo produzido pela reemissão térmica da luz solar que incide na superfície de um corpo sem atmosfera e em rotação. Este efeito é particularmente significativo para os asteroides com diâmetros entre 0,01 – 100 metros (Farinella *et al.*, 1998), e totalmente desprezível para objetos com mais de 20km de diâmetro. Este efeito pode ser dividido em duas componentes que atuam simultaneamente (Spitale e Greenberg, 1999): uma componente **diurna**, que depende do período de rotação do corpo, da inclinação do eixo de rotação e da distribuição longitudinal da temperatura na sua superfície; e uma componente **sazonal**, que depende do período orbital do corpo e

da distribuição latitudinal da temperatura na sua superfície.

A modelagem matemática do efeito Yarkovsky envolve basicamente duas etapas, a primeira delas é a determinação da distribuição superficial de temperatura e em seguida, avaliar a força de recuo exercida pela reemissão térmica do corpo. Para a primeira etapa, precisamos levar em consideração a inércia térmica do material na superfície do corpo. É conveniente adotar uma aproximação linearizada para o problema considerando pequenas diferenças de temperatura em relação a um valor médio. Para a segunda etapa assume-se uma simetria esférica para a forma do asteroide, o que possibilita obter uma expressão analítica em termos de harmônicos esféricos para a força de recuo.

As aproximações utilizadas são suficientes para obter representações analíticas do efeito Yarkovsky com um grau de precisão adequado para a maioria das aplicações em dinâmica dos asteroides. Aproximações mais precisas, particularmente para o caso de objetos de forma irregular ou em órbitas muito excêntricas, exigem um tratamento numérico das equações e envolvem um maior esforço computacional.

Uma forma de determinar a distribuição superficial de temperatura é a resolução da equação de difusão do calor em uma dada camada imediatamente abaixo da superfície (equação 2.15), considerando-se as condições de contorno adequadas na superfície (equação 2.16):

$$\nabla \cdot (K \nabla T) = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\underbrace{K(\nabla T) \cdot \hat{n}_\perp}_{\text{Termo I}} + \underbrace{\epsilon \sigma T^4}_{\text{Termo II}} = \underbrace{\alpha \xi}_{\text{Termo III}} \quad (2.16)$$

onde T é a temperatura, K é a condutividade térmica do material na superfície, C_p é o calor específico do material, ρ é a densidade do material, ϵ é a emissividade térmica da superfície, σ é a constante de Stefan-Boltzmann, e $\alpha = 1 - A$, sendo A o albedo superficial. A condição de contorno dada pela equação 2.16 refere-se à conservação da energia em um elemento de superfície normal ao versor \hat{n}_\perp . Nesta equação, ξ representa o fluxo de radiação solar incidente através deste elemento de superfície,

e o termo III representa a fração de energia absorvida pelo elemento. O termo I da equação 2.16 representa a energia difundida para a camada abaixo do elemento de superfície, e o termo II constitui a energia reemitida pelo elemento assumindo que a superfície irradia como um corpo negro. Uma vez que a função ξ é especificada, e conhecendo os parâmetros físicos do material na superfície (K, C, ρ), as equações 2.15 e 2.16 podem ser resolvidas seja de forma analítica, como já mencionado³, ou numérica.

Para avaliar a força de Yarkovsky devida à reemissão térmica, utiliza-se a lei de Lambert, que diz que para qualquer corpo termicamente radiante a força $d\vec{f}$ gerada por qualquer elemento de superfície $d\vec{s}$ é dada por

$$d\vec{f} = -\frac{2\epsilon\sigma T^4}{3mc}\hat{n}_\perp ds \quad (2.17)$$

onde c é a velocidade da luz⁴. A força de Yarkovsky é obtida conhecendo a distribuição $T(s)$ e integrando esta lei sobre toda a superfície do corpo. Adotando um sistema de coordenadas local, com o eixo z alinhado ao eixo de rotação do corpo, é possível decompor esta força em duas componentes: uma vinculada à distribuição de temperatura no sentido longitudinal, e que portanto dependerá principalmente da frequência de rotação ω , e a outra vinculada à distribuição de temperatura no sentido latitudinal, e que portanto dependerá principalmente da frequência de translação orbital do corpo n . Como já mencionamos, estas componentes dão origem às versões diurna e sazonal do efeito Yarkovsky. Também como já mencionamos, assumindo uma simetria esférica do corpo, a integração da lei de Lambert pode ser expressa em termos de harmônicos esféricos, e neste caso as componentes diurna e sazonal da força de Yarkovsky estão vinculadas aos denominados harmônicos zonais e tesserais, respectivamente.

A solução analítica aproximada da força de Yarkovsky permite escrever a variação

³A linearização das equações implica assumir que $T = T_0 + \Delta T$, com $\delta = \Delta T/T_0 \ll 1$. Assim por exemplo, sendo T_0 constante, o termo quártico na temperatura vinculado à radiação de corpo negro pode ser substituído por um termo linear em δ , pois $T^4 \approx T_0^4(1 + 4\delta + \dots)$.

⁴Esta é a mesma equação que se utiliza para determinar, por exemplo, a força da pressão de radiação solar sobre um grão de poeira no espaço.

no semieixo orbital como sendo:

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{diurno} = \frac{8\alpha \pi R^2 \epsilon_0}{9 nmc} F_\omega(R', \Theta) \cos(\Upsilon) + O(e) \quad (2.18)$$

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{sazonal} = \frac{4\alpha \pi R^2 \epsilon_0}{9 nmc} F_n(R', \Theta) \sin^2(\Upsilon) + O(e) \quad (2.19)$$

onde Υ é a obliquidade do eixo de rotação, e a função $F_\nu(R', \Theta)$ depende do raio do corpo R' , normalizado pela profundidade de penetração da onda térmica $l_\nu = \sqrt{K/\rho C_p \nu}$, e do parâmetro térmico $\Theta = (\sqrt{K\rho C_p \nu})/\epsilon\sigma T^3$, ambos definidos para a frequência $\nu = \omega$ no caso diurno, ou $\nu = n$ no caso sazonal.

Para incorporação do efeito Yarkovsky na análise da evolução orbital de um asteroide basta adicionar uma força não conservativa às equações de movimento de tal maneira que esta produza uma variação do semieixo orbital. Para deduzir a expressão desta força, utilizamos a primeira equação variacional de Gauss, que vincula a variação no semieixo orbital de um corpo com as componentes radial ξ e transversal S da força aplicada:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n(1-e^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\xi \cdot e \sin(f) + S \cdot \frac{p}{r} \right] \quad (2.20)$$

onde $p = a(1 - e^2)$, r é a distância heliocêntrica, e f é a anomalia verdadeira do corpo. Assumindo uma órbita circular, a equação 2.20 se reduz à forma simples:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n} S \quad (2.21)$$

sendo S , neste caso, a componente da força tangencial à órbita. Levando em consideração que a velocidade circular é:

$$v = \sqrt{\frac{GM}{a}} = na$$

a força necessária para provocar uma variação da/dt predeterminada é dada por:

$$\vec{S} = \frac{GM}{2a^2} \frac{da}{dt} \frac{\vec{v}}{v^2} \quad (2.22)$$

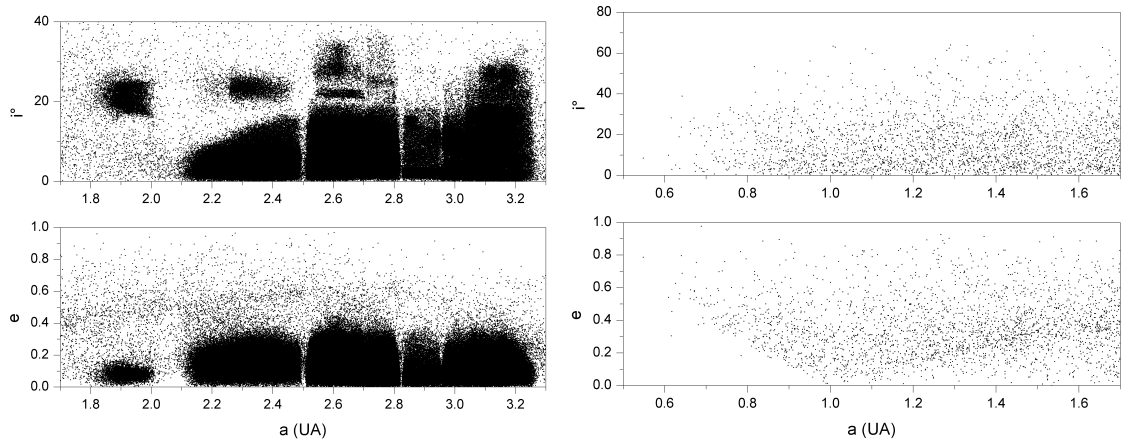


Figura 2.7: Comparação da distribuição dos elementos osculadores dos asteroides do cinturão principal (à esquerda) em relação ao asteroides NEA's (à direita).

Note-se que esta força depende explicitamente da velocidade orbital, o que a caracteriza como uma força não conservativa. Entretanto, devemos destacar que a verdadeira força de Yarkovsky advém da reemissão térmica na superfície e, portanto, pelo menos no caso diurno, não depende explicitamente da velocidade orbital.

2.4 Aplicação à origem dos asteroides MC's e NEA's

Os asteroides cruzadores da órbita de Marte (MC's) estão distribuídos na região tal que $1,3 < q < 1,666$ e $a < 3,2$ UA. Por sua vez, os asteroides próximos da Terra (NEA's) estão distribuídos na região $q < 1,3$ ou $Q > 0,983$ AU. Estes últimos foram reconhecidos como a principal fonte dos meteoritos que caem na Terra.

Observando, com os dados atuais, a distribuição dos elementos osculadores da população de pequenos corpos do Sistema Solar, podemos perceber que tanto no cinturão principal de asteroides quanto no cinturão transnetuniano aparecem estruturas (falhas e grupos) que são resultado da evolução dinâmica destes corpos. Entretanto, ao olharmos a distribuição dos asteroides interiores a órbita de Marte, este tipo de estrutura não é observada (figura 2.7). Isso pode ter duas explicações: a primeira é a não existência de mecanismos dinâmicos que possam gerar estruturas; a segunda é que esta população é constantemente esvaziada e reabastecida com novos objetos inviabilizando a formação de estruturas perenes como vistas no cinturão principal.

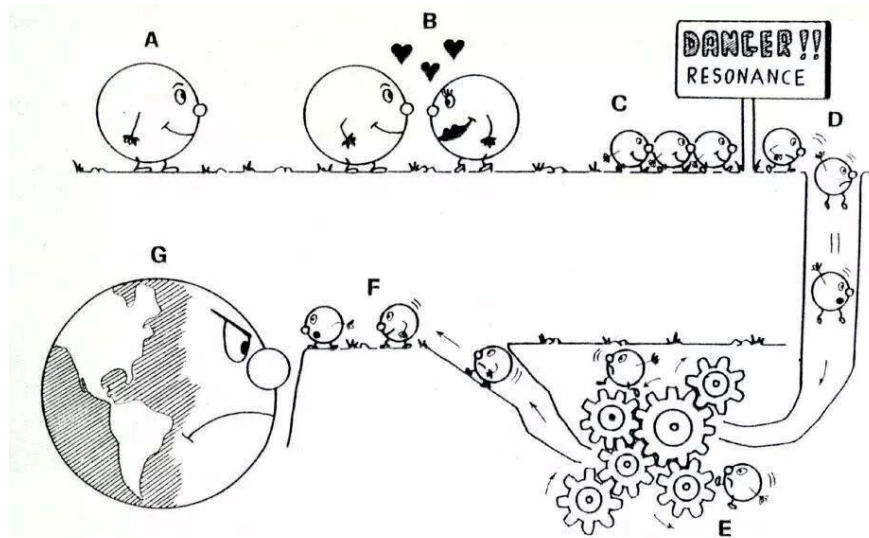


Figura 2.8: Ilustração extraída de Benest e Froeschlé (1998) para demonstrar o transporte de objetos do cinturão interno para a Terra.

Uma primeira explicação para a origem dos asteroides MC's e NEAs parte de assumir que estes asteroides seriam fragmentos de grandes corpos do Cinturão Principal que, após uma colisão, foram injetados na RMM 3:1 ou o na ressonância secular ν_6 . A evolução caótica dentro destas ressonâncias, como visto na capítulo 2, causa um aumento na excentricidade da órbita dos fragmentos, fazendo com que estes possam vir a cruzar as órbitas dos planetas terrestres. A figura 2.8, de autoria de *Vincenzo Zappala*, esquematiza, de forma belíssima e criativa, esta ideia.

O problema com este cenário é que o número de colisões próximas às rotas dinâmicas não é suficiente para gerar um fluxo de objetos capaz de manter a população de asteroides NEA's em estado estacionário, ou seja, preservar a quantidade de objetos da população no tempo. Para melhorar desde cenário, é necessário incluir algum mecanismo ou processo que aumente o número asteroides injetados nas possíveis rotas dinâmicas de transporte, de modo a gerar um fluxo estacionário de objetos para a região dos NEA's.

Atualmente, sabemos que a origem dos MC's e NEA's depende da interação dinâmica entre as RMM e as ressonâncias seculares no cinturão principal e as forças de reemissão térmica como o efeito Yarkovsky. Esta interação produz uma perda contínua de asteroides, especialmente a partir da parte interna do Cinturão Principal

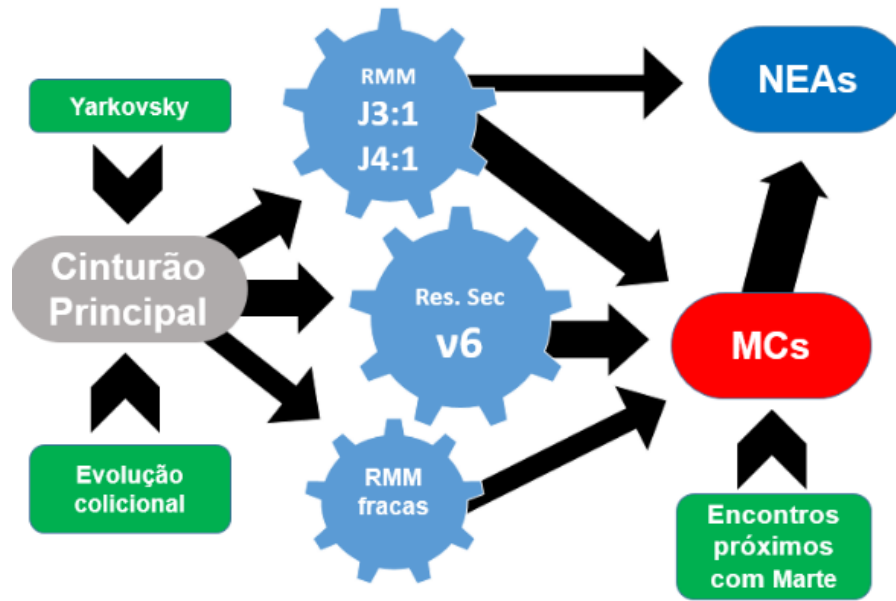


Figura 2.9: Esquematização dos possíveis caminhos dinâmicos para o transporte de asteroides do cinturão interno para a região dos asteroides próximos da Terra (NEA's).

($q > 1,666$ e $2,0 < a < 2,5$ UA). Em particular (ver Morbidelli *et al.* (2002), 2002 e suas referências), a variação em semieixo causada pelo efeito Yarkovsky contribui para injetar um fluxo estacionário de pequenos asteroides na RMM 3:1 e na ressonância secular ν_6 , assim como em outras ressonâncias na região (Farinella *et al.*, 1998; Vokrouhlický e Farinella, 1998).

Migliorini *et al.* (1998) apresentou uma análise da evolução dinâmica de uma amostra de asteroides representativa da população de asteroides MC's. Em particular os resultados obtidos para a população de asteroides do cinturão principal interno e intermediário ($2,1 < a < 2,8$ UA com inclinação orbital $I < 15^\circ$, indicaram que a meia vida da mesma é de $2,37 \times 10^7$ anos, e que para manter esta população em estado estacionário, os MC's tem que ser regenerados a cada $25,0 \times 10^6$ anos. As simulações feitas por estes autores mostraram que cerca de 25% das órbitas caóticas inicialmente no cinturão principal interno se tornaram membros da população de MC's, e que as ressonâncias de movimentos médios com Marte (3:5, 7:12, 4:7, 5:9, 7:13 e 1:2) e com Júpiter (7:2 e 10:3) desempenham um papel relevante na transição de orbitas não cruzadoras dos planetas terrestres para órbitas cruzadoras.

Um panorama geral do cenário mais aceito atualmente pode ser visto na figura 2.9, onde asteroides do cinturão principal podem ser injetados diretamente nos mecanismos dinâmicos de transporte a partir de colisões, ou posteriormente através da variação do semieixo maior devido ao efeito Yarkovsky. Uma vez dentro de algum mecanismo de transporte, a evolução dinâmica faz com que esse objetos tenham sua excentricidade aumentada passando a cruzar a órbita de Marte, se tornando um MC's, e eventualmente cruzando também a órbita da Terra, tornando-se um NEA. Em particular, um MC pode sofrer encontros próximo com Marte e vir a se tornar um NEA. Esse panorama é corroborado com a idade dinâmica dos meteoritos coletados na Terra, obtida a partir de medidas em laboratório do tempo de exposição a raios cósmicos, que indicam que estes tempos são compatíveis com as escalas de tempo dos caminhos dinâmicos aprestados (Marti e Graf, 1992).

Uma análise da distribuição taxonômica na região dos NEA's foi feita por Binzel et al. (2004), utilizando dados espectroscópicos de 254 asteroides cruzadores de Marte e da Terra incluídas no levantamento SMASS. Eles encontraram uma correlação significativa entre a distribuição das classes taxonômicas no Cinturão Principal e as populações cruzadoras, especialmente para as classes pertencentes aos complexos S e Q. A análise também mostrou uma distribuição dependente do albedo com a distância heliocêntrica para as classes pertencentes ao complexo de X. Estes resultados estão em linha com a origem proposta dos MC's e NEA's a partir do cinturão principal, possivelmente com uma pequena contribuição de outras fontes, como os cometas da família de Júpiter.

Capítulo 3

Transporte de asteroides tipo-V para o cinturão intermediário e externo

Em minha dissertação de mestrado, estudamos a evolução dinâmica de asteroides em órbitas cruzadoras de planetas terrestres, particularmente órbitas com semieixo maior entre 2,1 e 2,4 UA. A evolução foi analisada por integração numérica direta de partículas teste sob a influência gravitacional dos planetas de Vênus a Netuno. As simulações incluíram o efeito Yarkovsky. A nossa análise centrou-se nas partículas de teste que podem atingir as regiões intermediárias e externas do cinturão principal de asteroides ($a > 2,5$ UA) durante a sua evolução, uma vez que estas podem ser relevantes para a compreensão dos mecanismos de transporte de asteroides a partir do cinturão interior. Estes mecanismos poderiam ajudar a explicar, por exemplo, a existência de asteroides basálticos além de 2,5 UA assumindo que esses corpos se originaram na família Vesta, em $\sim 2,3$ UA.

Descobrimos nesse trabalho que, apesar de algumas órbitas chegarem ao cinturão intermediário e externo podendo, temporariamente, deixar o regime de cruzadores planetários e tendo as suas excentricidades amortecidas devido à captura em algumas ressonâncias de movimentos médios, tais órbitas sobrevivem por apenas algumas centenas de milhares de anos e, por fim, as partículas de teste retornam ao regime de cruzadoras planetárias para serem eventualmente descartadas por encontros pró-

ximos com os planetas terrestres.

Nossos resultados, em princípio, indicam que um mecanismo de transporte com base apenas em encontros planetários e captura ressonante pode não ser eficiente o suficiente para justificar a presença de asteroides basálticos além de 2,5 UA, assumindo que eles sejam todos originários da família de Vesta. Contudo, o tempo de integração utilizado nessas simulações não permitia descartar completamente esta possibilidade. Neste capítulo, revisitamos o tema da minha dissertação de mestrado (Ribeiro e Roig, 2011, ver apêndice H) estendendo as integrações até 10^8 anos e realizando uma análise em conjunto com os dados da simulação numérica feita por Nesvorný *et al.* (2008) e Roig *et al.* (2008), que chamaremos daqui em diante de simulação RN.

3.1 Da família de Vesta para a região dos MC's

Nesvorný *et al.* (2008) e Roig *et al.* (2008) apresentam resultados de simulações numéricas que mostram que existem mecanismos de transporte dinâmico envolvendo a variação do semieixo devida ao efeito Yarkovsky que poderiam explicar a presença de asteroides de tipo-V fora da família de Vesta. Em particular, Nesvorný *et al.* (2008) analisam o comportamento de 6.600 partículas de teste cujas órbitas iniciais foram clonadas a partir de objetos reais da família de Vesta. Essa simulação evoluiu estas partículas por um intervalo de tempo de 2×10^9 anos. Os resultados desse trabalho mostram que uma fração relativamente grande de membros da família original pode ter evoluído para fora das fronteiras¹ da mesma, encontrando-se atualmente dispersos na parte interna do cinturão principal de asteroides. Os autores mostram ainda que estes resultados seriam compatíveis com a distribuição observada de asteroides tipo-V no cinturão interno. Por outro lado, Roig *et al.* (2008) estimam que cerca de 1% a 3% dos asteroides basálticos membros da família de Vesta, com diâmetros maiores que 1 km, poderiam ter atravessado a ressonância de movimen-

¹As fronteiras da família de Vesta foram definidas a partir do Método de Aglomeração Hierárquico (Zappalà *et al.*, 1995).

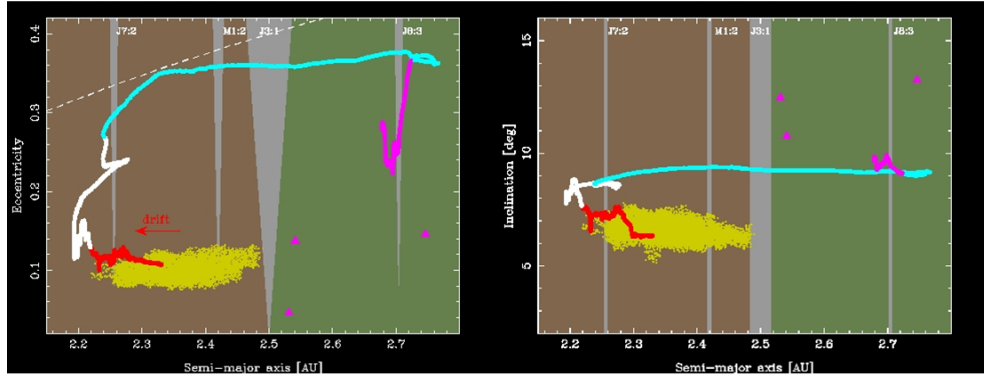


Figura 3.1: A figura da esquerda mostra a evolução de uma órbita transportada para o Cinturão intermediário no espaço de semieixo maior vs. excentricidade. A figura da direita apresenta a evolução da mesma órbita no espaço semieixo vs. inclinação orbital. Os parâmetros orbitais mostrados constituem valores médios sobre intervalos de 10^6 anos. Figura cedida por F. Roig.

tos médios 3:1 com Júpiter, atingindo órbitas estáveis na região intermediária do cinturão ($a > 2,5$ UA).

Um resultado interessante, e motivador da dissertação de mestrado, foi obtido a partir da simulação RN. Os autores descobriram “incidentalmente” uma partícula que percorreu uma rota dinâmica muito peculiar, partindo da família de Vesta no cinturão interno e finalizando em uma órbita estável no Cinturão intermediário. Esta rota dinâmica está apresentada na figura 3.1. Nessa figura, utilizamos diferentes cores para separar os quatro estágios deste caminho: i) mudança do semieixo orbital devida ao efeito Yarkovsky (vermelho); ii) captura em alguma ressonância caótica do Cinturão interno, com o consequente aumento da excentricidade orbital (branco); iii) evolução num regime de cruzamento com a órbita de Marte, e provavelmente também da Terra (ciano); e vi) captura via *stickiness* em ressonância 8:3 de movimentos médios, localizada no Cinturão intermediário, com a consequente diminuição da excentricidade orbital e posterior desacoplamento do regime ressonante devido ao efeito Yarkovsky (magenta).

O primeiro passo nesta nova análise foi verificar como se dava a transição das 6.600 partículas teste representantes da família de Vesta para o regime de cruzamento da órbita de Marte, ou seja, a chegada ao estágio iii. O que fizemos foi contabilizar, a partir dos resultados da simulação RN, o fluxo de objetos para o regime de cruzador

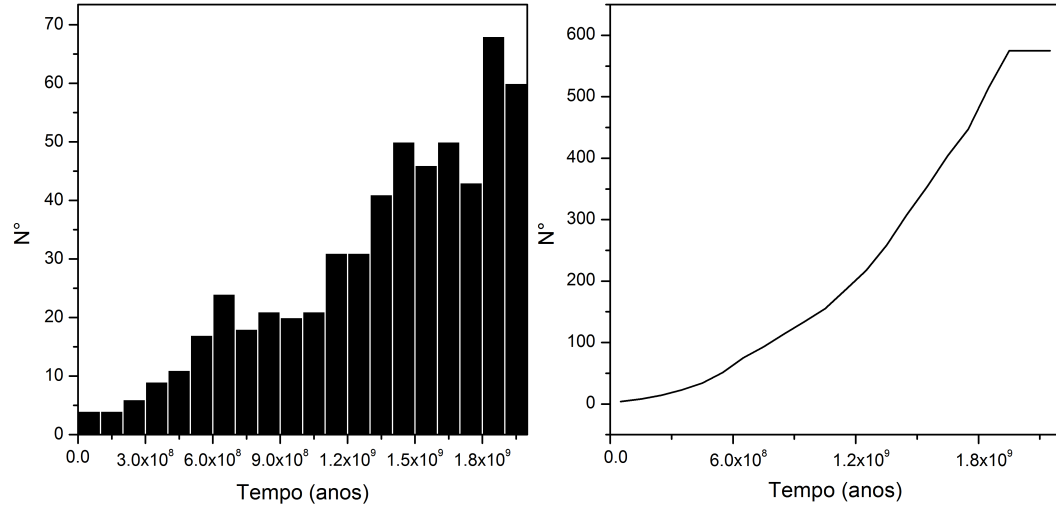


Figura 3.2: À esquerda o número de partículas que tornaram-se MC's e à direita distribuição cumulativa das mesmas.

de Marte a cada 10^8 anos, contando o número de objetos que apresentavam distância periélica menor que 1,666 e maior que 1,3 UA. Obtivemos que o fluxo aumenta ao longo do tempo como visto na figura 3.2. Ao longo de toda a simulação, 575 partículas foram identificadas como estando em uma configuração MC's.

Um segundo passo foi analisar qual a configuração das partículas que se tornaram MC's, “graficando” os elementos orbitais osculadores do momento em que as partículas foram identificadas como sendo MC's. Podemos ver na figura 3.3 que grande parte das partículas que se tornaram MC's (aproximadamente 70%) são injetadas na ressonância de movimentos médios 3:1 com Júpiter e tiveram sua excentricidade aumentada, tornando-se MC's. Por outro lado, uma fração menor atingiu a região dos MC's através de outros mecanismos, em particular RMM fracas, concentrando-se principalmente na região entre 2,15 e 2,35 UA.

Para entender a formação da estrutura vista na figura 3.3 verificamos quais partículas foram capturas em ressonâncias de movimentos médios e estimamos o tempo de permanência médio em cada ressonância. Para realizar esta tarefa utilizamos uma adaptação do **Atlas de Ressonâncias** disponibilizado por Gallardo (2006). Fornecendo a máxima ordem e grau (q, p respectivamente) das ressonâncias, o intervalo de semieixo maior, a excentricidade, inclinação e argumento do periélio das

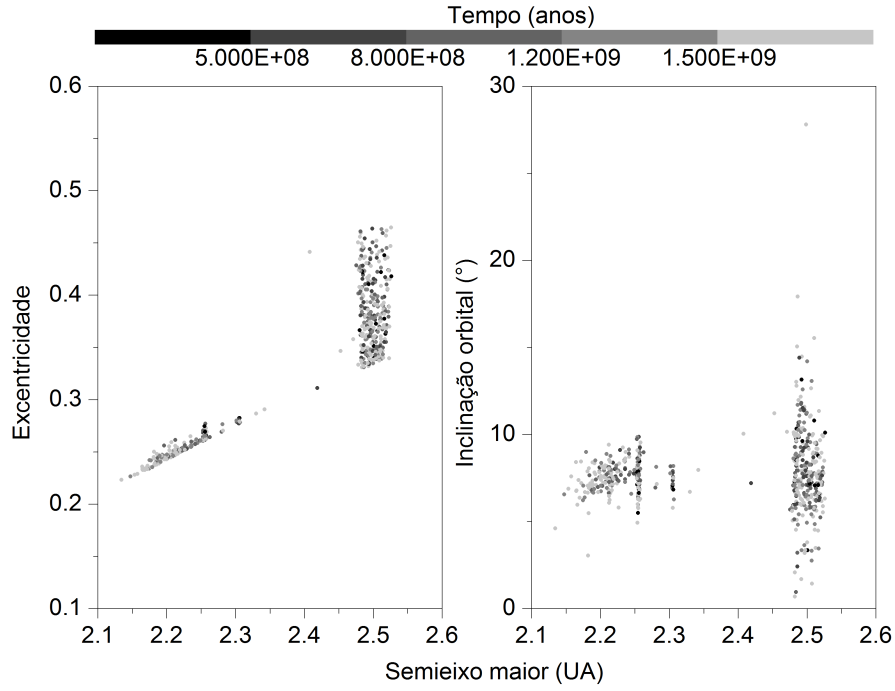


Figura 3.3: Configuração das partícula identificadas com MC's: À esquerda temos o planos $e vs a$ e à direita o plano $i vs a$. A barra de cores indica o tempo que a partícula levou para se tornar MC's.

partículas o programa retorna a localização das ressonâncias de movimentos médios dos planetas e sua “força” associada. A força da ressonância (FR) é obtida através da relação

$$FR = \langle R(\sigma) \rangle - R_{mim},$$

onde $\langle R(\sigma) \rangle$ é o valor médio da função perturbadora respeito de σ (o argumento ressonante) e R_{mim} é o valor mínimo de $R(\sigma)$ (cabe destacar que para este cálculo é suposto que os planetas se encontram em órbitas circulares e com inclinações orbitais iguais a zero, mas a localização da ressonância leva em conta a possibilidade de ter excentricidade e inclinação diferente de zero). Para determinar se uma partícula MC's ao logo de sua evolução estava localizada em alguma ressonância, para cada saída da integração, verificamos a condição:

$$|a_{osculador} - a_{ressonancia}| < 0,005$$

onde o valor 0,005 foi estimado a partir de tentativa e erro. Esse valor permite,

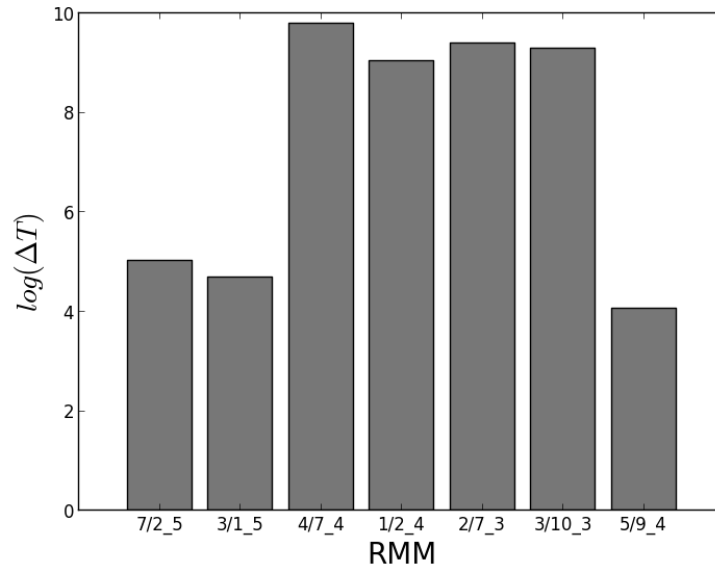


Figura 3.4: Tempo de permanência média de uma dada partícula em uma ressonância de movimentos médios. No eixo x temos as ressonâncias, onde $(p+q)/p_{\text{planeta}}$. Os planetas são identificados com: 3=Vênus, 4=Marte, 5= Júpiter. No eixo y temos o log do tempo de permanência.

para $q \leq 10$ e $p \leq 10$, uma unicidade na identificação, ou não, da ressonância em que a partícula se encontra. Uma vez estabelecido em quais ressonâncias o objeto foi capturado ao longo de sua evolução, verificamos os intervalos de tempo que cada partícula ficou capturada de forma contínua em cada ressonância e calculamos o tempo de permanência médio ΔT em cada ressonância, isto pode ser visto na figura 3.4.

3.1.1 Evolução de asteroides tipo-V do halo da família de Vesta

Os resultados apresentados na seção anterior referem-se apenas a asteroides que se encontram inicialmente na família de Vesta e que chegam até a região dos MC's após tempos tipicamente da ordem de algumas centenas de milhões de anos. Cabe entretanto considerar a possibilidade de asteroides de tipo-V localizados na região interna do cinturão principal, mas fora da família de Vesta, como no caso de objetos pertencentes ao halo da família. Pelo fato de vários destes asteroides possuírem

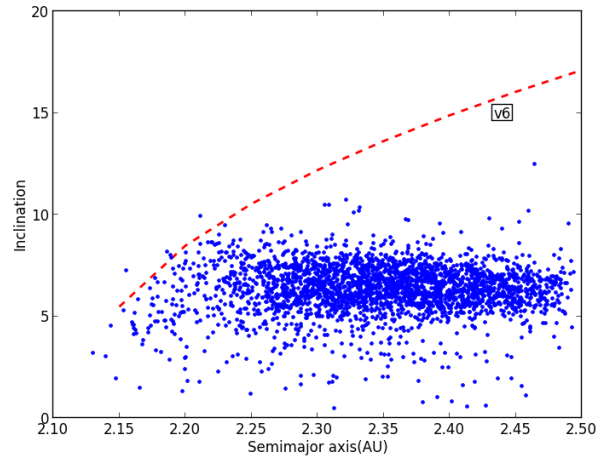


Figura 3.5: Condições iniciais das partículas, que representam os 2.610 asteroides tipo-V do cinturão interno (não MC's) identificados a partir da taxonomia de Carvano *et al.* (2010).

excentricidades mais altas que as da família, a sua chegada a região dos MC's deve ser mais rápida, podendo ocorrer em alguns casos em poucas dezenas de milhões de anos ou menos.

Para analisar esta possibilidade, inicialmente identificamos os asteroides do tipo-V, conforme a classificação taxonômica de Carvano *et al.* (2010), localizados no cinturão interno ($2,1 < a < 2,5$ UA). Obtivemos 2.610 asteroides cujos elementos osculadores podem ser vistos na figura 3.5, e realizamos uma integração numérica dos mesmos por 10^6 anos. Em nosso modelo consideramos todos os planetas e desprezamos o efeito Yarkovsky, pois para escalas de tempo tão curtas, sua influência não é relevante para a nossa análise. Utilizamos em nosso experimento numérico o pacote *Swift_Skell* (Levison e Duncan, 2000).

O resultado desta simulação mostrou que 36 asteroides tornaram-se objetos cruzadores da órbita de Marte. Na figura 3.6, esquerda, podemos ver as condições iniciais das 36 partículas que representam em nossa simulação objetos tipo-Vp do cinturão interno que se tornaram MC's, e à direita podemos ver a evolução destas partículas no plano a vs. e . Em todos os casos, as partículas apresentam uma forte oscilação na excentricidade, forçando que estas acabem entrando em uma configuração MC. Cabe destacar que apenas 20% da amostra fica capturada em RMMs ao longo da sua

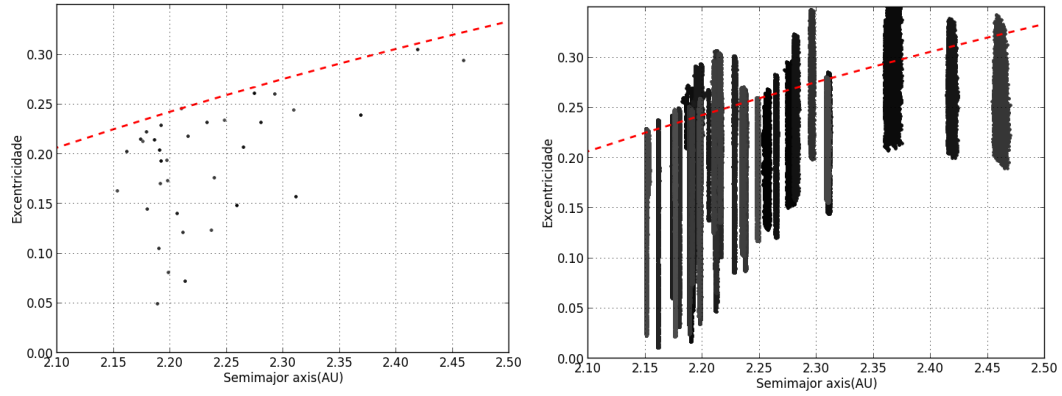


Figura 3.6: À direita: evolução dinâmica no plano a vs e das partículas teste que representam o 36 asteroides tipo-V do cinturão interno que migram para região MC's. À esquerda, a condição inicial dos 36 asteroides tipo-V do cinturão interno que migram para região MC's

evolução e que em geral estas partículas não interagem com nenhuma ressonância antes de virar MC's.

3.2 Dos MC's para o cinturão intermediário/externo

Como comentado no início deste capítulo, fizemos uma extensão da simulação realizada durante o mestrado. Nesta simulação foram consideradas condições iniciais reais de 3263 asteroides cruzadores da órbita de Marte, compreendidos entre 2,1 e 2,4 UA, com inclinações orbitais menores que 17° . Estes limites em semieixo foram escolhidos de forma a evitar objetos que pudessem estar capturados nas ressonâncias de movimentos médios 3:1 e 4:1 com Júpiter. O tempo de integração original de 10^7 anos foi prolongado até 10^8 anos. O passo de integração, foi definido como sendo 0,03 anos, ou aproximadamente 10 dias terrestres, que de acordo com experiências numéricas prévias, demonstra ser suficiente para resolver adequadamente a órbita do planeta mais interno (no caso Vênus). Finalmente, destacamos que o intervalo de saídas dos resultados da integração foi de 10^4 anos.

Para analisar de forma qualitativa o comportamento dinâmico das partículas transportadas para região intermediária e externa do cinturão de asteroides, refizemos os mapas de tempos de permanência levando em conta agora os resultados

da simulação estendida. O primeiro passo para a construção do mapa de tempo de permanência é subdividir o espaço de excentricidade vs semieixo maior, compreendido entre os limites $0 < e < 1$ e $2,5 < a < 3,2$ UA, em células de dimensões $0,05 \times 0,01$ UA. Posteriormente, determinamos os respectivos intervalos de tempo que cada partícula permaneceu continuamente em cada uma destas células e, por fim, fizemos a média sobre todos os intervalos de tempo. O resultado para cada célula é o parâmetro τ , que representa o tempo médio de permanência de uma partícula qualquer na dada célula, associamos esses valores a uma escala de cor, sendo preto igual a 0, vermelho igual a $6,4 \times 10^3$ anos, e branco é igual a $4,0 \times 10^4$ anos.

No painel inferior da figura 3.7 podemos ver o mapa de tempo de permanência. Os resultados corroboram com os obtidos na dissertação de mestrado, com uma diferença: o tempo de permanência é bem mais uniforme ao longo da região intermediária e externa do cinturão de asteroides, com uma suave concentração para semieixos menores que 2,7 UA e excentricidades próximas de 0,62. Este resultado reforça a ideia de que objetos oriundos da parte interna do cinturão de asteroides tem uma permanência transitória e rápida nas regiões intermediária e externa (Ribeiro e Roig, 2011) e que em geral, uma vez que estes objetos entram em um regime de cruzadores planetários, uma estabilização se torna pouco provável.

Também refizemos o mapa de densidade, que descreve a densidade de órbitas em cada célula ao longo da simulação. Esta densidade é calculada como o somatório do número de órbitas que ocupam a célula ao longo do tempo total da simulação dividido pelo número total de partículas na amostra. No painel superior da figura 3.7, podemos ver o resultado obtido para o mapa de densidade na região intermediária e externa do cinturão de asteroides. Pode-se notar uma concentração de órbitas em semieixo maior entre 2,5 e 2,7 UA e excentricidade por volta de 0,62, isto é, a mesma região onde observamos um pequeno aumento nos tempos de permanência.

Entretanto, mesmo estendendo a nossa simulação até 10^8 anos, não tivemos nenhuma melhoria na estatística quanto ao transporte dinâmico de objetos cruzadores da órbita de Marte da região interna para região externa e intermediária do cintu-

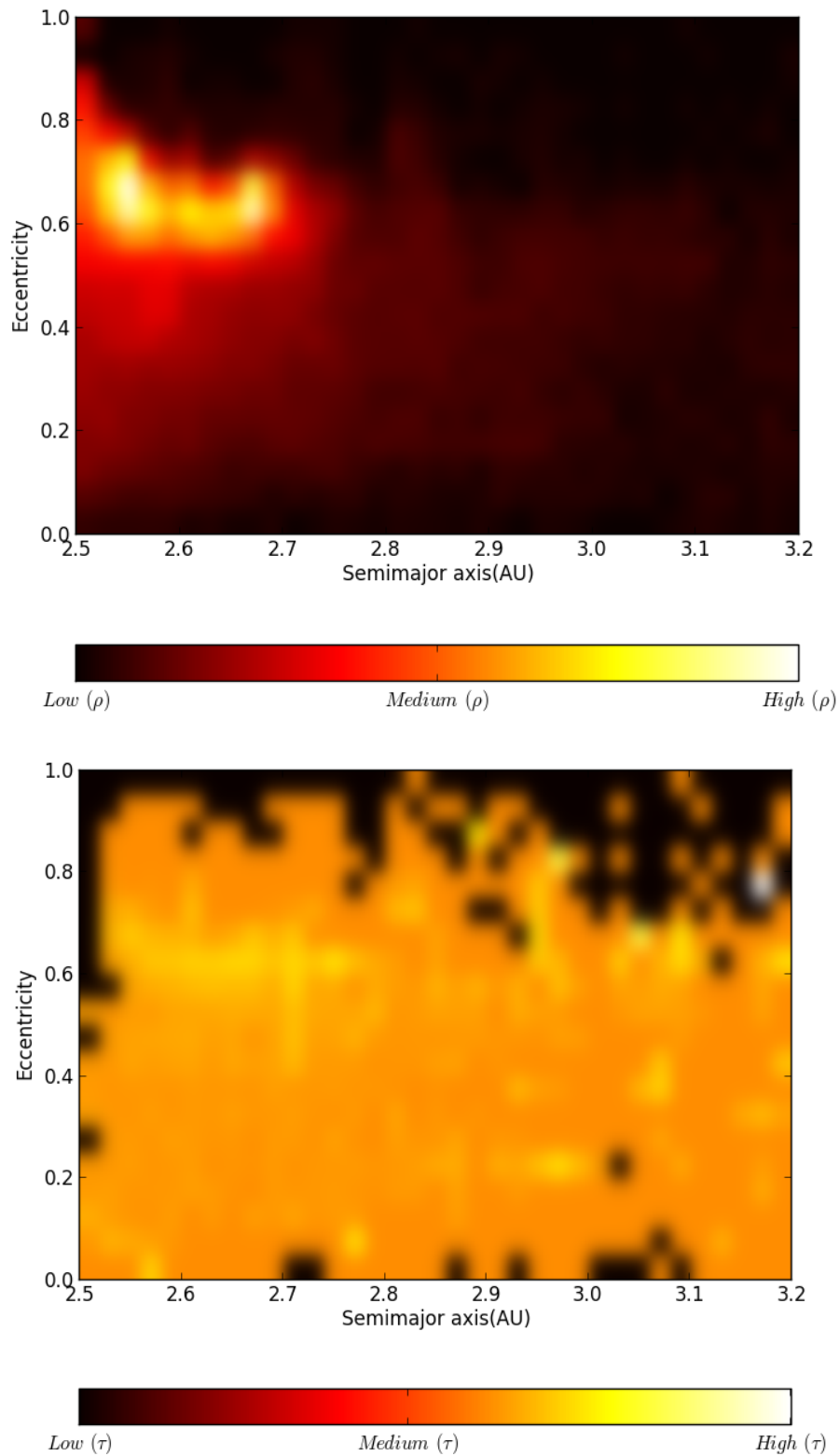


Figura 3.7: Análise da dinâmica das partículas transportadas da região interna para região além 2,5UA. Figura superior: mapa de densidade das partículas. Figura inferior: mapa do tempo de permanência das partículas transportadas.

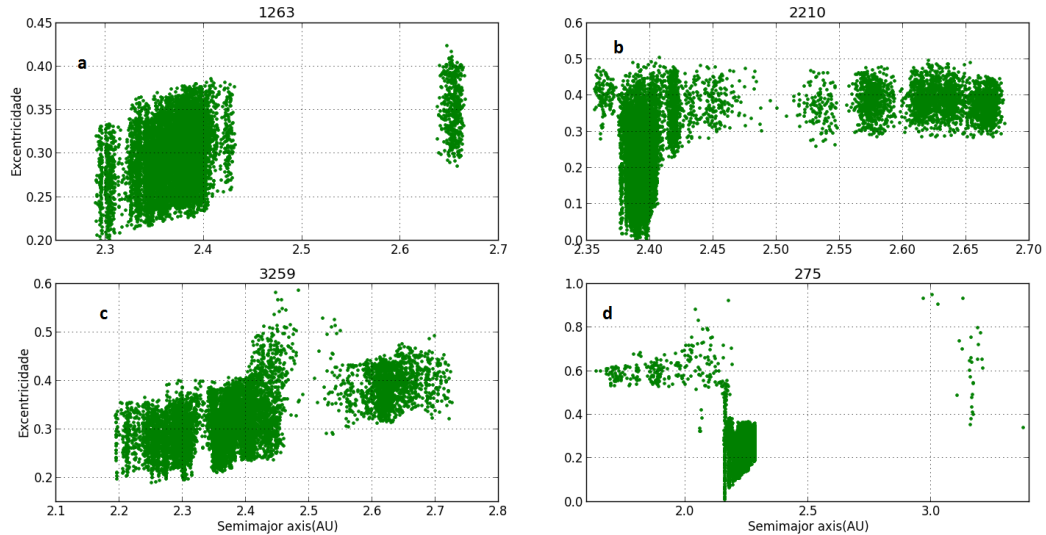


Figura 3.8: Apresentamos neste quadro, quatro exemplos de partículas que foram transportadas para as regiões intermediária/externa. Os exemplos **a**, **b**, e **c** mostram um caminho semelhante, oscilações em excentricidade até um eventual encontro próximo e um transporte para região $a > 2,5$ UA. No exemplo **d** podemos observar que a partícula foi transportada para região interna e posteriormente para externa e capturada temporariamente na RMM J2:1.

ção principal. Assim como na simulação realizada por Nesvorný *et al.* (2008) (ver figura 3.1), encontramos três partículas na nossa simulação que foram transportadas para a região externa/intermediária com tempos de permanência significativos. Na figura 3.8 (b,c) apresentamos os casos das partículas cujos tempos de permanência na região $a > 2,5$ UA foram maiores que 10^5 anos, em particular a partícula #2210 manteve-se ativa na região externa do cinturão principal até o fim da simulação. A partícula #275 (3.8 d) é um exemplo curioso de comportamento: esta partícula, em um primeiro momento, é capturada em uma ressonância de baixa ordem, passa a ter encontros próximos com Marte, tem seu semieixo diminuído e passa a ter encontros próximos com a Terra, sendo posteriormente lançada para a região externa do cinturão principal na borda da RMM 2:1, sendo finalmente ejetada do Sistema Solar por um encontro próximo com Júpiter.

Cabe destacar que fazendo uma análise do fluxo de objetos da população de MC's no cinturão interno que são transportados para a região intermediária e externa, podemos observar que depois de um certo tempo se obtêm um fluxo contante

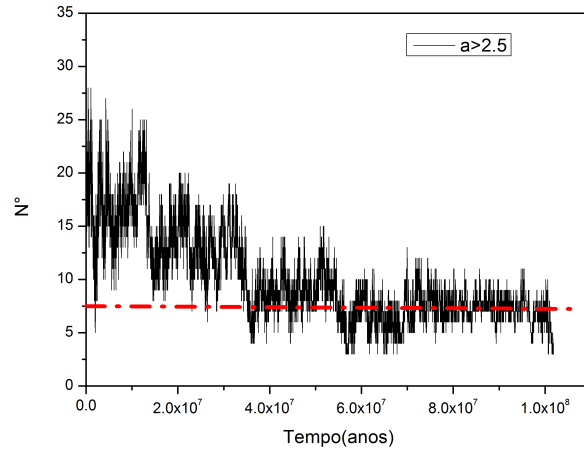


Figura 3.9: Fluxo de asteroides que são transportados para região além 2,5UA.

de objetos (ver figura 3.9). Porém, os nossos resultados levam a concluir que transferências para a região intermediária/externa com tempos de permanência maiores que $\sim 10^4$ anos, ainda que possíveis, são extremamente improváveis.

Independentemente do fato de que após um asteroide entrar em um regime de cruzador da órbita de Marte, uma eventual estabilização na região intermediária/externa do cinturão principal seja extremamente improvável, a existência de um fluxo de objetos oriundos da família de Vesta e, em geral, do cinturão interno, para a região de MC's e o subsequente transporte destes para a região intermediária/externa, nos leva concluir que uma população transitória de asteroides tipo-V possa ser identificada além de $a > 2,5$. Uma região com maior probabilidade para a identificação destes objetos, seria a intersecção entre a região de maior densidade e a região de maior tempo de permanência apresentadas na figura 3.7.

Capítulo 4

Asteroides tipo-V confirmados entre os MC's

No capítulo anterior, abordamos a questão do transporte de asteroides de tipo-V a partir da família de Vesta do ponto de vista dinâmico, partindo da premissa que a região dos MC's constitui uma das rotas dinâmicas que estes corpos seguem. Neste capítulo, vamos a encarar este tópico do ponto de vista da taxonomia.

Sabemos que a região dos MC's constitui um passo intermediário para o transporte de asteroides do cinturão principal interno para a região dos NEA's. Tanto no cinturão interno quanto na população de NEA's, é observada uma fração significativa de asteroides do tipo-V; porém, até a publicação do nosso trabalho "*The first confirmation of V-type asteroids among the Mars crosser population*" em 2014 (ver anexo), apenas dois asteroides tipo-V tinham sido detectados na região dos MC's. Esta carência de asteroides tipo-V em órbitas que cruzam a órbita de Marte nos levou a propor uma busca por asteroides desta classe taxonômica entre a população dos MC's, a fim de validar esta rota dinâmica.

Uma análise da distribuição taxonômica na região dos asteroides cruzadores dos planetas terrestres foi feita por Binzel *et al.* (2004), utilizando dados espectroscópicos de 254 asteroides NEA's e MC's, obtidos a partir do levantamento SMASS. Eles encontraram uma correlação significativa entre a distribuição das classes ta-

xonômicas no cinturão principal de asteroides e as populações de NEA's e MC's, especialmente para as classes pertencentes aos complexos S e Q. A análise também mostrou uma distribuição dependente do albedo com a distância heliocêntrica para as classes pertencentes ao complexo de X. Estes resultados estão em linha com o paradigma que explica a origem dos NEA's tendo como fonte principal o cinturão de asteroides, possivelmente com uma pequena contribuição de outras fontes, como os cometas da família de Júpiter.

de León *et al.* (2010) usaram dados espectroscópicos de 74 asteroides NEA's e MC's para comparar sua mineralogia com a dos asteroides do cinturão principal e como meteoritos condritos ordinários coletados na Terra. Eles descobriram que os asteroides NEA's e MC's aparentam ter superfícies menos avermelhadas em comparação com os corpos do cinturão principal, e que a principal fonte para estes asteroides seria a região interna do cinturão de asteroides, entre 2,1UA e 2,5UA.

Moskovitz *et al.* (2010) compararam o espectro na região do infravermelho próximo de 39 asteroides do cinturão interno com uma amostra de meteoritos HED. Eles descobriram que a mineralogia dos asteroides não é totalmente compatível com a dos HED's, e atribuíram isso ao efeito do intemperismo espacial, entre outras possibilidades. Na amostra analisada, estes autores incluem dois asteroides de tipo-V, (1468) Zomba e (33881) 2000 JK66, que se localizam na região dos MC's. Mais recentemente, Sanchez *et al.* (2013) analisaram o espectro no infravermelho próximo de 14 asteroides NEA's e MC's e confirmaram que a sua composição é consistente ou com a dos meteoritos condritos ordinários ou com a dos meteoritos acondritos basálticos.

Deve-se notar, no entanto, que todas estas pesquisas espectroscópicas falharam, em geral, na identificação de asteroides tipo-V entre a população de MC's, enquanto que cerca de 10% da população dos objetos da região interna do cinturão principal e 4% da população dos NEA's tem taxonomia compatível com o tipo-V. Binzel *et al.* (2004) argumentam que a falta de asteroides tipo-V entre os MC's está em consonância com a ideia de que esses corpos teriam sido diretamente injetados na RMM

3:1 ou na ressonância secular ν_6 com baixas excentricidades e inclinações, compatíveis com a família Vesta. Uma vez dentro dessas ressonâncias, os corpos evoluíram rapidamente para órbitas NEA's, praticamente sem sofrer qualquer interação dinâmica com Marte. Não obstante, as simulações de Nesvorný *et al.* (2008) indicam que cerca de 8% dos membros da família Vesta poderiam se tornar MC's ao longo da 2×10^9 anos. Como a família Vesta tem atualmente mais de 10.000 membros e é mais velha do que pelo menos 10^9 anos, deveríamos esperar encontrar um número significativo de asteroides tipo-V na região dos cruzadores de Marte.

Neste capítulo, vamos utilizar os dados fotométricos do *Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog* (SDSS-MOC4, Ivezić *et al.* (2001); Jurić *et al.* (2002)) para identificar asteroides MC's com cores superficiais compatíveis como a classe taxonômica V, e posteriormente vamos apresentar resultados de observações espectroscópicas que confirmem, ou não, esta classificação.

4.1 Seleção dos candidatos tipo-V

O SDSS-MOC4 fornece magnitudes calibradas nas bandas u, g, r, i, z, com seus erros correspondentes, para 104.409 asteroides conhecidos. No entanto, uma fração não desprezível dessas magnitudes foram obtidas em condições não fotométricas e devem, portanto, serem excluídas da nossa análise. Em definitiva, a nossa amostra de trabalho contém um total de 94.116 observações correspondentes a 70.234 asteroides.

Existem diferentes abordagens para procurar classes taxonômicas específicas a partir das cores do SDSS-MOC4. Roig e Gil-Hutton (2006), por exemplo, selecionam asteroides candidatos a tipo-V aplicando a Análise de Componentes Principais nas observações. Carvano *et al.* (2010) e Moskovitz *et al.* (2008) utilizam métodos baseados na comparação direta das cores com modelos (*templates*) das classes conhecidas. Solonoi *et al.* (2012) selecionam candidatos a tipo-V estudando a distribuição das observações em um diagrama cor-cor. É interessante notar que essas abordagens são independentes mas produzem resultados que mostram uma boa sobreposição; portanto não é possível, a princípio, afirmar que um método seja particularmente

melhor que os outros.

No nosso estudo, aplicamos a abordagem utilizada por Roig e Gil-Hutton (2006) que consiste nas seguintes etapas: (i) para cada observação em nossa amostra, calculamos, a partir das cores, o fluxo de reflectância (normalizado a 1 na banda r), com seu erro correspondente; (ii) descartamos as observações com erros maiores do que 10% em qualquer uma das bandas; (iii) aplicamos a Análise de Componentes Principais para as observações remanescentes e escolhemos aquelas com componentes principais $PC_1 < 0$ e $PC_2 < -0,158$; e (iv) a partir desta última amostra, selecionamos as observações correspondentes à asteroides com distância periélica osculadora $1,3 < q < 1,77$ UA. Cabe destacar que a escolha do limite $q < 1,77$ UA ao invés do limite clássico $q < 1,666$ AU para a população de MC's, nos permite incluir no estudo alguns asteroides do cinturão interno que não são MC's mas que apresentam oscilações de grande amplitude na excentricidade e que podem, após períodos da ordem de 10^5 anos, evoluir para valores de $q < 1,666$ UA.

Nosso procedimento resultou na seleção de 30 observações do SDSS-MOC4, que correspondem aos 18 asteroides listados na Tabela 4.1. Esta tabela fornece, entre outras coisas, o valor do índice de cor $i - z$, que dá uma ideia da profundidade da banda de absorção em 10.000 característica da classe V. A tabela também fornece a classe taxonômica atribuída aos asteroides por Carvano *et al.* (2010) e por Moskovitz *et al.* (2010). Uma comparação destas 30 observações com alguns espectros de asteroides classificados como tipo-V pode ser vista na figura 4.1.

4.2 Objetos observados

Quatro asteroides de nossa lista de candidatos a tipo-V foram observados com espectrógrafo Goodman HT do telescópio SOAR (*Southern Astrophysical Research Telescope*) em Cerro Pachón, no Chile, durante o semestre 2012A. As circunstâncias observacionais encontram-se informadas na tabela 4.2. O espectrógrafo foi utilizado no modo de fenda longa, com 1,03 mm de largura, e foi equipado com um filtro de bloqueio GG-385 e uma grade de dispersão de 300 linhas/mm com resolução de

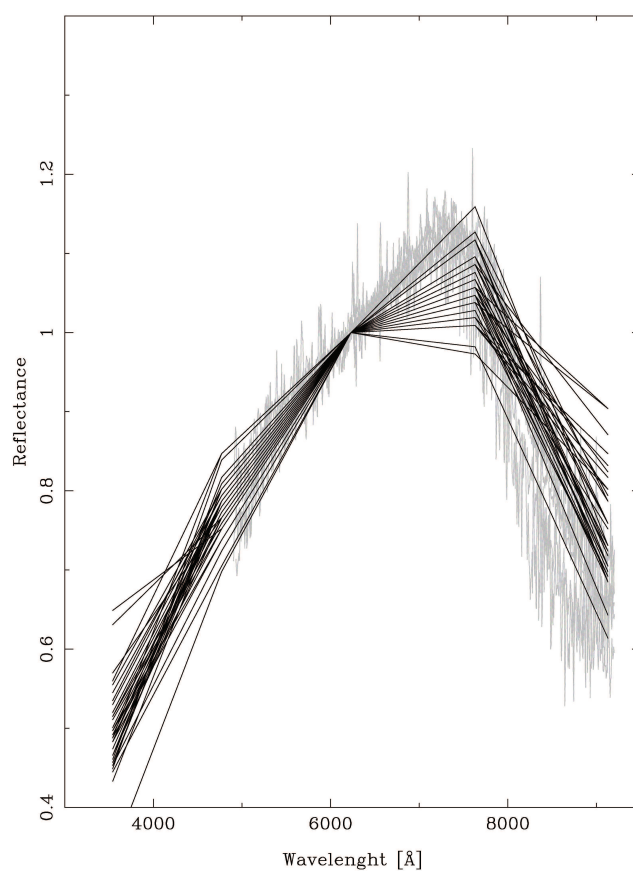


Figura 4.1: Candidatos fotométricos tipo-V comparados com espectros de asteroides classificados como tipo-V

Tabela 4.1: Alvos escolhidos para observação espectroscópica. Asteroides marcados com um (*) foram observados por espectroscopia neste trabalho. As colunas fornecem: distância periélio osculadora (q), Semieixo maior (a), excentricidade (e), inclinação orbital (i) correspondentes a data JD 2.456.000,5 (2012-03-14). Tabela também dá a magnitude absoluta H , O número da observações do SDSS-MOC4 considerado N_{SDSS} , Os valores médios das primeira e segunda componentes principais PC_1 e PC_2 , E a média da cor sloan $i - z$. A última coluna identifica a classificação taxonômica de acordo com (Carvano *et al.*, 2010); as indicadas com + NIR possuem observações no infra vermelhos próximo obtidos por (Moskovitz *et al.*, 2010).

| Nome do asteroide | q [AU] | a [AU] | e | i [deg] | H | N_{SDSS} | PC_1 | PC_2 | $i - z$ | Taxonômia |
|-------------------------|----------|----------|--------|-----------|------|------------|---------|---------|---------|-----------|
| (1468) Zomba (*) | 1,601 | 2,1958 | 0,2707 | 9,9434 | 13,6 | 1 | -0,1218 | -0,2182 | -0,21 | Q (+NIR) |
| (16147) Jeanli | 1,777 | 2,2801 | 0,2206 | 5,9068 | 14,2 | 8 | -0,1968 | -0,3125 | -0,43 | V |
| (28985) 2001 MP5 | 1,742 | 2,2493 | 0,2254 | 4,1578 | 14,8 | 1 | -0,1611 | -0,2593 | -0,41 | V |
| (31415) 1999 AK23 (*) | 1,662 | 2,2751 | 0,2695 | 6,8439 | 14,4 | 1 | -0,1775 | -0,3109 | -0,40 | V |
| (32008) 2000 HM53 (*) | 1,769 | 2,1918 | 0,1929 | 6,3020 | 14,1 | 1 | -0,2349 | -0,2619 | -0,42 | V |
| (33881) 2000 JK66 | 1,567 | 2,2124 | 0,2916 | 11,1721 | 14,4 | 1 | -0,1167 | -0,2277 | -0,38 | V (+NIR) |
| (44798) 1999 TL191 | 1,752 | 2,2809 | 0,2318 | 7,4329 | 15,0 | 2 | -0,1933 | -0,2817 | -0,40 | V |
| (60669) 2000 GE4 | 1,765 | 2,2066 | 0,1999 | 7,6918 | 15,2 | 2 | -0,1775 | -0,2322 | -0,34 | V |
| (67621) 2000 SY175 | 1,760 | 2,1780 | 0,1919 | 5,4648 | 15,8 | 2 | -0,1784 | -0,2992 | -0,46 | V |
| (89137) 2001 UDI7 | 1,649 | 2,1997 | 0,2501 | 7,4623 | 16,6 | 1 | -0,0382 | -0,2743 | -0,29 | - |
| (100316) 1995 MM2 | 1,588 | 2,2117 | 0,2499 | 4,8471 | 16,0 | 1 | -0,1278 | -0,1744 | -0,13 | Q |
| (102803) 1999 VA169 | 1,633 | 2,1359 | 0,2353 | 4,8482 | 16,7 | 3 | -0,2055 | -0,1936 | -0,19 | Q |
| (130988) 2000 WT141 (*) | 1,738 | 2,4606 | 0,2938 | 10,2803 | 15,3 | 1 | -0,2044 | -0,2280 | -0,35 | V |
| (265117) 2003 UQ26 | 1,773 | 2,1979 | 0,1932 | 7,6565 | 16,8 | 1 | -0,0925 | -0,1971 | -0,35 | V |
| (276400) 2002 XS45 | 1,579 | 2,1937 | 0,2799 | 5,6344 | 16,2 | 1 | -0,2314 | -0,1983 | -0,19 | SQ |
| (285894) 2001 QV25 | 1,702 | 2,2241 | 0,2346 | 8,0129 | 16,8 | 1 | -0,0498 | -0,2270 | -0,28 | - |
| 1999 SO15 | 1,571 | 2,2316 | 0,2960 | 8,5455 | 17,4 | 1 | -0,1689 | -0,2404 | -0,33 | V |
| 2005 SF57 | 1,724 | 2,2484 | 0,2334 | 3,8331 | 18,1 | 1 | -0,2070 | -0,2303 | -0,46 | V |

Table 4.2: Circunstâncias de observação dos candidatos tipo-V observados com o telescópio SOAR. As colunas são: JD (indica o tempo do início da observação), massa de ar, V (magnitude aparente), ϕ (ângulo de fase), R (distância heliocêntrica) e Δ (distância geocêntrica).

| Asteroides | JD (2455000+) | massa de ar | V | ϕ [°] | R [AU] | Δ [AU] |
|------------|---------------|-------------|-------|------------|----------|---------------|
| (1468) | 929.78819039 | 1.46 | 18.20 | 19.9 | 2.79 | 2.36 |
| (31415) | 804.49685336 | 1.16 | 18.51 | 28.6 | 2.09 | 1.97 |
| (32008) | 929.74843229 | 1.31 | 17.19 | 15.0 | 2.32 | 1.47 |
| (130988) | 804.80536412 | 1.14 | 16.84 | 9.4 | 1.83 | 0.84 |

$R \sim 1390$. Os espectros cobrem o intervalo visível, entre 4.000 e 9.000 . O tempo de exposição por alvo varia entre 550 e 600 segundos, fornecendo uma relação S/N máxima de 30.

Para subtrair a contribuição solar do espectro, estrelas análogas solares também foram observadas aproximadamente com a mesma massa de ar dos asteroides, imediatamente antes ou após a obtenção do espectro dos asteroides. Na redução das imagens foi seguido o procedimento padrão de calibração (bias, flat, e calibração em comprimento de onda com lampadas padrão).

Os espectros resultantes para cada um dos quatro asteroides são mostrados na figura 4.2. Os espectros foram normalizados no centro da banda de r para torná-los comparáveis com os dados do SDSS-MOC4, representados nesta figura pelos pontos verdes. Os extremos dos espectros foram excluídos da análise, uma vez que os dados abaixo de 4.900 e acima de 8.900 ficaram muito ruidosos. Vemos que o acordo entre os dados do SDSS e os espectros é bom, exceto no caso do asteroide (1468) Zomba.

A fim de verificar se os espectros observados podem ser considerados na classe V, fizemos uma comparação dos mesmos com um modelo da classe, sintetizado a partir de 37 espectros de asteroides tipo-V disponíveis nos levantamentos SMASS II (Bus e Binzel, 2002a,b) e S³OS² (Lazzaro *et al.*, 2004). Para montar o modelo procedemos da seguinte forma: (i) todos os espectros foram re-amostrados em 18 intervalos, ou canais, de 250 de largura cada um; (ii) se $f_{i,k}$ representa o fluxo médio do i -ésimo espectro no k -ésimo canal, e $\sigma_{i,k}$ é o correspondente desvio padrão, então o valor do

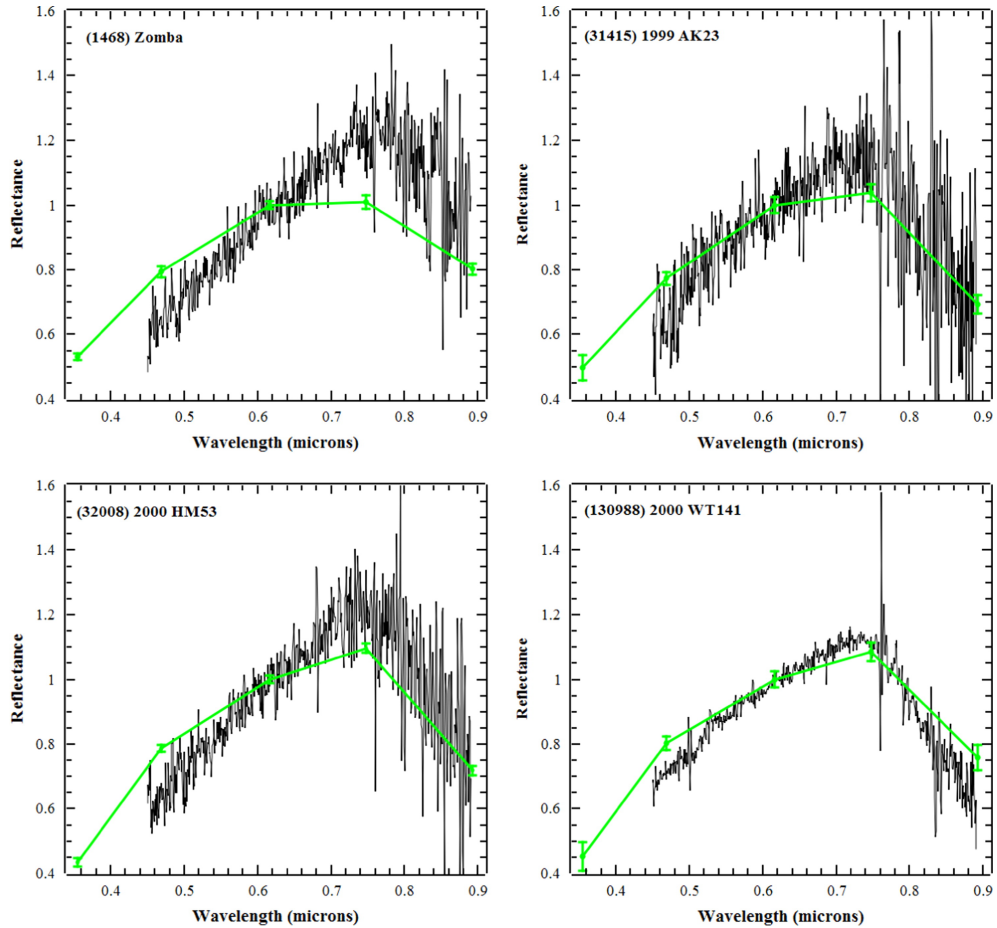


Figura 4.2: Espectros (linhas pretas) dos quatro asteroides observados com o telescópio SOAR. Pontos verdes representam as observações do SDSS com suas barras de erro correspondentes. A reflectância é normalizado para 1 em $0,616\mu m$.

modelo no k -ésimo canal foi calculado pela média ponderada sobre os 37 espectros da amostra:

$$\bar{f}_k = \frac{\sum_i f_{i,k} \sigma_{i,k}^{-2}}{\sum_i \sigma_{i,k}^{-2}};$$

(iii) a semelhança entre um espectro qualquer e o modelo é então determinada calculando-se a distância média entre eles, ponderada sobre os 18 canais. A distância máxima entre os 37 espectros de referência e o modelo foi $d_{max} = 0,038$, portanto, podemos dizer que qualquer espectro que tenha $d_i \leq d_{max}$ pode ser considerado como pertencendo à classe V.

A tabela 4.3 fornece a distância ao modelo dos quatro espectros observados neste trabalho. Estes resultados permitem concluir que os asteroides (31415) e (130988) podem ser classificadas como tipo-V. A figura 4.3a mostra uma comparação entre

Tabela 4.3: Distância d_i entre o espectro de cada asteroide e o modelo de classe V. Espectros com $d_i \leq 0,038$ são sem dúvidas classificadas como do tipo-V.

| Asteroides | d_i |
|------------|-------|
| (1468) | 0,080 |
| (31415) | 0,024 |
| (32008) | 0,050 |
| (130988) | 0,015 |

os espectros e o modelo, observando-se uma boa concordância. No caso do asteroide (32008), o valor de d_i indica que, em princípio, não pode ser um tipo-V. No entanto, a comparação com o modelo mostrado na figura 4.3 b, indica que o espectro seria compatível com a classe V dentro da incerteza de 1σ dos dados.

Já no caso do asteroide (1468), a distância d_i é incompatível com a classe V e o espectro é claramente distinguível do modelo além da incerteza de 1σ (figura 4.3c). Portanto, este asteroide não pode ser classificado como tipo-V de acordo com os nossos dados. Lembremos, porém, que Moskovitz *et al.* (2010) relatam duas observações deste asteroide no infravermelho próximo que permitiram a esses autores fazer uma comparação com os meteoritos HED, chegando à conclusão que (1468) tem uma composição basáltica. Na Figura 4.4, mostramos uma tentativa de “colar” o nosso espectro no visível com o espectro no infravermelho de Moskovitz, utilizando dois comprimentos de onda diferentes em nossa tentativa (importante ressaltar que estes comprimentos de onda tem que ser comuns aos dois espectros) para a normalização. Como não é possível encontrar um acordo, concluímos que o nosso espectro no visível pode ter sido afetado por algum problema instrumental (por exemplo, o asteroide parcialmente fora da fenda durante a aquisição) que produziu um avermelhamento significativo do mesmo.

Os nossos resultados fornecem as primeiras confirmações espectroscópica de candidatos SDSS tipo-V entre os MC's. Entretanto, devemos reconhecer que a maioria dos espectros observados apresentam um ruído significativo que introduz incertezas na classificação taxonômica. Assim, melhores observações espectroscópicas destes objetos seriam aconselháveis para reforçar a nossa classificação.

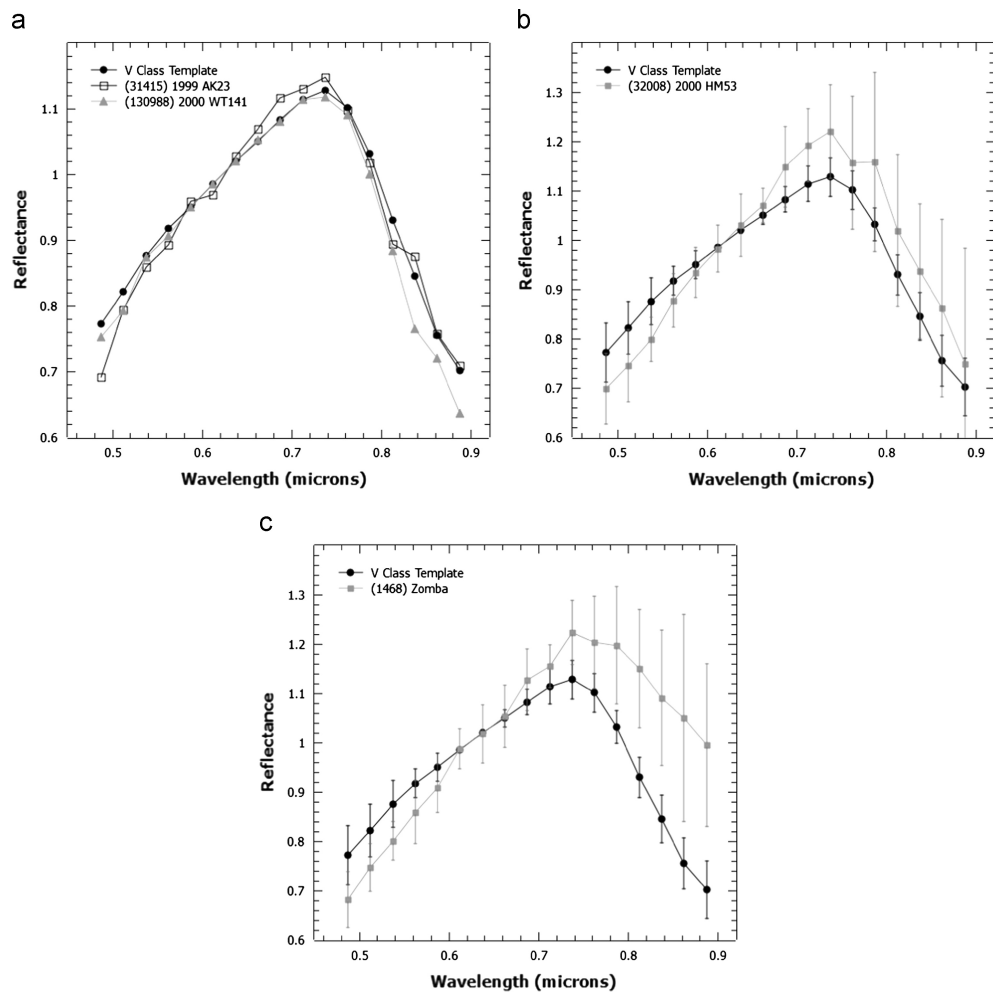


Figura 4.3: As comparações entre o modelo de classe V (pontos pretos cheios) e os espectros re-amostrados dos asteroides observados (outros símbolos). Em painéis b e c, mostram também as correspondentes barras de erro 1- σ dos espectros e o modelo. Observe as diferentes escalas verticais em um painel.

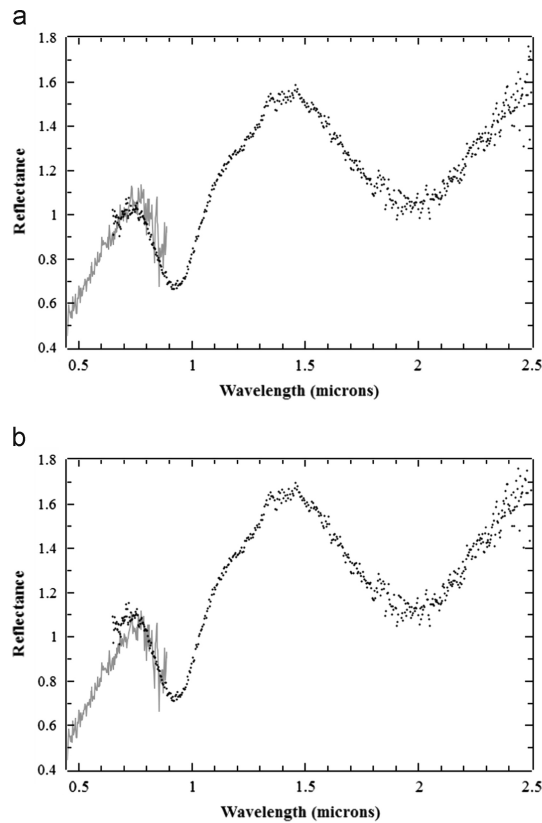


Figura 4.4: Espectro de (1468) na faixa $0,45 - 2,5 \mu m$, obtido por concatenação de nosso espectro visível (linha cinza) com um espectro NIR de Moskowitz et al. (2010) (pontos pretos). A reflectância foi normalizado a 1 em dois pontos de comprimentos de onda comuns aos espectros: $0,7 \mu m$ (painel a) e $0,8 \mu m$ (painel b). Em qualquer dos casos, não é possível encontrar um bom equilíbrio entre o visível e os espectros de NIR.

Tabela 4.4: Diâmetros estimados e da/dt máximos devido ao efeito Yarkovsky.

| Asteroides | D [km] | $\left \frac{da}{dt}\right _{\max}$ [AU/y] |
|------------|----------|--|
| (31415) | 2,96 | $8,5 \times 10^{-11}$ |
| (32008) | 3,40 | $7,4 \times 10^{-11}$ |
| (130988) | 1,96 | $12,8 \times 10^{-11}$ |

4.3 Evolução orbital dos MC's tipo-V

Dos três asteroides MC's classificados como do tipo-V por nossas observações, dois deles (32008 e 130988) possuem valores de distância periélica osculadora acima de 1,666 UA, não sendo a rigor cruzadores da órbita de Marte. O terceiro, (31415), é um MC's mas também encontra-se próximo da distância periélica superior desta população. A fim de verificar o comportamento orbital destes corpos, avaliamos a evolução orbital deles usando o pacote de integração numérica *SWIFT* (Levison e Duncan, 2000). O nosso modelo inclui também o efeito Yarkovsky sobre os asteroides, usando a mesma abordagem aplicada por Nesvorný *et al.* (2008). O efeito é representado por uma força de dissipação paralela à velocidade orbital que produz um deslocamento no semieixo maior dado por:

$$\left|\frac{da}{dt}\right| = k \frac{1 \text{ km}}{D} \quad (4.1)$$

Para asteroides tipo-V, $k \sim 2,5 \times 10^{-10}$ UA/ano, e D é o diâmetro do asteroide em km. Como o albedo dos três asteroides é desconhecido, o diâmetro foi estimado a partir da magnitude absoluta H , assumindo um albedo de 0,35, compatível com estimativas recentes do albedo de 4 Vesta (Fornasier *et al.*, 2011) e com o albedo médio dos membros da família Vesta incluídos no levantamento WISE/Neowise (Masiero *et al.*, 2012). A Tabela 4.3 lista os valores destes parâmetros. Na integração numérica foram incluídos todos os planetas de Mercúrio a Netuno, e cada simulação abrangeu um intervalo de pelo menos 2.0×10^8 anos, mas algumas simulações foram estendidas até 10^9 anos.

Para cada uma das órbitas nominais dos três asteroides, foram gerados 11 clones

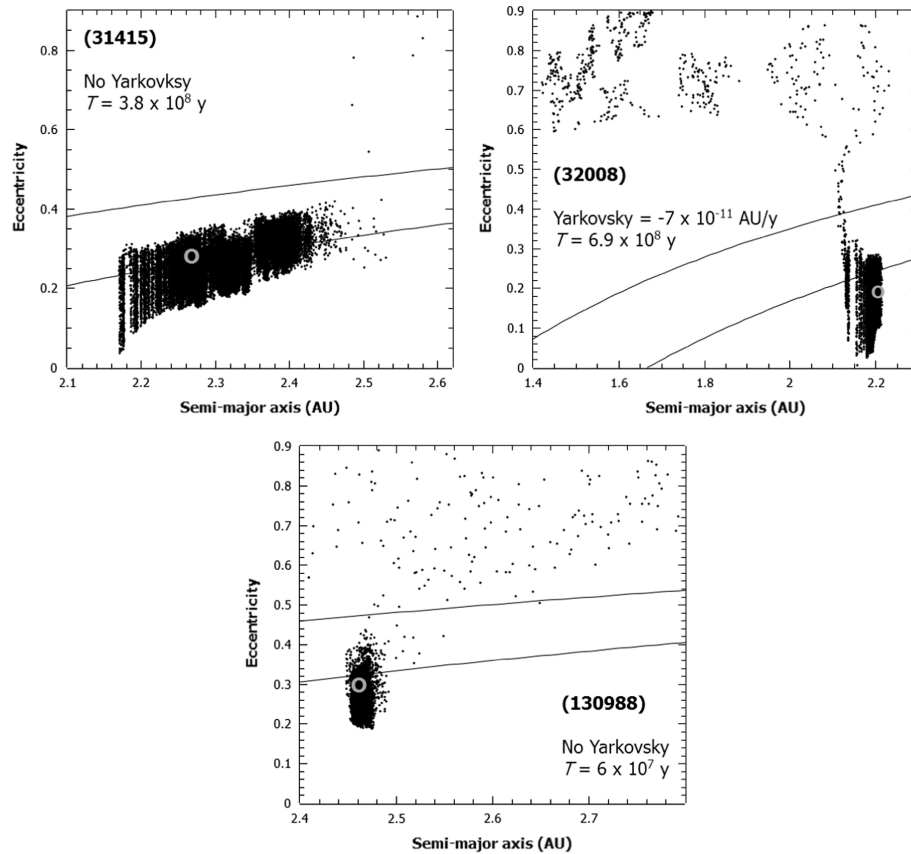


Figura 4.5: Exemplos da evolução orbital (pontos pretos) dos três asteroides do tipo-V confirmados neste trabalho, no espaço de semieixo maior vs excentricidade. Todos os exemplos mostrados aqui levaram a partícula teste a cruzar a órbita da Terra. O deslocamento correspondente ao semieixo maior devido ao efeito Yarkovsky é indicado. O tempo T é o tempo aproximado quando a órbita entra na região MC's. As linhas pretas cheias representam os limites da região do MC's. A área acima da linha superior corresponde à região dos NEA's. O círculo cinza aberto indica a localização atual dos asteroides, que foi utilizada como condição inicial para as simulações.

com as mesmas condições iniciais mas com diferentes valores do efeito Yarkovsky, sendo cinco com $da/dt > 0$, cinco com $da/dt < 0$ e um com $da/dt = 0$. Todas as simulações mostram que as órbitas atingem $q < 1,666$ UA várias vezes durante a sua evolução, pulando para dentro e para fora da região de MCs. As órbitas de (31415) e (32008) parecem ser bastante estáveis e apenas 18% das simulações levaram as órbitas para a região dos NEA's, com a subsequente eliminação das mesmas devido a encontros próximos com a Terra ou Vênus. Exemplos de tais simulações são apresentados na figura 4.5. Nestes casos, a transição para o regime de NEA é muito rápido, da ordem de 10^7 anos ou menos.

Por outro lado, no caso do asteroide (130988), verificamos que 72% das simulações realizadas produziram órbitas de NEA's após 6×10^7 anos, sendo eliminadas por encontros próximos com a Terra ou Vênus. Um exemplo deste comportamento é também mostrado na figura 4.5. Assim, o asteroide (130988) seria o primeiro caso confirmado de um asteroide do tipo-V que se origina no cinturão principal, passa pela região dos MC's onde fica retido por até 10^7 anos, e chega finalmente à região dos NEAs.

4.4 Discussão

Neste capítulo, apresentamos os resultados da aplicação do método de Roig e Gil-Hutton (2006) para identificar asteroides candidatos a tipo-V na população de MC's, e a sua posterior observação espectroscópica para confirmação da taxonomia. Identificamos 18 asteroides com cores compatíveis com os da classe V e obtivemos espectros de 4 desses candidatos com o telescópio SOAR. Os espectros resultantes indicam que

- dois candidatos são classificados como asteroides tipo-V;
- um candidato pode ser classificado marginalmente como tipo-V, porém novas observações devem ser realizadas para uma confirmação mais acurada;
- o quarto candidato não pode ser classificado como um tipo-V de acordo com as nossas observações, embora de acordo com Moskovitz *et al.* (2010), este objeto tem uma composição basáltica;
- um dos asteroides com tipo-V confirmado está atualmente na região de MC's, e depois de alguns milhões de anos de evolução passa a ter encontros próximos com a Terra, tornando-se um NEA;
- os outros dois asteroides do tipo-V confirmados ingressam temporariamente na região dos MC's várias vezes durante a sua evolução orbital, mas as suas

órbitas são bastante estáveis e dificilmente são levados para a região dos NEA's nos intervalos de tempo simulados.

Nossas observações fornecem a primeira confirmação espectroscópica de candidatos fotométricos a tipo-V entre os asteroides cruzadores da órbita de Marte. Este resultado amplia o banco de dados de asteroides tipo-V conhecidos entre essa população, e fornece suporte às rotas dinâmicas que podem transportar meteoritos basálticos à Terra. No entanto, a eficácia real desta rota dinâmica, e a quantidade ainda muito pequena de asteroides do tipo-V na população MC's em relação à população de NEA's ainda permanecem questões abertas.

Capítulo 5

Estudo dinâmico do grupo Atira

Os asteroides classificados no grupo dinâmico de Atira, como vimos, são objetos que tem $Q < 0,983$ UA. Estes objetos também são conhecidos com asteroides interiores à órbita da Terra (Morbidelli *et al.*, 2002). Por sua própria natureza orbital, os Atiras só podem ser observados em pequenos valores de elongação solar (Masi, 2003). Isto impõe um grande viés observacional sobre o verdadeiro número de asteroides deste grupo, pois as janelas de observação dos mesmos são muito curtas, sempre no início e no fim de cada noite.

Michel *et al.* (2000), antes mesmo que o primeiro Atira fosse descoberto, apresentaram um estudo onde é feita uma estimativa teórica do número de membros desta população. Para tal, foi realizada uma integração numérica de 527 órbitas de asteroides cruzadores da órbita de Marte com as mesmas configurações utilizadas por Migliorini *et al.* (1998), ou seja, órbitas com semieixo maior $a > 2,06$ UA e inclinação orbital menor que o *locus* da ressonância secular ν_6 . Os autores obtiveram uma razão Atira/Aten¹ de 0,5, para objetos oriundos da RMM 3:1 com Júpiter e uma razão de 0,6 para objetos oriundos da ressonância ν_6 . Sabendo que atualmente conhecemos 866 Atens, seria então de se esperar a existência de pelo menos ~ 476 asteroides no grupo de Atira, quando de fato só conhecemos 12. Esta carência de Atiras conhecidos está muito provavelmente relacionada com o viés observacional mencionado anteriormente, entretanto não pode ser descartada ainda a possibilidade

¹O subgrupo Aten é definido tal que $a < 1.0$ UA e $Q > 0,983$ UA

de que este grupo não seja uma população estacionária. Michel *et al.* (2000) salientam em seu trabalho a importância de compreender o comportamento dinâmico da população dos Atiras, pois os mesmos representam uma ameaça em potencial para a Terra uma vez que diferentes mecanismos, como capturas em ressonâncias seculares com Mercúrio, Vênus, Terra e/ou encontros próximos com estes planetas, podem reinjetar estes asteroides em órbitas que cruzam a órbita da Terra (Michel, 1997).

Em um trabalho recente, Greenstreet *et al.* (2012) apresentam um modelo para a distribuição de órbitas da população de asteroides internos à órbita da Terra. A análise é baseada em uma adaptação do modelo proposto por Bottke *et al.* (2002) e o resultado encontrado é que as diferentes subpopulações dos NEA's deveriam representar as seguintes frações da população estacionária total: Amors = $30,1 \pm 0,8\%$, Apolos = $63,3 \pm 0,4\%$, Atens = $5,0 \pm 0,3\%$, Atiras ($0,718 < Q < 0,983$ UA) = $1,38 \pm 0,04\%$, e Vatiras ($0,307 < Q < 0,718$ UA) = $0,22 \pm 0,03\%$. Os Vatiras são definidos como uma subpopulação de NEA's, cujas órbitas se encontram completamente interiores à órbita de Vênus. Um resultado adicional desse trabalho foi a descoberta acidental de objetos NEAs, oriundos do cinturão principal de asteroides, cujas órbitas se tornam retrógradas. Esta população de NEAs retrógrados representaria aproximadamente de 0.1% da população estacionária total. Com base nestas estimativas, e levando em consideração que atualmente conhecemos 11.409 asteroides NEA's, podemos inferir que a atual população de Atiras conhecidos deveria ser de ~ 157 asteroides.

Na tabela 5.1, apresentamos os elementos osculadores dos 12 asteroides Atiras descobertos até o momento, de acordo com os dados tirados do JPL.

O nosso objetivo aqui é, por um lado, mapear as regiões de estabilidade e instabilidade dinâmica na parte mais interna do Sistema Solar, onde poderiam existir objetos de tipo Atira e, por outro lado, analisar a probabilidade dos Atiras conhecidos vir a ser tornarem cruzadores da órbita da Terra e eventualmente ter uma colisão com o nosso planeta.

Tabela 5.1: Dados dos asteroides membros do grupo Atira.

| Objeto | a (UA) | e | i (°) | Ω (°) | ω (°) | M (°) | H | J (245) |
|-----------|----------|--------|---------|--------------|--------------|----------|-------|-----------|
| 163693 | 0,7410 | 0,3222 | 25,6173 | 103,9250 | 252,9317 | 129,8486 | 16,28 | 6.401 |
| 164294 | 0,6176 | 0,4545 | 2,9496 | 211,4211 | 5,1576 | 244,8721 | 20,39 | 6.401 |
| 1998 DK36 | 0,6923 | 0,4159 | 2,0172 | 151,4621 | 180,0423 | 183,2529 | 25,01 | 0.869 |
| 2004 JG6 | 0,6352 | 0,5312 | 18,9456 | 37,0440 | 352,9833 | 80,6284 | 18,48 | 6.401 |
| 2005 TG45 | 0,6814 | 0,3723 | 23,3299 | 273,4669 | 230,4090 | 353,7698 | 17,57 | 6.401 |
| 2006 KZ39 | 0,6020 | 0,5607 | 10,6177 | 40,3132 | 354,6734 | 191,8557 | 20,13 | 3.882 |
| 2006 WE4 | 0,7847 | 0,1829 | 24,7674 | 311,0399 | 318,6066 | 273,9418 | 18,83 | 6.401 |
| 2007 EB26 | 0,5479 | 0,7879 | 8,4777 | 63,1163 | 236,7866 | 237,9514 | 19,59 | 4.171 |
| 2008 EA32 | 0,6159 | 0,3049 | 28,2643 | 100,9737 | 181,8437 | 73,21647 | 16,46 | 6.401 |
| 2008 UL90 | 0,6948 | 0,3802 | 24,3095 | 81,1727 | 183,5921 | 57,41760 | 18,51 | 6.401 |
| 2010 XB11 | 0,6180 | 0,5337 | 29,8834 | 96,3257 | 202,4736 | 86,5989 | 19,88 | 6.401 |
| 2012 VE46 | 0,7128 | 0,3615 | 6,6664 | 8,9503 | 190,3646 | 105,8629 | 20,11 | 6.401 |

5.1 Mapas dinâmicos

Para fazer uma análise global da dinâmica na região interna à órbita da Terra, construímos mapas dinâmicos a partir de integrações numéricas de grades de condições iniciais no espaço de excentricidade vs. semieixo maior, considerando duas inclinações orbitais fixas, 0° e 30° . Estes valores de inclinação foram definidos a partir dos limites da atual população de Atiras reais. Estudamos particularmente duas regiões: a denominada **região A**, com semieixo maior entre $0,20 < a < 0,37$ UA (isto é, interna à órbita de Mercúrio), e a denominada **região B**, com semieixo maior entre $0,40 < a < 0,75$ UA (isto é, entre as órbitas de Mercúrio e Vênus). Ambas regiões foram limitadas ao intervalo de excentricidades $0,0 < e < 0,8$. As condições iniciais em cada grade foram distribuídas equidistantemente considerando intervalos $\Delta a = 0,0032$ UA e $\Delta e = 0,008$. Isto resultou em um total de 5.300 partículas na região A e 10.900 partículas na região B. As órbitas em cada grade foram evoluídas por um total de 10^6 anos, com saídas dos resultados a cada 10^2 anos.

Para as simulações utilizamos o pacote EVORB (Fernández *et al.*, 2002), que consiste em um integrador simpléctico de segunda ordem associado a uma rotina *Bulirsch-Stoer* que é ativada toda vez que ocorre uma configuração de encontro próximo entre uma partícula de teste e um planeta (distância mútua menor que 2 raios

de Hill)². Este algoritmo descarta a partícula de teste caso ocorra uma colisão com um planeta, definida por uma distância mútua menor que 1 raio planetário. Nas simulações consideramos as perturbações gravitacionais de todos os planetas de Mercúrio a Netuno; entretanto não levamos em consideração os efeitos do achatamento do Sol nem de correções relativísticas, que para a escala de tempo estudada não são relevantes. Também não foi considerado o efeito Yarkovsky, pois estamos interessados em descrever a caoticidade gerada pela evolução dinâmica conservativa, mas devemos destacar que, a princípio, devido à proximidade do Sol, o efeito Yarkovsky poderia ser relevante mesmo na curta escala de tempo das simulações.

Na construção dos mapas dinâmicos, foi considerado um indicador de caos para caracterizar a evolução dinâmica de cada partícula da grade. Existem vários tipos destes indicadores de caos, destacando-se entre os mais conhecidos o expoente de Lyapunov (Benettin *et al.*, 1976, 1980; Mikkola e Innanen, 1995; Tancredi *et al.*, 2001) e todas as suas variantes, como por exemplo, o expoente MEGNO (??). Este tipo de indicadores, entretanto, não podem ser aplicados em nossas simulações devido ao grande número de encontros próximos envolvidos³.

Alternativamente, é possível utilizar indicadores baseados na decomposição harmônica da evolução temporal da partícula. Um exemplo é o índice proposto por Michtchenko *et al.* (2002), que utiliza a transformada de Fourier rápida (FFT) da série temporal do semieixo maior da partícula e determina o número de picos no respectivo espectro de frequências, denominado de número espectral. O problema com este tipo de métodos reside na necessidade de gravar saídas da solução numérica a intervalos menores que, pelo menos, metade do menor período envolvido no sistema, a fim de evitar o efeito de *aliasing* de frequências⁴. Levando em conside-

²O raio de Hill de um planeta é dado por

$$r \approx a(1 - e^2) \sqrt[3]{\frac{m}{3M}}$$

onde e é a excentricidade, a o semieixo maior e m a massa do planeta e M é a massa do Sol.

³A ocorrência de um encontro próximo entre a partícula de teste e o planeta quebra uma das premissas fundamentais para que a definição de expoente de Lyapunov seja válida.

⁴O aliasing é um fenômeno que acontece quando um sinal é amostrado a menos do que o dobro da maior frequência contida no sinal. Isto faz com que as frequências mais altas apareçam “refletidas” na região das frequências mais baixas, introduzindo harmônicos de longo período.

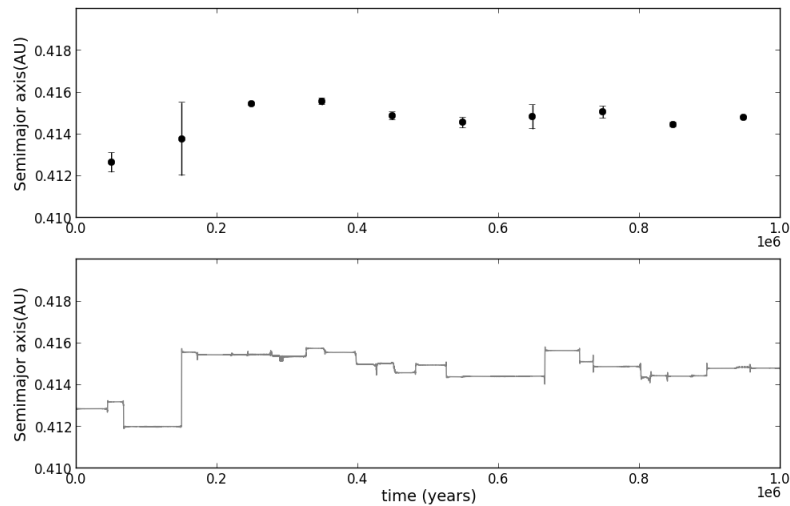


Figura 5.1: Exemplo da determinação do MDP, superior: evolução do semieixo maior médio para cada intervalo e o desvio padrão associado; inferior evolução do semieixo maior.

ração que os mais curtos períodos envolvidos nas nossas simulações são da ordem de algumas dezenas de dias, o uso de análise harmônica implicaria em um armazenamento de dados muito grande e dificultaria o pós-processamento dos mesmos. Este problema poderia ser contornado aplicando um filtro digital on-line durante a integração numérica, de forma a eliminar as oscilações de mais curto período e permitir uma amostragem mais espaçada da solução, porém optamos por utilizar um índice que fosse rápido, simples de implementar e que descrevesse de forma correta o comportamento dinâmico das soluções, ver exemplo na figura 5.1.

Para calcular este índice, dividimos o intervalo de integração em 10 subintervalos, e para cada subintervalo calculamos a média do semieixo maior no intervalo e seu respectivo desvio padrão. Assim, para cada partícula na grade, obtemos no final da simulação 10 valores de semieixos maiores médios e 10 desvios padrões. O nosso índice então é definido como o máximo desvio padrão (MSD) obtido, representado portanto o maior afastamento da posição média da partícula durante toda a simulação. Este MSD é então associado a cada ponto da grade e codificado em uma escala de cores para montar o mapa. Visando verificar a confiabilidade deste índice, comparamos um de nossos mapas dinâmicos com o mesmo mapa construído utilizando o número

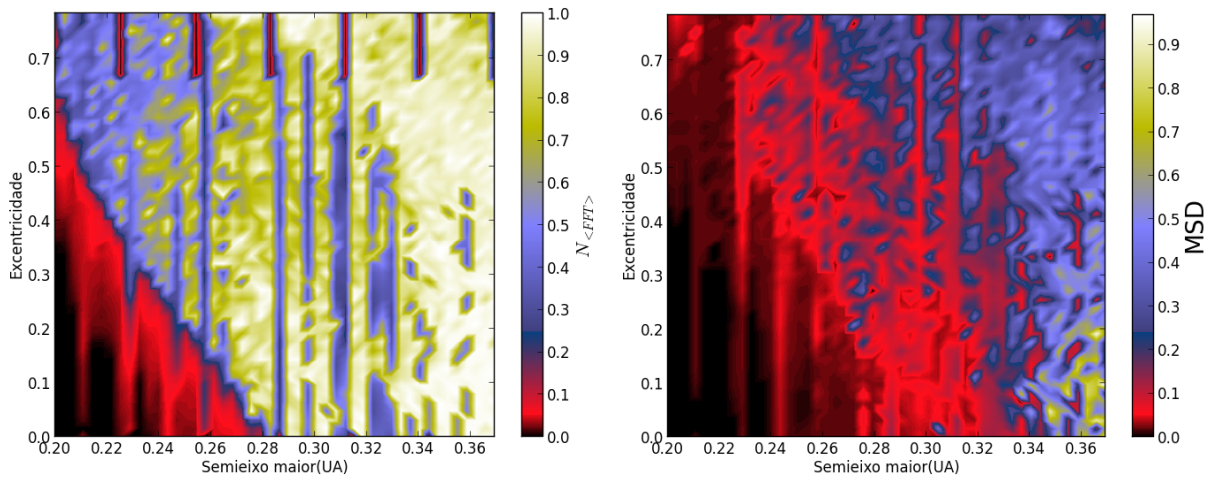


Figura 5.2: À direita temos o mapa construído com MDP, à esquerda temos o mapa construído com o método proposto por Michtchenko *et al.* (2002).

espectral de Michtchenko *et al.* (2002). Obtivemos que o mapa de MSD mostra as mesmas estruturas que o mapa de número espectral, sendo ambos comparáveis do ponto de vista qualitativo, sendo que o MSD ainda apresenta um ganho de 3 vezes em velocidade de computo. Como podemos apreciar na figura 5.2, ambos os mapas permitem identificar as RMM presente na região, bem como a presença de uma região mais estável na parte mais interna à órbita de Mercúrio. Com base nesta comparação, concluímos que o MSD é capaz de caracterizar corretamente a estabilidade/caoticidade das regiões sob estudo.

Os mapas construídos para região A apresentam um região de maior estabilidade para $a < 0,28$ UA, tanto para inclinação orbital de 0° quanto para 30° . É possível ver também que esta região de maior estabilidade é cortada por três RMM com Mercúrio, em particular as RMM 5:2, 11:5 e 2:1.

Já os mapas construídos para região B, permitem identificar que, para inclinação orbital 0° , existe uma região de movimento estável localizada entre $0,5 < a < 0,65$ UA e $e < 0,2$. A região é entrecortada por várias RMM. Para inclinação orbital 30° , o mapa apresenta uma estrutura bem mais complexa, caracterizada pela presença de ressonâncias seculares e uma região estreita de estabilidade que se estende até altas excentricidades.

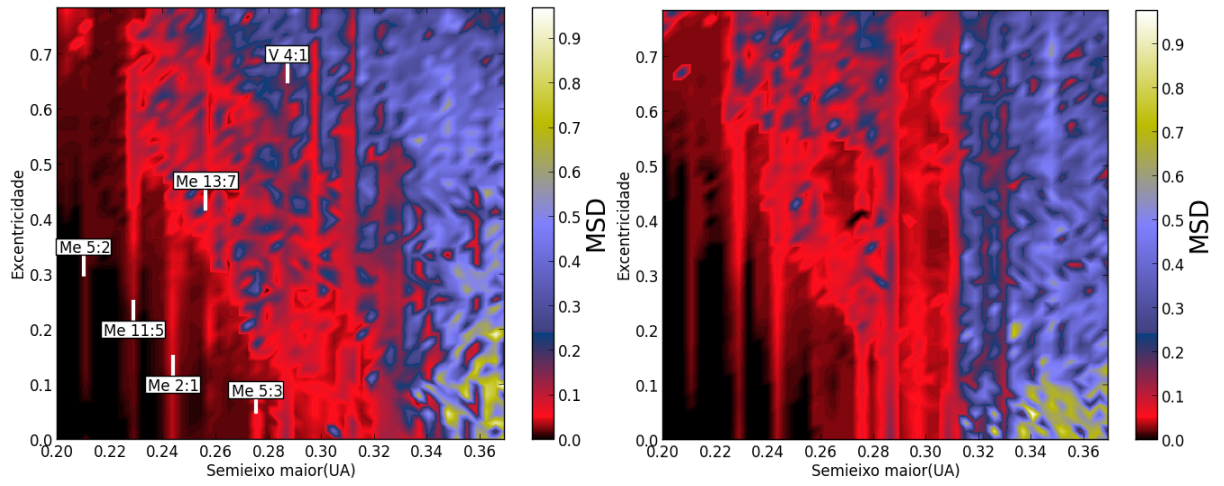


Figura 5.3: Mapa dinâmico da região A: à esquerda mapa construído para inclinação orbital de 0° e à direita mapa construído para inclinação orbital de 30°

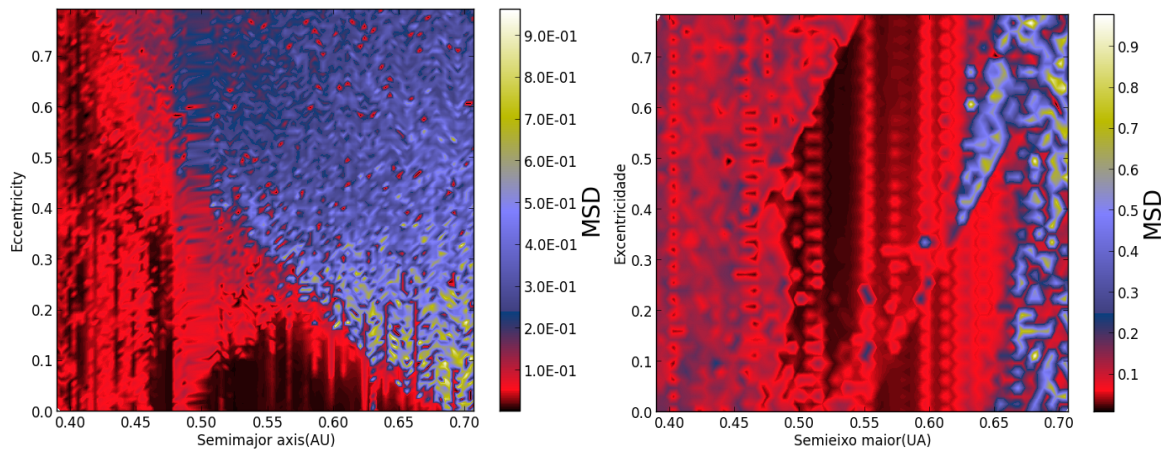


Figura 5.4: Mapa dinâmico da região B: à esquerda mapa construído para inclinação orbital de 0° e à direita mapa construído para inclinação orbital de 30°

5.2 Dinâmica dos Asteroides Atiras

Para a segunda parte do nosso estudo, consideramos a evolução dinâmica das órbitas dos 12 asteroides Atiras conhecidos. Esta análise foi feita considerando um região de incerteza em torno da órbita nominal de cada objeto, dada na Tabela 5.1, e preenchendo essa região uniformemente com 400 partículas de teste, ou clones, sorteados aleatoriamente. A região de incerteza foi definida com base na incerteza média das órbitas nominais de todos os asteroides Atiras, a saber: $\delta a = \pm 0,0036711$ UA, $\delta e = \pm 0,0079378$, $\delta i = \pm 0,0772^\circ$, $\delta \Omega = \pm 0,1529^\circ$, $\delta \omega = \pm 0,1639^\circ$ e $\delta M = \pm 0,2885^\circ$. Deste modo, mantivemos a mesma densidade de clones por unidade de volume em torno das órbitas nominais, o que permite comparar e correlacionar os resultados obtidos de forma estatisticamente coerente.

Os clones foram integrados numericamente por 10^6 anos utilizando o pacote EVORB da mesma forma que foi feito para construir os mapas dinâmicos. Para cada conjunto de clones de cada órbita, calculamos o coeficiente de difusão em semieixo major, D_a , considerando o desvio padrão da amostra de clones para cada instante de tempo em relação à condição inicial (Carruba *et al.*, 2003), isto é:

$$\sigma_a(t) = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N [a_j(t) - a_j(0)]^2}{N - 1}} \quad (5.1)$$

onde $N = 400$ e $a_j(t)$, $a_j(0)$ são, respectivamente, o semieixo maior no instante t e no instante inicial do j -ésimo clone. Para obter o coeficiente de difusão, o desvio padrão 5.1 é ajustado à lei de potência

$$\sigma_a(t) = kt^{0.5} \quad (5.2)$$

onde k está relacionado com o coeficiente pela equação $k = \sqrt{D_a}$. Após obter o coeficiente de difusão, procuramos correlacionar o mesmo com outros resultados fornecidos pela simulação, como o número de encontros próximos e de colisões com Mercúrio, Vênus e a Terra. Estes resultados são apresentados na Tabela 5.2.

Tabela 5.2: Resultados para a evolução dinâmica da região de incerteza dos asteroides atiras conhecidos

| | | | Terra | | Vênus | | Mercúrio | |
|------------|------|------------------------|-------|------|-------|------|----------|------|
| Objetos | NF | D_a | NME | NC | NME | NC | NME | NC |
| 163693 | 392 | $1,55 \times 10^{-8}$ | 336 | 0 | 1.335 | 8 | 54 | 0 |
| 164294 | 373 | $4,58 \times 10^{-8}$ | 1.680 | 7 | 3.994 | 20 | 376 | 8 |
| 1998 DK36 | 385 | $5,58 \times 10^{-8}$ | 2.688 | 10 | 2.735 | 12 | 209 | 1 |
| 2004 JG6 | 402 | $4,91 \times 10^{-9}$ | 641 | 0 | 1.099 | 3 | 182 | 3 |
| 2005 TG45 | 399 | $1,38 \times 10^{-8}$ | 539 | 0 | 1.956 | 9 | 54 | 0 |
| 2006 KZ39 | 399 | $1,00 \times 10^{-8}$ | 964 | 1 | 1.953 | 4 | 223 | 4 |
| 2006 WE4 | 404 | $1,23 \times 10^{-8}$ | 324 | 0 | 1.155 | 4 | 19 | 0 |
| 2007 EB26 | 396 | $1,06 \times 10^{-8}$ | 832 | 0 | 1.797 | 10 | 130 | 2 |
| 2008 EA32 | 408 | $9,05 \times 10^{-15}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 24 | 0 |
| 2008 UL90 | 398 | $1,60 \times 10^{-8}$ | 158 | 0 | 1.560 | 10 | 50 | 0 |
| 2010 XB11 | 408 | $5,76 \times 10^{-12}$ | 0 | 0 | 75 | 0 | 111 | 0 |
| 2012 VE46* | 391 | $8,17 \times 10^{-8}$ | 1.484 | 8 | 1.963 | 8 | 102 | 1 |

NF =Número de partículas teste ativas ao fim da integração

D_a =Coeficiente de difusão

NME =Número médio de encontros próximos

NC =Número de colisões

* devido a problemas do cluster a simulação não foi concluída.

A partir dos resultados desta tabela, podemos ver que existe uma correlação entre o coeficiente de difusão e o número de encontros próximos e colisões. Este resultado era esperado, pois quanto maior o coeficiente de difusão, maior a mobilidade do asteroide em semieixo. Atentando em particular para os eventos com a Terra, podemos notar que quatro asteroides, 164294, 1998 DK36, 2012 VE46 (ver figura 5.5) e 2006 KZ39 (ver figura 5.6), apresentaram órbitas dentro da região de incerteza da órbita nominal capazes de gerar colisões com a Terra, tornando-se objetos que devemos dedicar uma maior atenção, pois existe a possibilidade destes asteroides serem potencialmente perigosos em um futuro. Este resultado, entretanto, deve ser avaliado com precaução, já que quase todas as colisões estão associadas a um número muito alto de encontros próximos prévios, e sabemos que a capacidade de previsão da órbita a longo prazo se degrada significativamente a cada encontro próximo.

Encontramos uma correlação entre o coeficiente de difusão e o número de encontros e colisões de órbitas da região de incerteza com os planetas, quanto maior for D_a maior é o número de encontros próximos, e as regiões de incerteza que apresentaram colisão também possuíam um D_a elevado, isso fica claro ao olharmos a tabela 5.2. Também na tabela 5.2 podemos observar que o planeta mais afetado por colisões de órbitas oriundas das regiões de incerteza é Vênus, apenas duas regiões não fornecem órbitas capazes de colidir com Vênus e estas são exatamente as regiões com menor D_a e estão apresentadas na figura 5.7. As regiões associadas aos asteroides 2008 EA32 e 2010 X311 apresentam uma estabilidade surpreendente com um coeficiente de difusão da ordem de 10^{-15} e 10^{-12} respectivamente.

5.3 Discussão

As regiões de estabilidade identificadas nos mapas dinâmicos são interessantes pois poderiam eventualmente abrigar, mesmo que de forma temporária, populações significativas de asteroides tipo Atira ainda não observados. Isto é particularmente sugestivo no caso da região encontrada entre 0,5 e 0,65 UA para baixas excentricidades e inclinações. Já para a região de estabilidade em $a < 0,28$ UA, tendo em

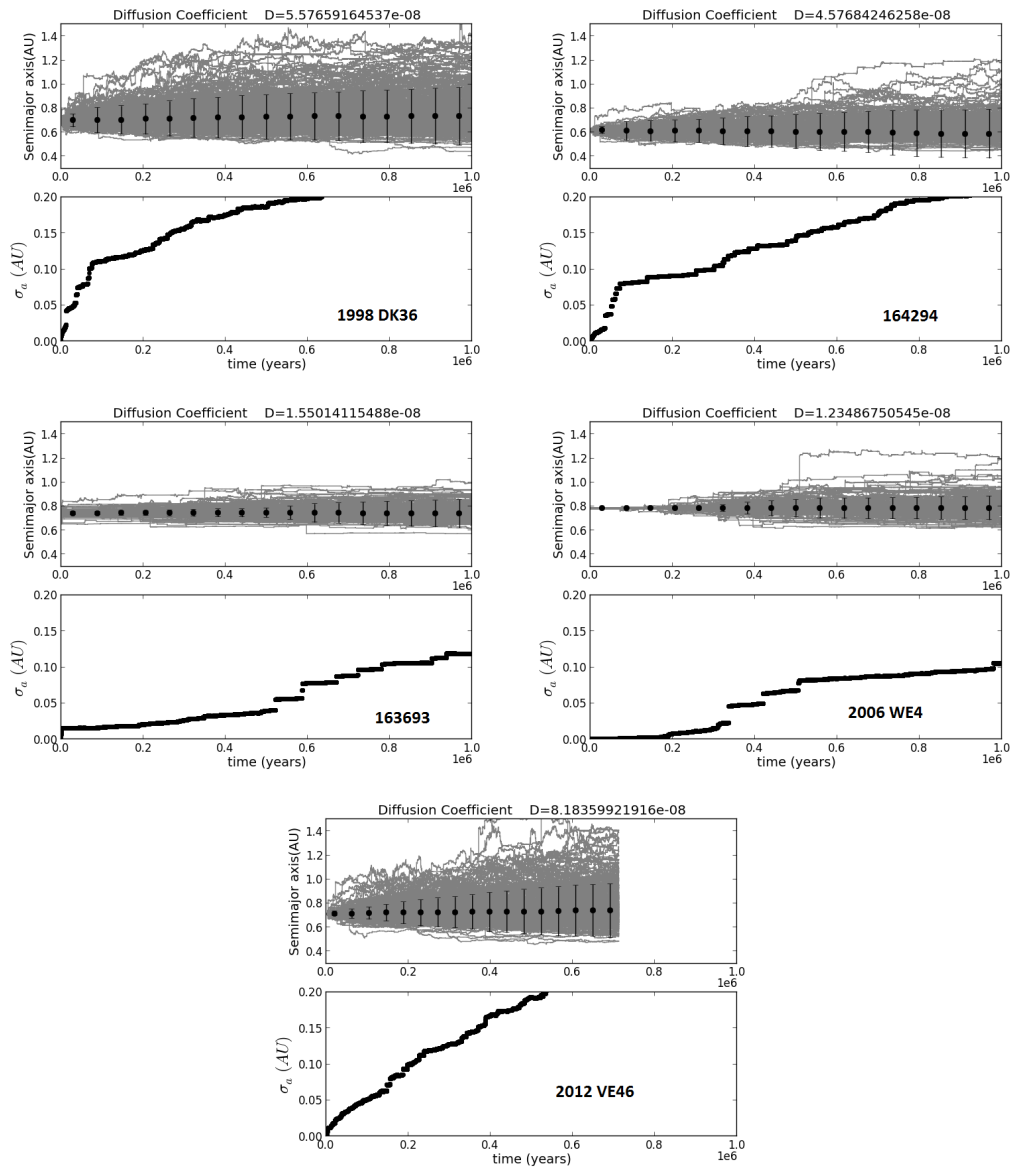


Figura 5.5: Bloco 1: Objetos com maior D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza.

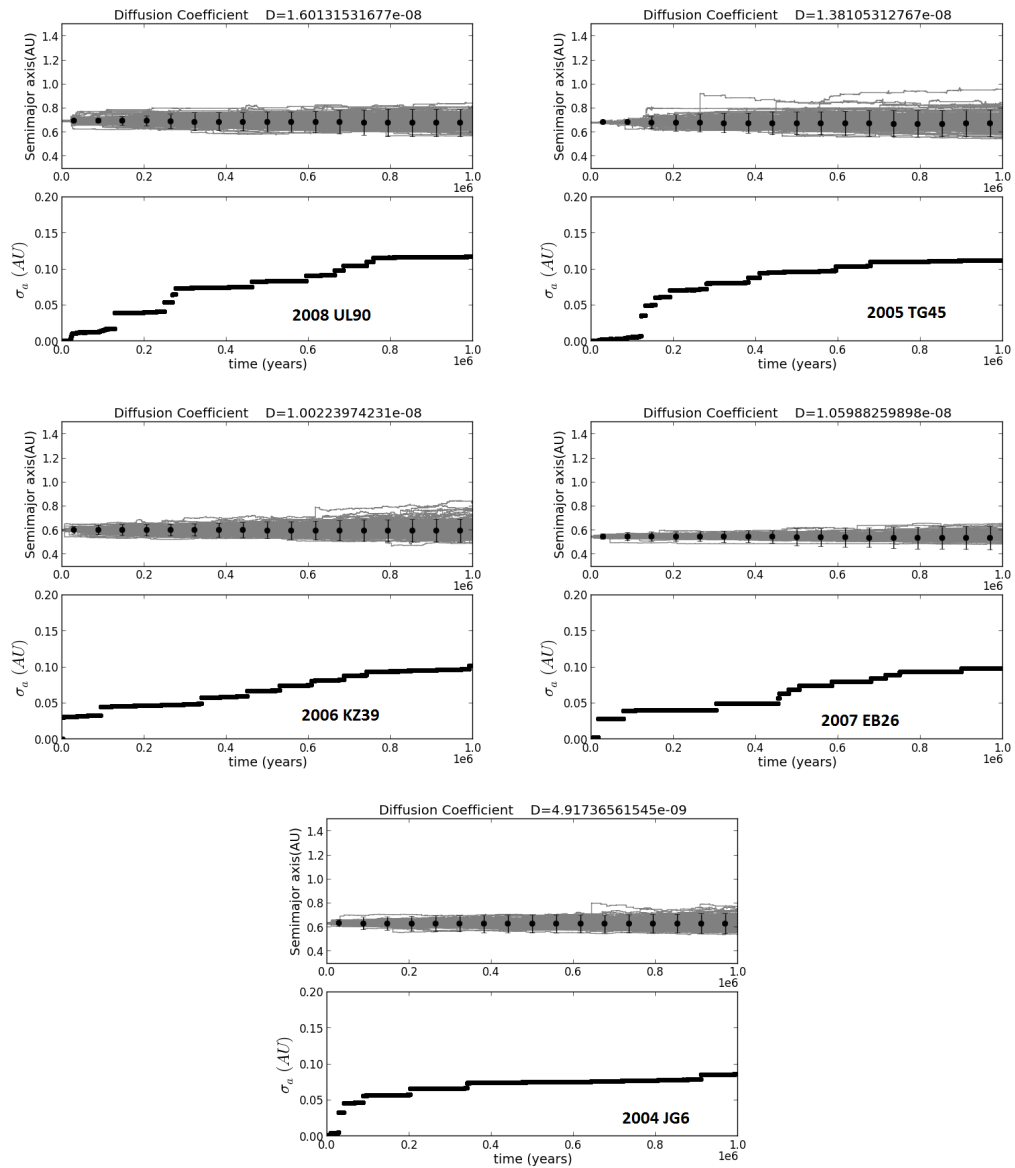


Figura 5.6: Bloco 2: objetos com médio D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza.

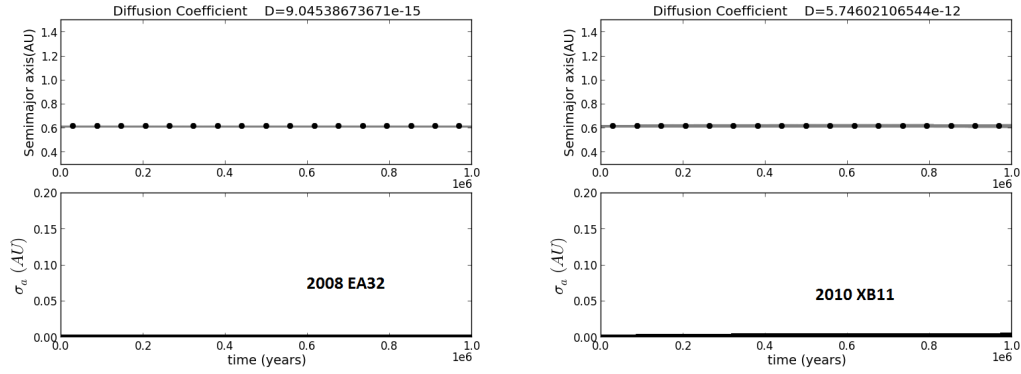


Figura 5.7: Bloco 3: objetos com baixo D_a . Gráfico da evolução da região de incerteza da órbita nominal (figuras superiores), os pontos pretos são o semieixo maior médio do intervalo e a barra de erro é o desvio padrão em relação as condições iniciais e a evolução do desvio em relação as condições iniciais da região de incerteza.

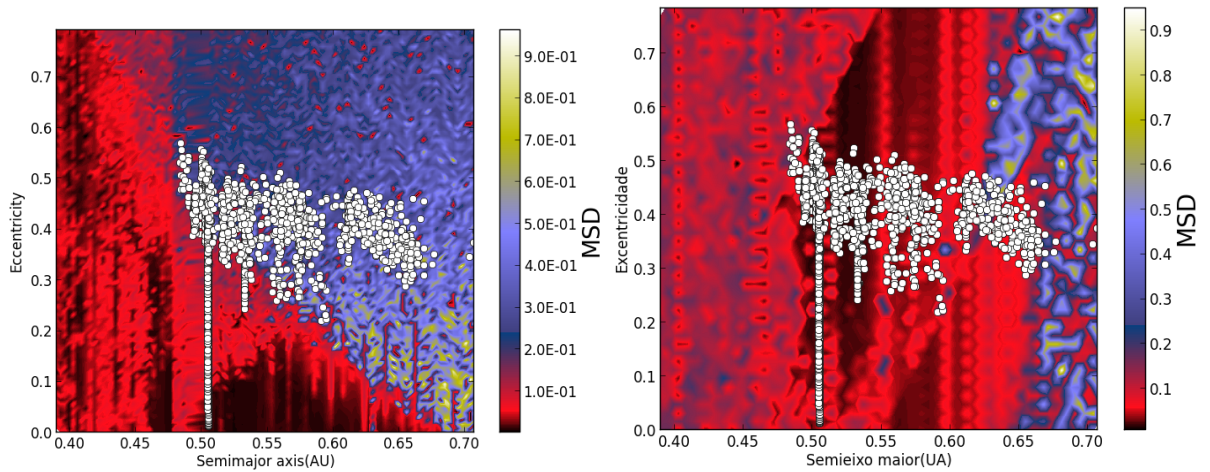


Figura 5.8: Sobreposição da evolução de uma partícula oriunda do cinturão interno com os mapas dinâmicos: à esquerda mapa da região B com inclinação orbital 0° e à direita para inclinação orbital igual 30° .

vista a proximidade do Sol, este cenário é menos provável pois seria de esperar que o efeito Yarkovsky removeria os objetos (inclusive aqueles não tão pequenos) em uma escala de tempo menor que a vida média da população real.

Uma questão que fica em aberto refere-se à origem do grupo de Atira e as possíveis rotas dinâmicas que poderiam transportar eles do cinturão principal para a parte mais interna do Sistema Solar. Sem o intuito de abordar esta questão em detalhe, mas procurando dar uma ideia das possibilidades, consideramos as simulações de asteroides cruzadores da órbita de Marte realizadas por Ribeiro e Roig (2011) e investigamos as órbitas destes objetos que foram transferidas para a região

dos Atiras. O caso mais curioso é o apresentado na figura 5.8: trata-se de uma partícula que começa na região dos MC's no cinturão principal interno e evolui até atingir a região dos Atiras em $a \sim 0,5$ UA, após $6,0 \times 10^7$ anos de evolução. Ela permanece nesta região por $\sim 10^7$ anos antes de ser ejetada devido a um encontro próximo com Vênus, sendo que quase 40% do tempo ela fica capturada por *stickiness* ressonante em uma RMM com Vênus. O interessante deste fenômeno é que, dependendo da intensidade do efeito Yarkovsky, a partícula poderia abandonar esta RMM ao atingir baixas excentricidades e permanecer temporariamente confinada à região de estabilidade mostrada no mapa. Assim, podemos especular que esta região de estabilidade entre 0,5 e 0,65 UA pode vir a constituir um reservatório transitório de asteroides tipo Atira. Novas descobertas destes objetos poderão, num futuro, ajudar a confirmar ou descartar esta hipótese.

Capítulo 6

Conclusões

Nesta tese apresentamos três estudos relacionados a asteroides que apresentam regime de cruzadores de órbitas planetárias. Podemos corroborar com a literatura que a evolução de um asteroide neste regime faz com que este sofra grandes modificações em seu semieixo orbital e que este mecanismo é relevante para redistribuir os pequenos corpos do sistema solar e gerar diferentes populações. Para o estudo dos asteroides que são transportados para região externa/intermediária, podemos concluir que uma eventual estabilização nessas regiões é extremamente improvável. Isto coloca restrições para a origem dos objetos tipo-V estáveis observados além 2,5UA, pois não achamos evidências de que estes tenham sido transportados pelos mecanismos conhecidos a partir da família de Vesta. Por outro lado, nossos resultados nos permitem especular a existência na região intermediária do cinturão de asteroides de uma população transitória de asteroides tipo-V oriundos da família de Vesta.

O resultado apresentado no capítulo 4 forneceu a primeira confirmação espectroscópica de candidatos fotométricos a tipo-V entre os asteroides cruzadores da órbita de Marte e contribuiu para a verificação observacional de uma das possíveis rotas dinâmica para o transporte de fragmentos da família de Vesta para a região dos NEA's. Também contribuiu para aumentar as bases de dados de espectros de asteroides tipo-V disponíveis.

No estudo dos asteroides membros do grupo de Atira, concluímos que eles apre-

sentam uma ameaça potencial pois encontramos condições iniciais dentro das incertezas das suas órbitas nominais que podem colidir com a Terra. Além disso, detectamos regiões de estabilidade entre as órbitas dos planetas terrestres que poderiam abrigar uma população transitória não desprezível deste tipo de asteroides. Estes resultados podem ajudar para definir estratégias de programas observacionais que visem a descoberta de objetos nessa região.

Apêndice A

Artigo: The first confirmation of
V-type asteroids among the Mars
crosser population



ELSEVIER

Contents lists available at ScienceDirect

Planetary and Space Science

journal homepage: www.elsevier.com/locate/pss

The first confirmation of V-type asteroids among the Mars crosser population [☆]



A.O. Ribeiro ^a, F. Roig ^{a,*}, M. Cañada-Assandri ^{b,c}, J.M.F. Carvano ^a, F.L. Jasmin ^a,
A. Alvarez-Candal ^{a,d}, R. Gil-Hutton ^{b,c}

^a Observatório Nacional, Rua General José Cristino 77, Rio de Janeiro 20921-400, Brazil

^b Universidad Nacional de San Juan, Av. España 1512 sur, San Juan J5402DSP, Argentina

^c Complejo Astronómico El Leoncito (CONICET), Av. España 1512 sur, San Juan J5402DSP, Argentina

^d Instituto de Astrofísica de Andalucía – CSIC, Glorieta de la Astronomía s/n, E18008 Granada, Spain

ARTICLE INFO

Article history:

Received 14 August 2013

Received in revised form

18 January 2014

Accepted 20 January 2014

Available online 31 January 2014

Keywords:

Asteroids

Spectroscopy

Taxonomy

Mars crossers

ABSTRACT

The Mars crossing region constitutes a path to deliver asteroids from the Inner Main Belt to the Earth crossing space. While both the Inner Main Belt and the population of Earth crossing asteroids contains a significant fraction of asteroids belonging to the V taxonomic class, only two of such V-type asteroids has been detected in the Mars crossing region up to now. In this work, we systematically searched for asteroids belonging to the V class among the populations of Mars crossing asteroids, in order to support alternative paths to the delivery of these bodies into the Earth crossing region. We selected 18 candidate V-type asteroids in the Mars crossing region using observations contained in the Sloan Digital Sky Survey Moving Objects Catalog. Then, we observed 4 of these candidates to take their visible spectra using the Southern Astrophysical Research Telescope (SOAR). We also performed the numerical simulation of the orbital evolution of the observed asteroids. We confirmed that 3 of the observed asteroids belong to the V class, and one of these may follow a path that drives it to an Earth collision in some tens of million years.

© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Mars crosser (MC) asteroids are distributed in the region with $1.3 < q < 1.666$ AU and $a < 3.2$ AU, where q is the perihelion distance and a is the orbital semi-major axis. Together with the Earth-crosser (EC) asteroids ($q < 1.3$ AU and $Q > 0.983$ AU, where Q is the aphelion distance), they have been recognized as the potential sources of the meteorites recovered on the Earth. The origin of these two populations relies on the dynamical interaction between the web of mean motion and secular resonances in the asteroid Main Belt and the thermal re-emission forces acting on the surface of the small asteroids, the so-called Yarkovsky and YORP effects. This interaction produces a continuous loss of asteroids especially from the Inner Main Belt (IMB; $q > 1.666$ AU and $2.0 < a < 2.5$ AU) to the planet crossing region. Therefore, it should be expected that the IMB, MC and EC populations show similarities in their taxonomical distribution. In this work, we

address the occurrence of asteroids belonging to the V taxonomic class among the population of Mars crossers.

Taxonomy allows us to classify the asteroids according to observations related to their surface properties, like colors, spectra and albedos. Although in general there is no direct relation between taxonomic class and mineralogy, taxonomic classification imposes some constraints on the possible mineralogy of the body. Among the recognized taxonomic classes (e.g. Bus and Binzel, 2002b), the V class is particularly interesting. Its spectrum shows a steep slope downwards of $\sim 0.8 \mu\text{m}$ and a deep absorption band long-wards of $\sim 0.8 \mu\text{m}$ and centered at $\sim 1.0 \mu\text{m}$. This band is associated to a mineralogy typical of basalt (e.g. Burbine et al., 2001). The V class is mostly found among the members of a dynamical family in the IMB, the Vesta family (Binzel and Xu, 1993), which originated from a collision that excavated a huge crater on the basaltic surface of asteroid (4) Vesta (McCord et al., 1970; Asphaug, 1997). Recent results from the Dawn mission confirm the origin of the diogenite meteorites from Vesta's Rheasilvia crater (Reddy et al., 2011, 2012, 2013; McSween et al., 2013), and help to interpret the differences between HED meteorites, vestoids and Vesta in terms of grain size and collisional implantation of material on Vesta's surface (Buratti et al., 2013). The spectral peculiarities and the spatial concentration of the V-type asteroids make them especially useful as tracers of the

[☆]Based on observations obtained at the Southern Astrophysical Research Telescope (SOAR), which is a joint project of the Ministry of Science, Technology and Innovation of Brazil, the U.S. National Optical Astronomy Observatory, the University of North Carolina at Chapel Hill, and the Michigan State University.

* Corresponding author.

E-mail addresses: anderson@on.br (A.O. Ribeiro), froig@on.br (F. Roig).

dynamical paths that may transport asteroids from the IMB to the planet crosser region.

It has been proposed (see Morbidelli et al., 2002 and references therein) that the EC and MC asteroids would be the fragments of large bodies of the Main Belt that after a collision were injected into the J3:1 mean motion resonance or the ν_6 secular resonance. The chaotic evolution inside these resonances excited the fragments' orbital eccentricities driving them to cross the orbits of the terrestrial planets. The flux of asteroids falling into the J3:1, ν_6 and other major resonances might be continuously resupplied by the mobility in semi-major axis caused by the Yarkovsky effect (Farinella et al., 1998; Vokrouhlický and Farinella, 2000). Migliorini et al. (1998) and Michel et al. (2000) also showed that a significant fraction of the IMB asteroids may become MCs over 100 My time scales through weaker resonances other than the J3:1 and the ν_6 .

An analysis of the taxonomical distribution in the planet crossing region has been done by Binzel et al. (2004) using spectroscopic data of 254 EC and MC asteroids taken from the SMASS survey. They found a significant correlation between the distribution of taxonomic classes in the Main Belt and the EC and MC populations, especially for the classes belonging to the S and Q complexes. Their analysis also showed an albedo dependent distribution with heliocentric distance for the classes belonging to the X complex. These results are in line with the proposed origin of the planet crossing asteroids from Main Belt sources, possibly with a minor contribution from other sources like the Jupiter family comets. de León et al. (2010) also used a spectroscopic survey of other 74 EC and MC asteroids to compare their mineralogy with that of the Main Belt asteroids and of the ordinary chondrite meteorites. They found that EC and MC asteroids appear to have less reddish surfaces compared to the Main Belt bodies, and that the main source for these asteroids would be the IMB. Moskovitz et al. (2010) analyzed the near infra red (NIR) spectra of 39 IMB asteroids and compare them to the HED sample of meteorites. They found that the asteroids' mineralogy is not totally compatible with that of the HEDs, and they attribute this to the effect of space weathering, among other possibilities. In their sample, they include two MC asteroids, (1468) Zomba and (33881) 2000 JK66, compatible with a basaltic mineralogy, although the authors did not address these objects as Mars crossers. More recently, Sanchez et al. (2013) analyzed the visible and near infra-red spectra of 14 EC and MC asteroids and found that their composition is consistent with either ordinary chondrites or basaltic achondrites meteorites.

It must be noted, however, that all the above spectroscopic surveys failed, in general, to identify asteroids of the V class among the MC population, whereas about 10% of the IMB population and 4% of the EC population with currently known taxonomy belong to this class. Binzel et al. (2004) argued that the lack of V-type asteroids among the MC asteroids is in line with the idea that these bodies would be directly injected into the J3:1 and ν_6 resonances from low eccentricity and low inclination orbits, compatible with the Vesta family locus. Once inside these resonances, they would rapidly evolve to EC orbits without having any dynamical interaction with Mars. Notwithstanding, long term orbital simulations by Nesvorný et al. (2008) and Roig et al. (2008) indicate that about 8% of the Vesta family members could become MCs over 2 Gy of evolution. Since the Vesta family currently has more than 10,000 members and it is older than at least 1.2 Gy (Carruba et al., 2005), we should expect to find significant traces of V-type asteroids in the MC region.

In this work, we use the observations provided by the 4th release of the Sloan Digital Sky Survey Moving Objects Catalog (SDSS-MOC4, Ivezić et al., 2001; Jurić et al., 2002) to identify MC asteroids with surface colors compatible to those of the V class.

Table 1

Number of asteroids in the three dynamical regions analyzed: N_{Ast} is the number of known asteroids in the ASTORB database, N_{Tax} is the number of asteroids with taxonomic classification in the SDSS-MOC4 (Carvano et al., 2010), N_V is the number of asteroids classified as V-type by these authors.

| Number | EC | MC | IMB |
|-----------|------|------|---------|
| N_{Ast} | 8268 | 9912 | 169,274 |
| N_{Tax} | 91 | 533 | 19,946 |
| N_V | 3 | 10 | 2623 |

Our searching method is summarized in Section 2.1. In Section 2.2, we present the spectroscopic observations of four of these asteroids, made with the SOAR telescope, in order to confirm if they are actual V-type asteroids. An analysis of the dynamical evolution of these bodies is given in Section 3. Finally, Section 4 is devoted to the conclusions.

2. V-type asteroids in the Mars Crosser region

The shortage of V type asteroids among the MC population, when compared to the EC, might be related to an observational bias due to the small fraction of asteroids with observed spectra in the two populations (1% among the MCs and 4% among the ECs). Moreover, different spectroscopic surveys could be affected by selection effects and completeness effects that are difficult to quantify. Nevertheless, we can apply a simple argument to show that a significant amount of V-type asteroids should be spectroscopically detected in the MC region.

This argument is based on the taxonomic classification developed by Carvano et al. (2010) for the observations contained in the SDSS-MOC4. Let N_{Ast} be the number of known asteroids listed, for example, in the ASTORB database (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>).¹ Let N_{Tax} be the number of asteroids in the SDSS-MOC4 that have got a taxonomic class in Carvano et al. (2010); and let N_V be the number of these SDSS-MOC4 asteroids specifically classified as V-type. Table 1 summarizes these numbers for each population of interest. At first glance, it appears that there are more V-type asteroids detected in the MC region than in the EC region. However, we must bear in mind that the detection efficiency of the SDSS, which is given approximately by the fraction N_{Tax}/N_{Ast} , is different in each population, and in particular it is larger in the IMB. Therefore, if we assume that the fraction N_V/N_{Tax} is representative of the actual fraction of V-type asteroids in each population, the actual number \bar{N}_V of V-type asteroids that the SDSS-MOC4 could have detected in either the MC or EC region is

$$\bar{N}_V = \frac{N_V}{N_{Tax}} N_{Ast} \frac{N_{Tax}^{IMB}}{N_{Ast}^{IMB}}$$

This gives $\bar{N}_V = 22$ in the MC population and $\bar{N}_V = 32$ in the EC region, and although there would be less V-type asteroids in the MC than the EC region, their amount should be significant enough to allow their spectroscopic detection provided that a systematic search for these bodies is carried out.

2.1. Selecting candidate V-type observations from the SDSS-MOC4

In this work, we use the five band photometric observations of the SDSS-MOC4 survey to produce a list of potentially interesting targets for further spectroscopic observations among the Mars crossing population. The SDSS-MOC4 provides calibrated

¹ The ASTORB file is produced at the Lowell Observatory, by Edward Bowell.

Table 4
Solar analog stars used to obtain the reflectance spectra of the asteroids. The last column indicates the asteroid's spectrum to which the solar analog correction was applied. Note that HD 102365 was observed at different air masses for different asteroids.

| Star name | α (J2000) | δ (J2000) | Air mass | V | B–V | Spectral type | Asteroid(s) |
|-----------|--|------------------|-----------|------|------|---------------|----------------|
| HD 102365 | 11 ^h 46 ^m 31.07 ^s | –40°30′01.27″ | 1.15/1.32 | 4.89 | 0.66 | G2V | (1468)/(31415) |
| HR 3538 | 08 ^h 54 ^m 17.95 ^s | –05°26′04.06″ | 1.12 | 6.00 | 0.67 | G3V | (32008) |
| HR 8700 | 22 ^h 53 ^m 37.93 ^s | –48°35′53.83″ | 1.21 | 6.03 | 0.63 | G0V | (130988) |

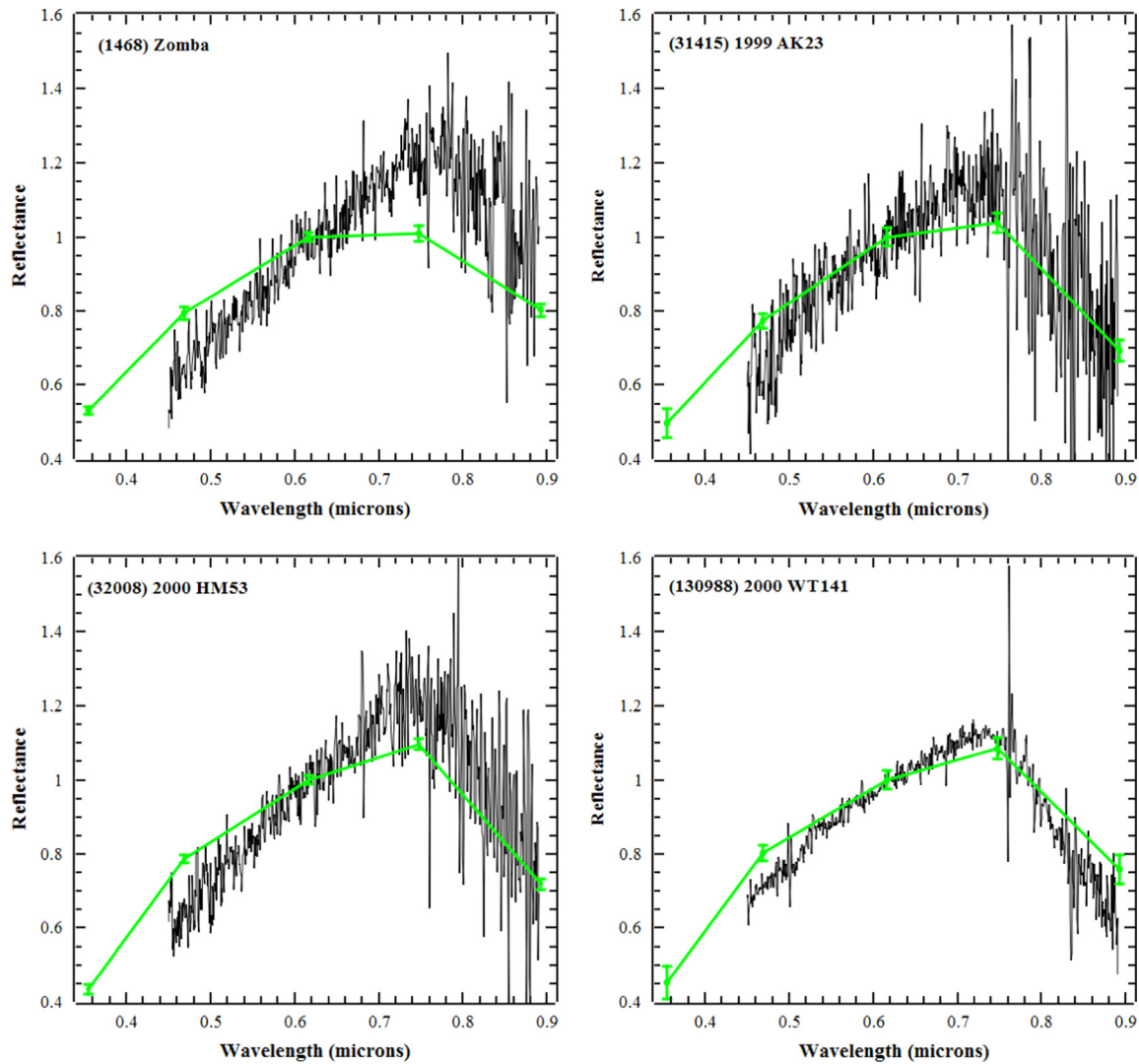


Fig. 1. Spectra (black lines) of the four asteroids observed with the SOAR telescope. Green dots represent the SDSS observations with their corresponding error bars. The reflectance is normalized to 1 at 0.616 μm . (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

2.2. Spectroscopic observations of V-type candidates

Four asteroids in our list of V-type candidates have been observed in service mode using the Goodman HT Spectrograph installed at the 4.1 m Southern Astrophysical Research Telescope (SOAR) in Cerro Pachón, Chile, during semester 2012A. The observational circumstances are summarized in Table 3. The Goodman HT Spectrograph was used in single long slit mode, with a slit of 1.03″ in width. It was equipped with a blocking filter GG-385 and a grating of 300 l/mm, which gives a resolution $R \sim 1390$. The nominal wavelength coverage of the optical system is from 0.39 to 0.91 μm . The exposure time per target varies between 550 and 600 s, which allowed to get a S/N of up to ~ 30 in the best case.

Table 5

Distance d_i between the spectrum of each asteroid and the V class template. Spectra with $d_i \leq 0.038$ are undoubtedly classified as V-type.

| Asteroid | d_i |
|----------|-------|
| (1468) | 0.080 |
| (31415) | 0.024 |
| (32008) | 0.050 |
| (130988) | 0.015 |

To subtract the solar contribution from the spectra, solar analog stars have also been observed at approximately the same air mass of the asteroids. The exposure time was of 1 s for each star, and the

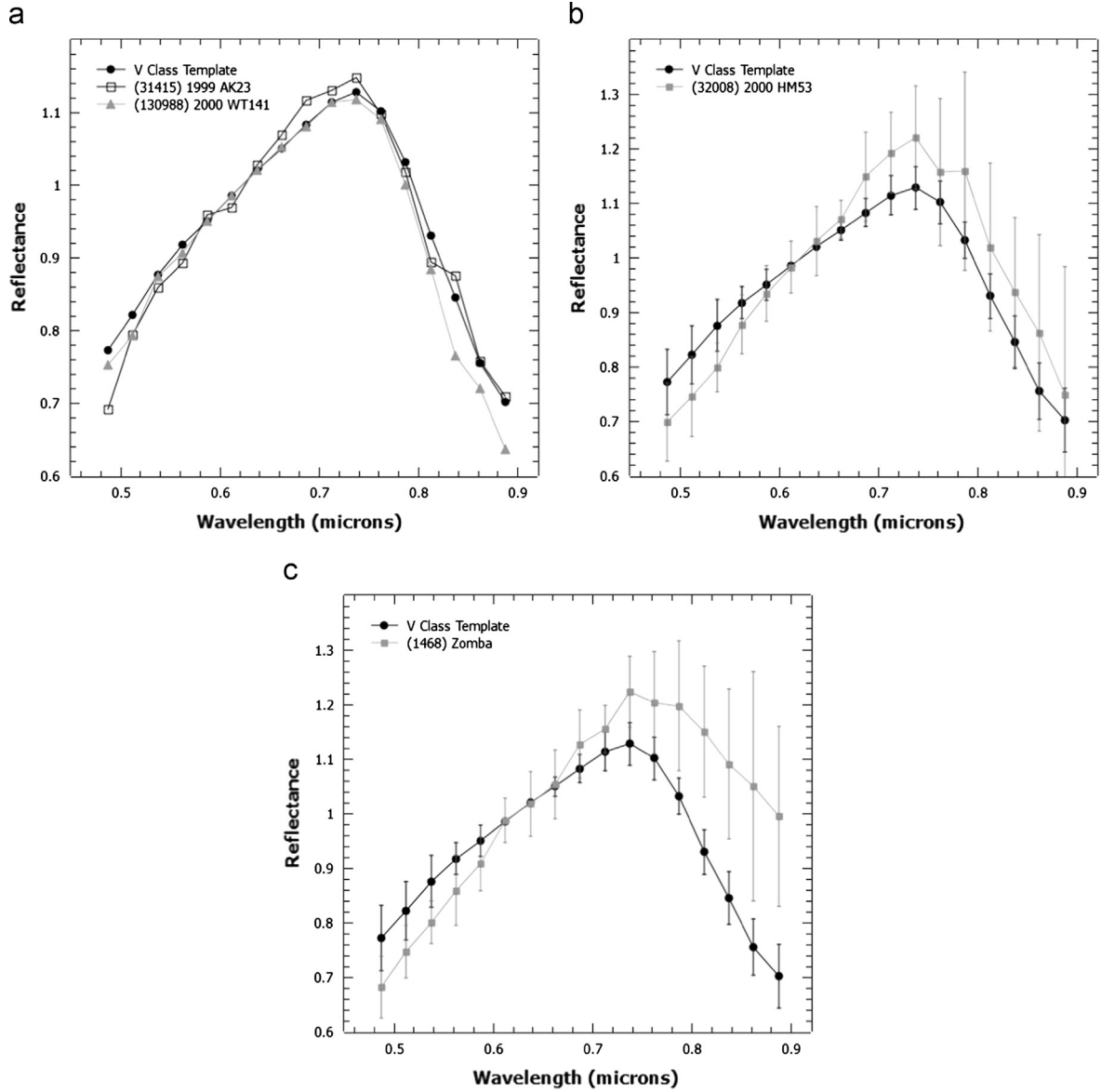


Fig. 2. Comparisons between the V class template (full black dots) and the rebinned spectra of the observed asteroids (other symbols). In panels b and c, we also show the corresponding $1-\sigma$ error bars of the spectra and the template. Note the different vertical scales in panel a.

star spectrum was obtained immediately before or after the asteroid's spectrum. The stars used are listed in Table 4. Bias, dome flat field, and Hg–Ar lamp images have also been obtained for calibration and reduction purposes. The spectra have also been corrected by atmospheric extinction, which introduces some unreddening only for the objects observed at the large air masses, although very well inside the $1-\sigma$ dispersion of the spectra.

The resulting spectra for each of the four asteroids are shown in Fig. 1. The spectra have been normalized to reflectance 1 at the center of the r band ($0.616 \mu\text{m}$), instead of the classical value of $0.55 \mu\text{m}$, to make them comparable to the SDSS data. The spectra have also been limited to the interval from 0.45 to $0.89 \mu\text{m}$, since the data below $0.45 \mu\text{m}$ is quite noisy and it is actually irrelevant for taxonomic classification purposes (see the next paragraph), and the data above $0.89 \mu\text{m}$ is extremely noisy and unusable. The small dots linked by green lines represent the SDSS fluxes, with their corresponding error bars. The agreement between the Sloan fluxes and the spectrum is good, except in the case of (1468) Zomba.

In order to verify if the observed spectra belong or not to the V class, we performed a comparison to a template of the class. The

template was synthesized using 37 V-type spectra in the interval from 0.49 to $0.92 \mu\text{m}$ that are available in the SMASS II survey⁴ (Bus and Binzel, 2002a,b) and the S³OS² survey (Lazzaro et al., 2004), according to the following procedure: first, all the spectra were rebinned in wavelength into 18 channels of $0.025 \mu\text{m}$ each. If $f_{i,k}$ denotes the mean flux of the i -th spectrum at the k -th channel and $\sigma_{i,k}$ is the corresponding standard deviation, then the template's flux at the k -th channel is computed by the weighted average

$$\bar{f}_k = \frac{\sum_i f_{i,k} \sigma_{i,k}^{-2}}{\sum_i \sigma_{i,k}^{-2}}$$

where the summation runs over the 37 reference spectra. The corresponding unbiased weighted sample variance and standard deviation $\bar{\sigma}_k$ are also computed. The membership of any spectrum to the template's class is then determined by computing the

⁴ Actually, the SMASS II spectra are in the interval from 0.43 to $0.92 \mu\text{m}$, but they were cut off at $0.49 \mu\text{m}$ to make them compatible with the S³OS² ones.

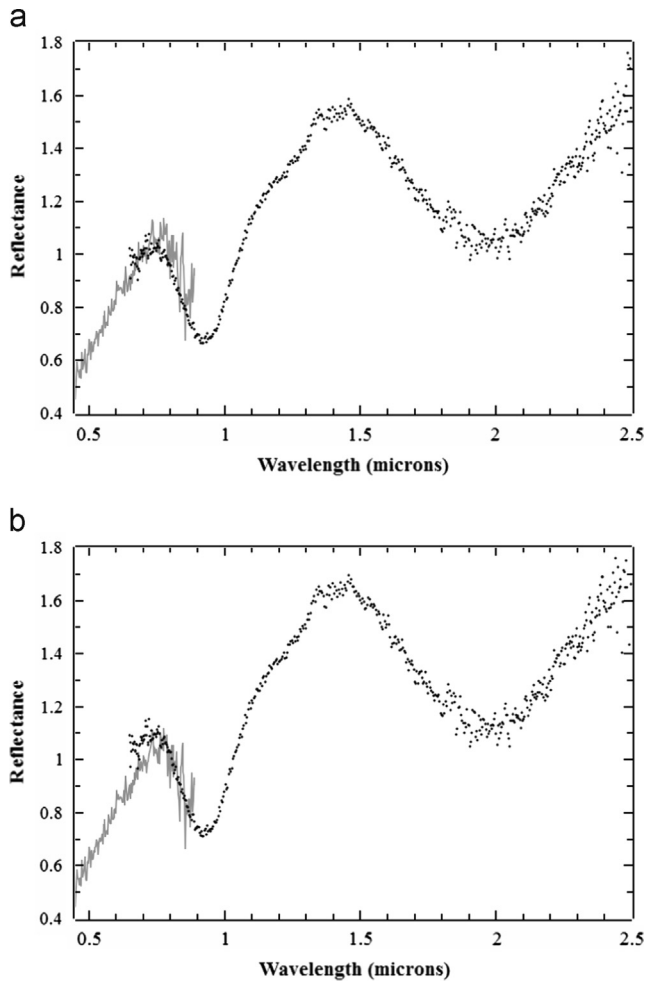


Fig. 3. Spectrum of (1468) in the range 0.45–2.5 μm , obtained by collating our visible spectrum (gray line) with a NIR spectrum of Moskovitz et al. (2010) (black dots). We have applied a 20:1 rebinning in wavelength to the visible spectrum. The reflectance has been normalized to 1 at two common wavelengths: 0.7 μm (panel a) and 0.8 μm (panel b). In either case, it is not possible to find a good match between the visible and NIR spectra.

Table 6
Estimated diameters and maximum Yarkovsky drifts.

| Asteroid | D [km] | $ \dot{a} _{\text{max}}$ [AU/y] |
|----------|----------|---------------------------------|
| (31415) | 2.96 | 8.5×10^{-11} |
| (32008) | 3.40 | 7.4×10^{-11} |
| (130988) | 1.96 | 12.8×10^{-11} |

weighted distance

$$d_i = \left[\frac{\sum_k (f_{i,k} - \bar{f}_k)^2 (\sigma_{i,k}^2 + \bar{\sigma}_k^2)^{-1}}{\sum_k (\sigma_{i,k}^2 + \bar{\sigma}_k^2)^{-1}} \right]^{1/2}$$

where the summation runs over the 18 channels. Among the 37 reference spectra, the maximum distance to the template is $d_{\text{max}} = 0.038$, therefore any spectrum having $d_i \leq d_{\text{max}}$ can be considered to belong to the V class.

Table 5 gives the distance to the template of the four spectra observed in this work. In the case of (31415) and (130988), we conclude that they can be classified as V-type asteroids. Fig. 2a shows a comparison between the two rebinned spectra and the class template indicating a very good agreement.

In the case of (32008), the value of d_i would indicate that this in principle may not be a V-type. However, the comparison of the

rebinned spectrum to the class template, shown in Fig. 2b, indicates a profile compatible with a V-type spectrum, especially concerning the deep absorption feature long-wards of 0.75 μm . We may also note from this comparison that, even if the spectrum is overestimated with respect to the template beyond the normalization wavelength, all the channels are indistinguishable within the $1 - \sigma$ uncertainties. Thus, (32008) can be marginally classified as a V-type.

In the case of (1468), the distance d_i is incompatible with the class, and the rebinned spectrum is distinguishable from the template within the $1 - \sigma$ uncertainties (Fig. 2c). Therefore, this asteroid cannot be classified as a V-type through this procedure. We recall, however, that Moskovitz et al. (2010) reported two observations of (1468) in the NIR.⁵ These spectra cover the interval 0.65–2.5 μm and 0.82–2.5 μm , respectively, and the latter one allows those authors to perform a mineralogical analysis and a comparison to the HED meteorites, concluding that (1468) has a basaltic composition. In Fig. 3, we show an attempt to join our visible spectrum (rebinned) with this NIR spectrum, using two different common wavelengths for normalization: 0.7 and 0.8 μm . Since it is not possible to find a match, we conclude that our visible spectrum might have been affected by some instrumental problem producing a significant reddening. Among the possibilities, a target partially outside the slit during the acquisition of the spectrum might produce such effect.

Regardless of the issue with (1468), our results provide the first confirmations of V-type SDSS candidates among the Mars crossers. In the cases of (31415) and (32008), unfavorable observational conditions ((31415) was too faint and (32008) was observed at a rather large air mass) produced very noisy spectra, which implies larger uncertainties in the taxonomic classification. Therefore, although these two asteroids can be classified as V-type following our procedure, better spectroscopic observations would be advisable to reinforce this classification.

3. Orbital evolution of V-type Mars crossers

Of the three MC asteroids classified as V-type by our spectroscopic observations, two ((32008) and (130988)) are not currently Mars crossers but they are slightly above the limit in perihelion distance used by the classical definition of this population. The third one, (31415), is currently a Mars crosser but it is also very close to the upper limit of the population's q . In order to check the orbital behavior of these bodies, we have followed their evolution as test particles using the symplectic integrator SWIFT, modified to properly manage close encounters of the asteroids with the planets (SKEEL code; Levison and Duncan, 2000). Our model also includes the effect of Yarkovsky forces on the asteroids using the same approach as in Nesvorný et al. (2008), i.e. we introduce a dissipative force which is parallel to the orbital velocity and produces a prescribed drift da/dt in semi-major axis. The maximum allowed drift for an asteroid is given by

$$\left| \frac{da}{dt} \right| = k \frac{1 \text{ km}}{D}$$

where k is a parameter that for V-type asteroids is approximately 2.5×10^{-10} AU/y (see Nesvorný et al., 2008 for details), and D is the asteroid's diameter in km. Since the albedo of these three asteroids is unknown, the diameter in this case was estimated from the absolute magnitude H assuming an albedo of 0.35. This is compatible with recent estimates of (4) Vesta's albedo (Fornasier et al., 2011), and with the mean albedo of Vesta family members

⁵ Available at the Planetary Data System Node, <http://sbn.psi.edu/pds/resource/irtfspec.html>.

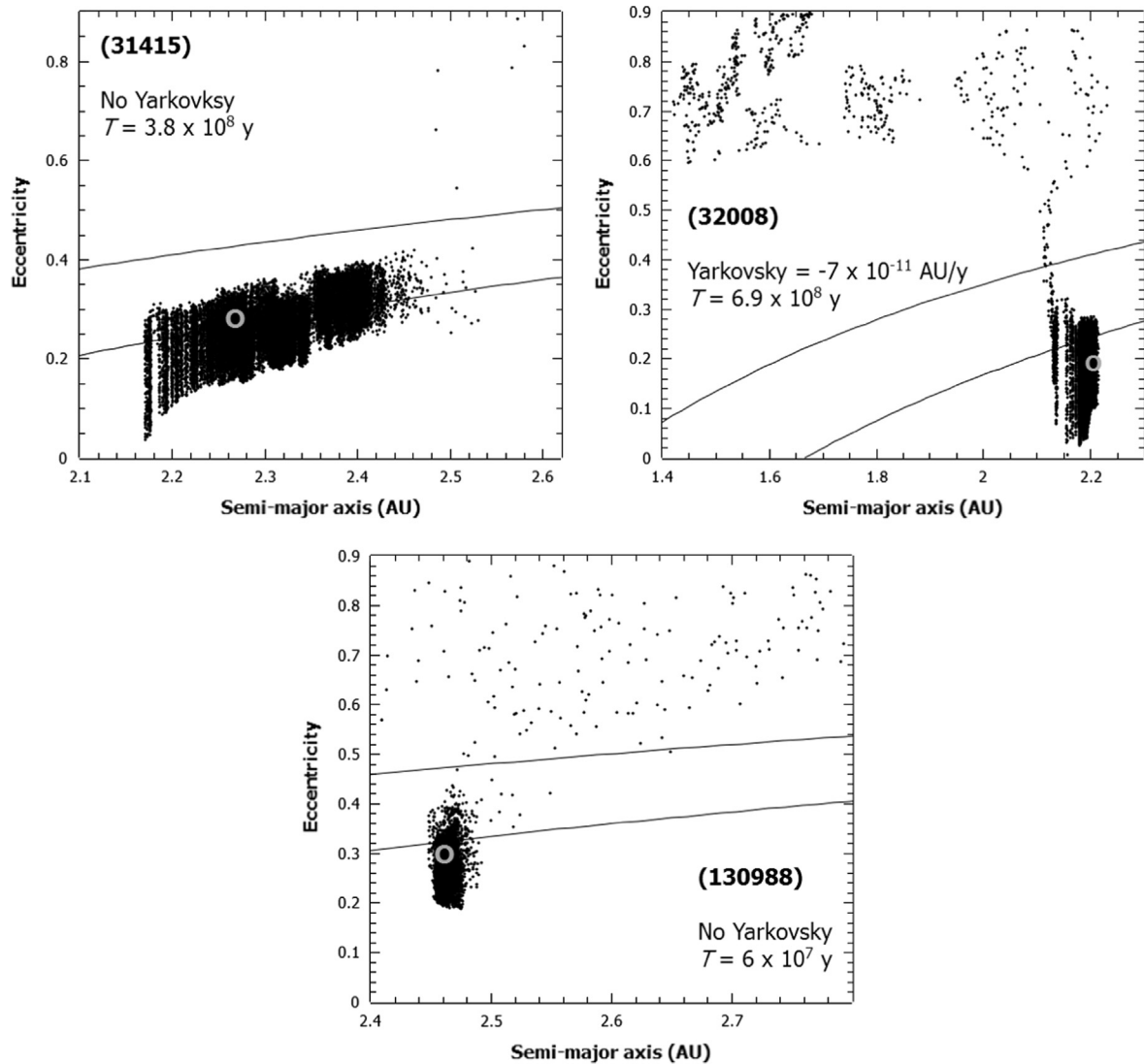


Fig. 4. Examples of the orbital evolution (black dots) of the three V-type asteroids confirmed in this study, in the space of semi-major axis vs. eccentricity. All the examples shown here led to Earth crossing orbits. The corresponding drift in semi-major axis due to the Yarkovsky effect is indicated, when applicable. The time T is the approximate time when the orbit enters the Mars crossing region to be quickly driven to an Earth crossing orbit. The full black lines represent the limits of the MC region. The area above the uppermost line corresponds to the EC region. The gray open circle indicates the current location of the asteroids, which was used as initial condition for the simulations.

from the WISE/NEOWISE survey (Masiero et al., 2012). The values are summarized in Table 6. The Solar System model considered all the 8 planets from Mercury to Neptune, and each simulation covered a time span of at least 200 My, but some simulations were extended up to 1 Gy.

For each of the three asteroids, we performed 11 simulations starting with the same orbital initial conditions: 1 simulation with no Yarkovsky effect, 5 with a Yarkovsky effect causing positive drifts in the semi-major axis (randomly sorted within the maximum allowed drift rate), and 5 with a Yarkovsky effect causing negative drifts. All the simulations show that the asteroids temporarily acquire $q < 1.666$ AU several times during their evolution, jumping in and out of the MCs region. The orbits of (31415) and (32008) appear to be quite stable and at most 18% of the simulations led to paths into the EC region only after several 100 My of evolution, with the subsequent elimination of the asteroid due to close encounters with the Earth or Venus. Examples of such simulations are shown in Fig. 4. In these cases, the transition to the Earth crossing regime is very fast, lasting of the order of 10 My or less.

On the other hand, in the case of asteroid (130988), we found that 72% of the performed simulations led to a behavior that drives

the asteroid to an Earth crossing orbit, eventually discarding it after a close approach to the Earth. The delivery of this asteroid to the EC region may happen as early as after 60 My of evolution. An example of this behavior is also shown in Fig. 4. Asteroid (130988) would be the first confirmed case of a V-type asteroid that originates in the IMB, passes through the MC region and arrives to the near-Earth space. Again in these cases, the evolution in the Mars crossing and Earth crossing regimes lasts ~ 10 My or less.

4. Conclusions

In this work, we applied the method of Roig and Gil-Hutton (2006) to identify candidate V-type asteroids among the populations of Mars crossers, using the photometry of the SDSS Moving Objects Catalog (4th release). We identify 18 asteroids with colors compatible with those of the V class, and performed spectroscopic observations of 4 of these candidates during semester 2012A with the SOAR Telescope. The resulting spectra indicate that

- two candidates are undoubtedly classified as V-type asteroids;

Apêndice B

Artigo: Evolution of planet crossing
asteroids in the inner Main Belt

Evolution of planet crossing asteroids in the inner Main Belt

This content has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text.

2011 J. Phys.: Conf. Ser. 285 012024

(<http://iopscience.iop.org/1742-6596/285/1/012024>)

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 200.20.187.23

This content was downloaded on 11/07/2014 at 15:42

Please note that [terms and conditions apply](#).

Evolution of planet crossing asteroids in the inner Main Belt

A. O. Ribeiro and F. Roig

Observatório Nacional, Rio de Janeiro, 20921-400, RJ, Brazil

E-mail: anderson@on.br

Abstract. We studied the dynamical evolution of asteroids in terrestrial planet crossing orbits, located between 2.1 and 2.5 AU. The evolution is analyzed by direct numerical integration of massless particles under the gravitational influence of all planets from Venus to Neptune. The simulations include the Yarkovsky effect, introduced as a non conservative force that produces a slow variation of the average orbital semimajor axis. Our analysis focuses on the test particles that can reach the middle and outer regions of the Main Belt (semimajor axis > 2.5 AU) during their evolution, since these may be relevant for understanding the transport mechanisms of asteroids from the inner Belt. These mechanisms could help to explain, for example, the existence of basaltic asteroids beyond 2.5 AU assuming that these bodies originate in the Vesta family, located at ~ 2.3 AU. We found that, although some orbits that reach the middle and outer regions of the Belt can become temporarily detached from the planet crossing regime, and may have their orbital eccentricities damped due to capture at some mean motion resonances, such orbits survive for only a few hundred thousand years and, ultimately, the test particles return to the planet crossing regime being eventually discarded by close encounters with the planets. These results seem to indicate that a transport mechanism based only on planetary encounters and resonant capture might not be efficient enough to justify the presence of basaltic asteroids beyond 2.5 AU.

1. Introduction

One aspect of the dynamical evolution of small Solar System bodies that has called the attention of astronomers during the last decade, refers to the occurrence of mechanisms of dynamical transport that produce significant changes of the mean distances to the Sun. These mechanisms help to explain some phenomena observed in the Main Asteroid Belt, like the structure of asteroid families and the origin of small bodies populations as the Near-Earth Asteroids (NEAs).

The mechanisms responsible for these variations in orbital semimajor axis can be conservative or non conservative. Among the former, there is the gravitational swing-by effect that occurs when a small body approaches a planet and undergoes a significant change of its orbital energy and angular momentum relative to the Sun. Among the latter, there is the Yarkovsky effect which is a force caused by the thermal reemission at the surface of a small rotating body. These two effects could be combined with other dynamical processes, such as the chaotic evolution at mean motion and secular resonances, that favor the resonance capture through certain phenomena like the resonant stickiness.

Nesvorn et al. (2008) and Roig et al. (2008) presented results of numerical simulations showing that the variation of the semimajor axis due to the Yarkovsky effect and the interaction

with mean motion and secular resonances helps to explain the presence of basaltic asteroids in the inner Belt outside the Vesta family. We must recall that the only well established source of basaltic asteroids in the Main Belt is an impact crater excavated on the surface of asteroid 4 Vesta, and that some basaltic asteroids are located too far from Vesta as to be explained only such collisional impact. Nesvorn et al. (2008) analyze the evolution of real and cloned objects of the known Vesta family over a time interval of 2×10^9 years. Their results show that a large fraction of the original family members may have evolved beyond the borders of the family, reaching a final distribution compatible with the presently observed one. Moreover, Roig et al. (2008) show that Vesta family members with diameters smaller than 3 km, can cross the 3:1 mean motion resonance with Jupiter reaching stable orbits in the middle Belt ($a > 2.5AU$).

A serendipitous result of the two works mentioned above was the identification of a dynamical path starting in the Vesta family and ending on a stable orbit in the middle Belt. This path is shown in Fig. 1 and involves four stages: i) inwards drift in semimajor axis due to the Yarkovsky orbital (red), ii) successive captures into some chaotic mean motion resonances, with the consequent increase of the orbital eccentricity (cyan), iii) capture into a planet crossing regime with Mars, and possibly also with the Earth (black), and vi) detach from the planet crossing regime due to resonance stickiness and temporary capture into the 8:3 mean motion resonance with Jupiter (magenta). Nevertheless, this behavior was observed in only 1 out of 6600 test orbits, which implies that it should be quite unlikely.

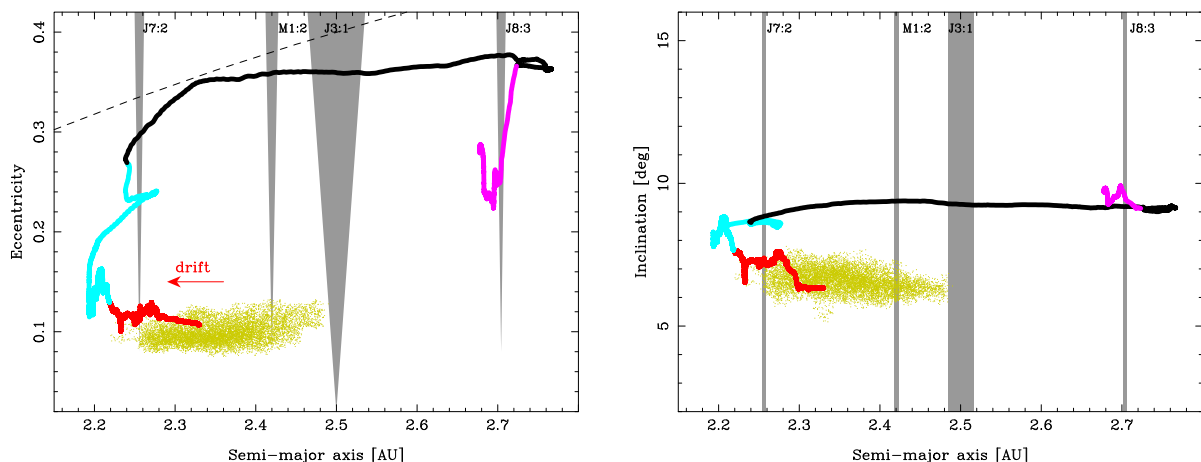


Figure 1. Evolutionary path of a test particle from the Vesta family (yellow dots) to the middle Main Belt. The different colors identify the different stages of the path. Left: eccentricity vs. semimajor axis. Right: inclination vs. semimajor axis. The plotted orbital parameters are averages over 10^6 years.

The purpose of this work is to analyze in more detail some stages of this dynamical path, aiming for a better estimate of its occurrence probability and its actual efficiency for transporting asteroids from the inner Main Belt to beyond 2.5 AU. We focus particularly on the evolution of orbits that already entered the terrestrial planet crossing regime, and follow their paths into the middle and outer Belt. Along these stages, the evolution times are relatively short, of the order of 10^7 years, which allows to perform a large number of numerical simulations at a low computational cost. Moreover, the analysis of these dynamical stages turns to be sufficient to address the efficiency of the whole transport mechanism from its initial stages.

In section 2 we introduce the applied methodology, and in section 3 we present our results. Section 4 is devoted to the conclusions.

2. Methodology

We studied the dynamical evolution of test particles through numerical integration of a Solar System model including perturbations of the planets from Venus to Neptune and a non conservative force mimicking the Yarkovsky effect. We considered orbits of real and fictitious asteroids initially crossing the orbit of Mars. The initial conditions for the planets and the real asteroids were obtained from the ephemeris of the Jet Propulsion Laboratory (JPL). The mass of Mercury was added to the mass of the Sun applying the corresponding barycentric correction, and the orbits were referred to the invariable plane of the Solar System.

The equations of motions were propagated using the symplectic scheme of Wisdom-Holman-Skeel, that consistently reduce the integration time step during close encounters. The time step was set to 0.03 years, and data output was recorded every 10^4 years.

The test particles were removed from the simulation if: i) they had a close encounter with any planet at a distance less than 1% of the corresponding Hill's sphere, ii) they reached a heliocentric distance larger than 10 AU, and iii) their heliocentric or pericentric distances were smaller than 0.01 AU.

Our simulations spanned a total time of 10^7 years, consistent with the times of the dynamical stages we are analyzing. It is worth noting, however, that this time span is only 10% the typical lifetime of a Mars crosser asteroid ($\sim 110 \times 10^6$ years; Migliorini et al. 1998). Therefore, our results must be considered with caution and regarded only as a first approach to the dynamics of the problem.

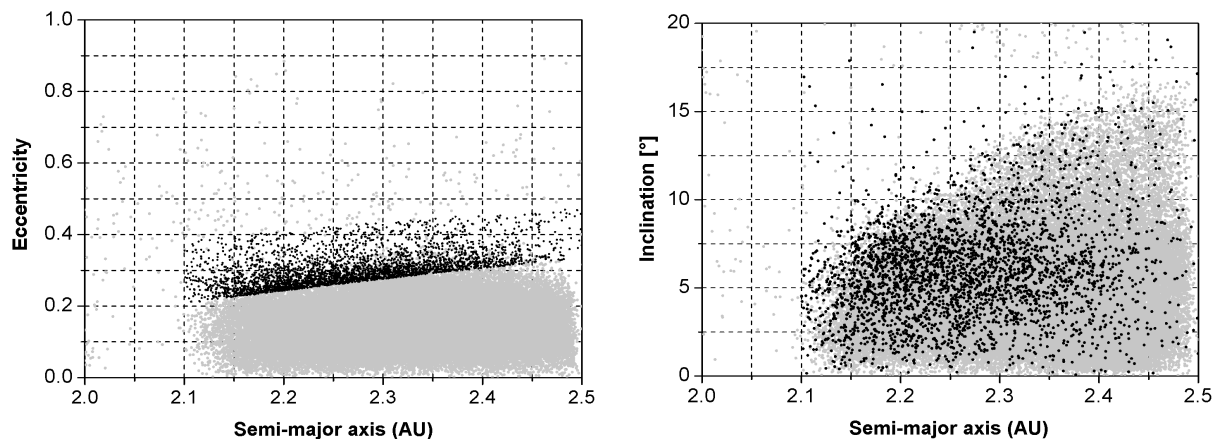


Figure 2. Distribution of the initial conditions of the sample *Real3263* (blacks dots). Gray dots represent the asteroids in the inner Main Belt. Left: eccentricity vs. semimajor axis. Right: inclination vs. semimajor axis.

We selected initial conditions of 3263 real Mars crossers with multi oppositional orbits between 2.1 and 2.4 AU. This sample was named *Real3263* and is shown in Fig. 2. We furthermore generated three grids of 1000 fictitious initial conditions each, initially crossing the orbit of Mars. These orbits were randomly sorted from a uniform deviate within the ranges 2.1 to 2.4 AU in semimajor axis, 0° to 19° in inclination, and 0° to 360° in λ , ϖ and Ω . The eccentricities were set accordingly among three different intervals of perihelion distance: $1.33 < q < 1.44$ AU, $1.44 < q < 1.55$ AU, and $1.55 < q < 1.66$ AU. These samples were named P_p1000 , P_m1000 and P_g1000 , respectively, and are shown in Fig. 3.

The evolution of each test particle was monitored until it eventually reached a semimajor axis > 2.5 AU. We assumed that a particle was effectively "transported" beyond the inner Main Belt if it continuously remained with $a > 2.5$ AU for a time interval $\Delta T \geq 10^5$ years. It may

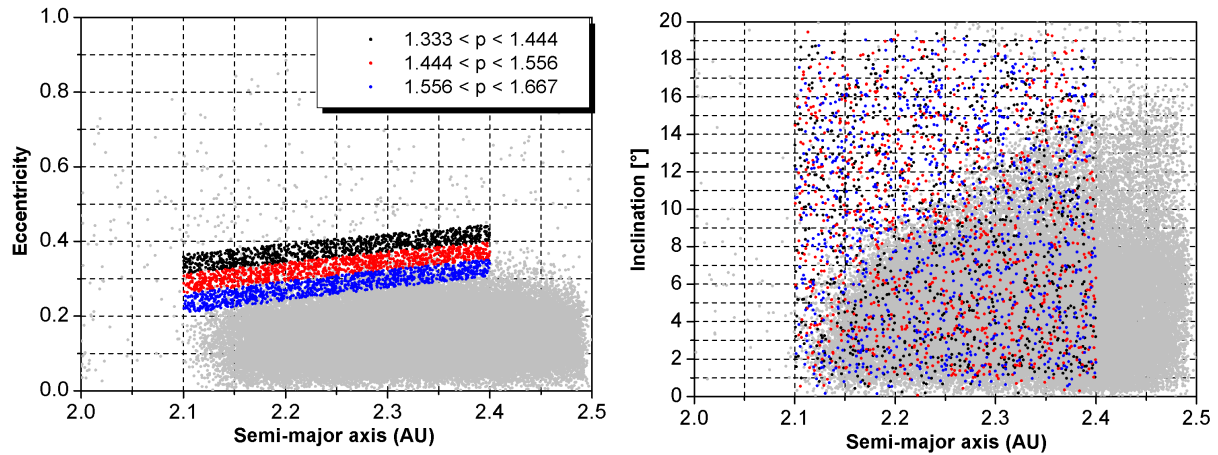


Figure 3. Same as Fig. 2 but for the samples P_p1000 (black dots), P_m1000 (red dots), and P_g1000 (blue dots).

happen that a given particle was transported once by a given time interval ΔT_1 , then returned back to the inner Belt ($a < 2.5$ AU), then it was transported again by another time interval ΔT_2 , and so on. In such case, we considered $\Delta T = \sum_i \Delta T_i$

In order to qualitatively analyze the behavior of the transported particles, we also built maps of residence times. We subdivide the space of eccentricity vs. semimajor axis in 20×70 cells, each of 0.05×0.01 AU in size, within the limits $0 < e < 1$ and $2.5 < a < 3.2$ AU. Then, we determined the corresponding time interval that each orbit continuously remained in each cell during the simulation, and for each cell we computed average time interval over all the orbits. We thus obtained for each cell the factor Γ , which represents the (average) residence time of any particle in that cell.

3. Results

Figure 4(left) shows the number of surviving particles in the sample *Real3263* as a function of time. The black curve represents the total population, while the blue and red curves represent the populations with initially "low" and "high" inclination orbits, respectively. As expected, the half-life of this sample of real Mars crossers is actually much larger than the time span of our simulation. The distinction between orbits with initially "low" and "high" inclination is an rough indicator of evolution outside and inside the ν_6 secular resonance, respectively. It is worth recalling that the chaotic evolution in this secular resonance is responsible for the notorious depletion of real asteroids at high inclinations, as shown for example in Fig. 2.

Figure 4(right) shows the map of residence times beyond 2.5 AU for all the particles of the sample. The thin stalactite shape observed around 2.9-3.0 AU is related to temporary captures into resonance, possibly caused by resonant stickiness.

Figure 5(left) shows the distribution of the individual residence times, ΔT , of the "transported" particles during the simulation the sample P_g1000 . The residence times are very short, in most cases of the order of the imposed minimum (10^5 years), and only in a few cases the particles stayed a few million years. Figure 5(right) shows the corresponding map of residence times for the whole sample. Similar portraits are presented in Figs. 6 and 7 for samples P_m1000 and P_p1000 , respectively.

A comparative analysis between these three samples indicates that the smaller the initial perihelion distance, the larger the residence time beyond 2.5AU. But this is likely to be related to the larger number of transported particles for smaller initial perihelion distances. The maps

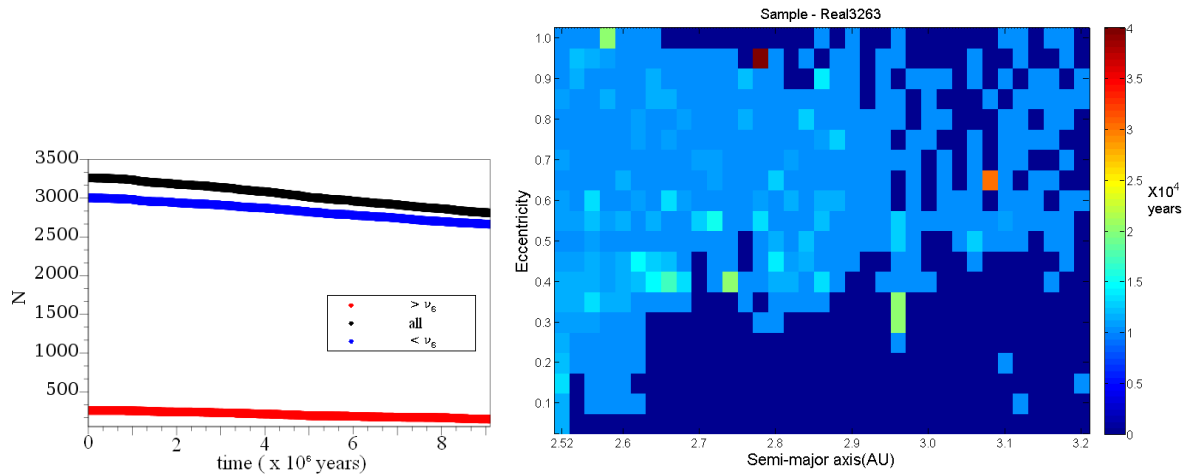


Figure 4. Results for the sample *Real3263*. Left: total number of surviving particles as a function of time (black curve), and the corresponding low (blue) and high (red) inclination populations. Right: map of residence times Γ .

of residence times show that the smaller the initial perihelia, the larger the area "visited" by the transported orbits. This favors the occurrence of temporary captures into resonances, as shown by the stalactite structures in Figs. 6 and 7.

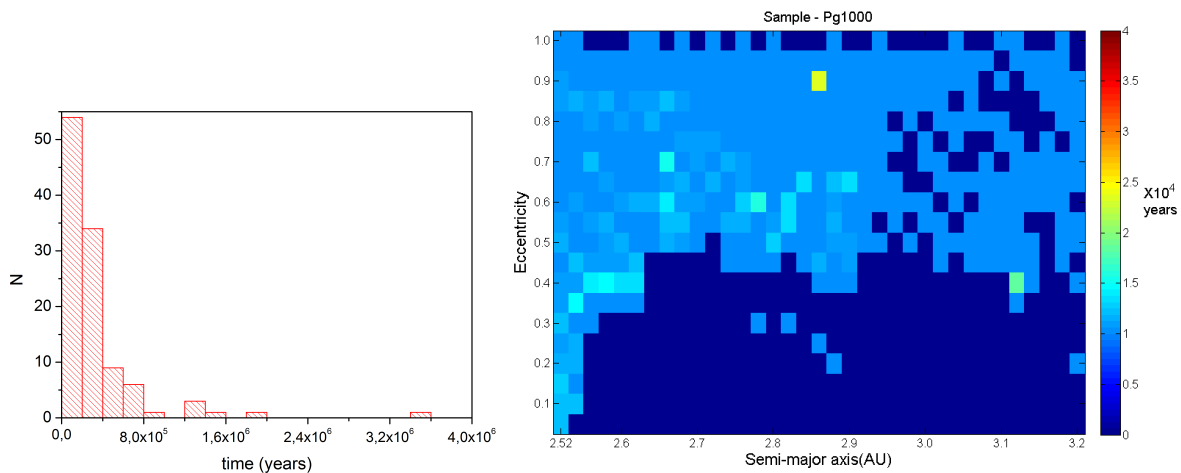


Figure 5. Results for the sample *P_g1000*. Left: distribution of ΔT for the "transported" particles. Right: map of residence times Γ .

Our results indicate that the larger the number of transported orbits beyond 2.5 AU, the greater the probability of having resonant captures. Therefore, the results for the samples having lifetimes much longer than our simulation time span should be considered with caution, since they could change significantly if the simulations are extended over longer time spans.

4. Conclusions

We can conclude that, although some orbits in our simulations may reach the middle and outer regions of the Main Belt, becoming temporarily detached from the planet crossing regime and having their eccentricities damped due to captures into mean motion resonances (probably

Apêndice C

Artigo: Dynamical origin of V-type
asteroids outside the Vesta family



AAA Workshop Series
Asociación Argentina de Astronomía

*3rd La Plata International
School on Astronomy and Geophysics*

**Chaos, Diffusion and Non-integrability in
Hamiltonian Systems – Applications to Astronomy**

La Plata Observatory, July 11 - 15, 2011

ORAL COMMUNICATION

Dynamical origin of V-type asteroids outside the Vesta family

F. Roig¹, H. Folonier², C. Beaugé³, A. O. Ribeiro¹

(1) *Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brazil*

(2) *Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, São Paulo, Brazil*

(3) *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Abstract. We review some recent results on the long term dynamical evolution of V-type asteroids that point to their origin as fugitives from the Vesta family. Three scenarios are explored: (i) interplay of weak mean motion and non linear secular resonances in the inner Belt with the Yarkovsky effect, (ii) crossing of the 3:1 mean motion resonance with Jupiter, and (iii) evolution by planetary encounters and resonance stickiness. These mechanisms may explain a large fraction of the V-type asteroids that are observed outside the Vesta family, but there are some particular cases that would need other explanations.

1. Introduction

Asteroid (4) Vesta, located at about 2.35 AU in the inner Main Belt of asteroids, is the only one among the largest minor bodies in the Solar System (diameter $D \sim 500$ km) to show a basaltic crust. This crust is considered to be the consequence of a process of heating and melting of the asteroid's interior that led to a mineralogical differentiation forming a core of heavy minerals (iron) and a mantle of lighter minerals (olivine and pyroxene). Vesta has also associated one of the largest asteroid families in the Main Belt: the Vesta family. This family is formed by the small ($D < 5$ km) fragments ejected during a catastrophic collision that excavated a large crater on Vesta's surface. Therefore, it is expected that the family members show a basaltic composition too (Mothé-Diniz *et al.* 2005).

In the visible wavelength interval (0.5 - 1.0 μm), the reflectance spectrum of a basaltic asteroid is characterized by a steep slope downwards 0.85 μm and a deep absorption band upwards 0.85 μm with a minimum centered at about 1 μm . Asteroids showing this kind of spectrum are classified as V-type in the usual taxonomic systems (e.g. Lazzaro *et al.* 2004). It is worth mentioning that even if all basaltic asteroids are V-type, not all the V-type asteroids will be basaltic because the actual mineralogy of the asteroid's surface can be characterized only by looking at the whole visible plus near infrared reflectance spectrum (0.5 - 2.5 μm ; e.g. de Sanctis *et al.* 2011).

Besides the V-type asteroids belonging to the Vesta family (usually referred to as "vestoids"), there is a significant amount of V-type asteroids that are not members of the Vesta family. Most of them are found in the inner Main Belt

but so far away from the family edges that cannot be explained by the typical ejection velocities produced during the cratering event that formed the family (Roig & Gil-Hutton 2006; Carruba *et al.* 2007b; Duffard 2009). There are also some recently discovered V-type asteroids beyond 2.5 AU in the middle and outer Main Belt (Moskovitz *et al.* 2008; Duffard & Roig 2009), as well as a considerable number among the population of Near Earth Asteroids (NEAs).

There are different possibilities to explain the existence of these bodies:

- Even being classified as V-type according to their visible reflectance spectra, they are not actually basaltic.
- They came from a yet unknown reservoir of basaltic asteroids other than the Vesta family, or they formed from the catastrophic disruption of another differentiated body whose existence can only be hypothesized.
- They formed as such by pure accretion of basalt (Lazzaro 2009).
- They are former members of the Vesta family that reached their present orbits by dynamical evolution over long timescales.

In this paper, we review some recent results that address this later possibility as the most plausible scenario for the origin of V-type asteroids outside the Vesta family. These results show that the long term dynamical evolution driven by the web of resonances in the Main Belt, combined with non conservative effects produced by the thermal re-emission of the asteroid's surface (Yarkovsky effect) and with close encounters with planets and massive asteroids may explain a significant fraction of V-type asteroids as being fugitives from the Vesta family.

2. V-types in the inner Main Belt

In Fig. 1, left panels, the Vesta family is represented by the small dots while the triangles represent the known V-type asteroids outside the family in the inner Main Belt. It is worth mentioning that these asteroids have been classified as V-type from their reflectance spectra only. A much larger sample can be obtained, especially for $a > 2.5$ AU, if adopting a classification scheme based on reflectance colors from large photometric catalogs (e.g. Carvano *et al.* 2010).

In Nesvorný *et al.* (2008), we performed a numerical simulation of the long term evolution of the Vesta family members. We started with a configuration of 6600 test particles with their initial orbits cloned from the 600 largest family members and let them evolve over 2 Gy using a symplectic N -body integrator. The simulation took into account the full gravitational perturbations by all planets from Venus to Neptune, as well as the systematic drift in semi-major axis caused by the so-called Yarkovsky effect (Bottke *et al.* 2002). This drift depends on the thermal properties of the asteroid surface, and for each clone it was estimated by the formula:

$$\dot{a}_Y = 2.5 \times 10^{-4} \frac{1}{D} \cos \varepsilon \quad \text{AU/My} \quad (1)$$

where the diameter D (in km) was chosen within the typical range of vestoids' sizes and the spin obliquity ε was chosen at random. Figure 1 shows the initial

(left panels) and final (right panels) states of the simulation. It is worth noting that each dot in the left panels of Fig. 1 actually corresponds to the initial orbit of 11 test particles in the simulation: 1 real asteroid plus 10 clones that had assigned 10 different values of the Yarkovsky drift¹. The different drift rates may be attributed to variations of either the size or the spin obliquity.

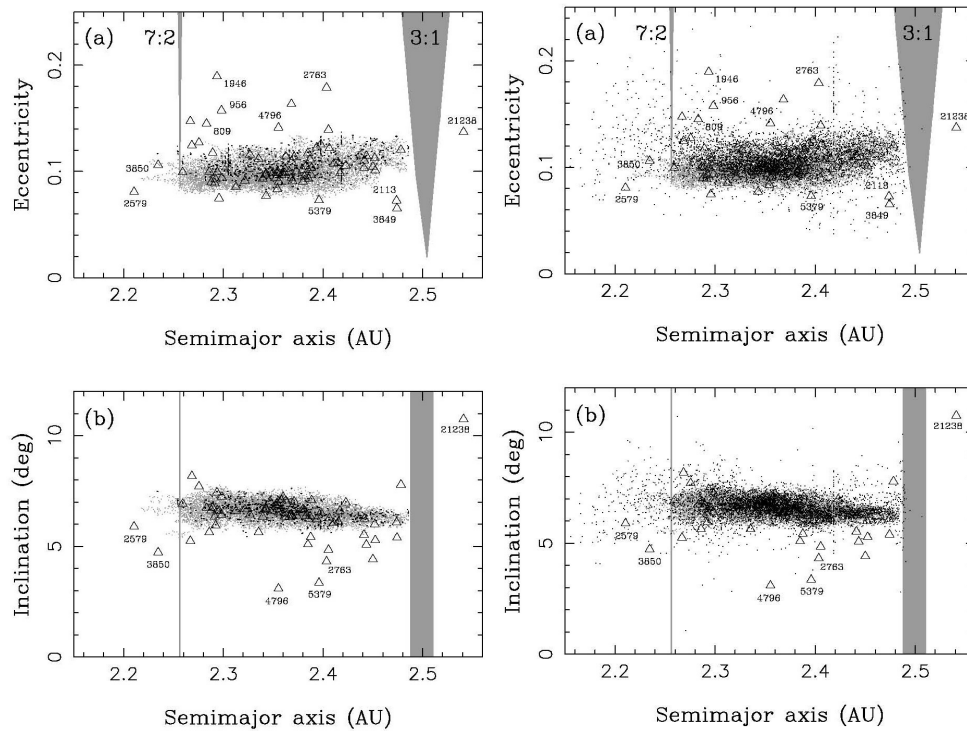


Figure 1. Initial (left) and final (right) states of the test particles in the Nesvorný *et al.* (2008) simulation (small dots). The initial state corresponds to the current distribution of the 600 largest family members. The open triangles give the present location of the known V-type asteroids that are not members of the Vesta family. The gray areas represent the approximate boundaries of the main Jovian mean motion resonances in the region.

After 2 Gy (right panels) we observe a significant spread of the original family with many test orbits that fell well beyond the outskirts of the family. These orbits mostly evolved to their final positions through interaction of the Yarkovsky effect with several mean motion and non linear secular resonances found in the region. Particularly notorious is the vertical stream of test particles at ~ 2.42 AU which is related to the 1:2 mean motion resonance with Mars (Gallardo *et al.* 2011).

Our simulation produced a large number Vesta family fugitives with smaller semi-major axes ($2.2 < a < 2.4$ AU) and higher eccentricities ($0.05 < e < 0.2$) than the average family members. This result is compatible with many of the

¹This is why the distribution of initial states is less dense than the distribution of final states.

observed V-type asteroids outside the Vesta family. In some cases, like asteroids (809) Lundia and (956) Elisa, the current orbits can be accurately reproduced by slow diffusion along non linear secular resonance over time spans larger than 1.2 Gy (Carruba *et al.* 2005), which puts a lower limit to the age of the Vesta family.

On the other hand, our simulation was unable to produce an amount of fugitives compatible with the V-type asteroids having higher semi-major axes ($2.35 < a < 2.5$) and smaller inclinations ($2^\circ < I < 6^\circ$) than the average family members. It is worth noting that this low inclination group includes some of the largest ($D \sim 5$ km) V-types in the inner Belt which are expected to be less affected by the Yarkovsky effect. If these bodies are to be former members of the Vesta family, it is necessary to find other mechanisms to explain their current orbits.

An alternative explored by Carruba *et al.* (2007a) involves the effect of close encounters between small Vesta family members and (4) Vesta itself. Since Vesta is one of the most massive asteroids in the Main Belt, the accumulation over long timescales of the gravitational pulls suffered during successive close approaches to Vesta may cause significant variations in the orbit of a small vestoid. Although this mechanism proved to be size independent (contrary to the Yarkovsky effect), the resulting orbital changes are not too big and only the V-type asteroids just outside the edges of the Vesta family were well reproduced by Carruba *et al.* (2007a) simulations. Therefore, the presence of large V-type asteroids with low inclinations in the inner Belt remains an open problem.

3. V-types in the middle Main Belt

3.1. Captures and crossings in the 3:1 resonance

The simulation by Nesvorný *et al.* (2008) did not produce fugitives beyond 2.5 AU because the authors only simulated large objects and therefore few test particles were able to reach the border of the 3:1 mean motion resonance with Jupiter over the simulation time span. In Roig *et al.* (2008), we performed a more detailed simulation of the evolution of Vesta family members that interact with this resonance. We integrated the orbits of 2000 test particles, cloned from real Vesta family members initially very close to the 3:1 resonance, over 150 My. As in Nesvorný *et al.* (2008), the simulation includes planetary perturbations and the Yarkovsky effect tuned to produce a positive drift in semi-major axis, thus forcing the test particles to reach the resonance border.

As expected, most of test particles in the simulation were captured into the 3:1 resonance and subsequently followed a fast chaotic evolution that drove them into close encounters with the terrestrial planets, being eventually removed from the Main Belt. On the other hand, we also found a small fraction of test particles that were able to cross the 3:1 resonance, reaching stable orbits in the middle Main Belt. An example of this evolution is shown in Fig. 2 for two different rates of the Yarkovsky drift. Our simulations indicated that the probability of these crossings is actually very small and roughly scales with the Yarkovsky drift as:

$$p_{cross} = 0.003 \frac{1}{D} \cos \varepsilon \quad (2)$$

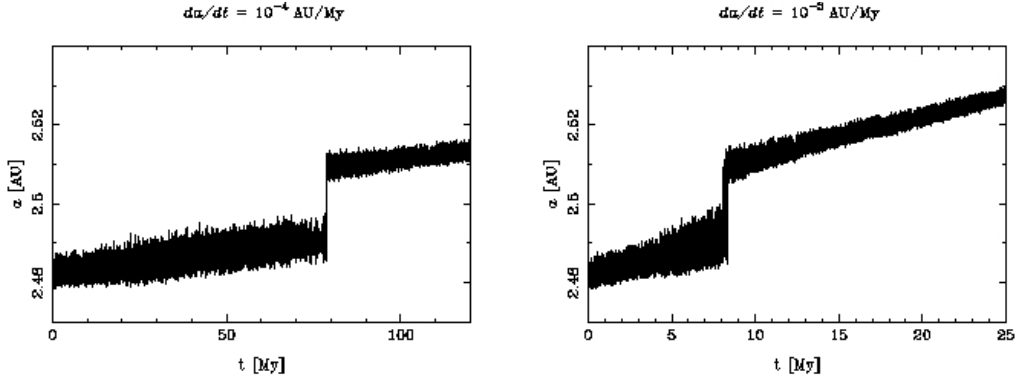


Figure 2. Example of two test particles in the Roig *et al.* (2008) simulation that became temporarily captured in the 3:1 resonance and were able to cross to the middle Belt. Two different values of the Yarkovsky drift were assumed roughly corresponding to 0.1-1.0 km sized bodies.

Aiming to better understand this crossing mechanism, we performed a systematic study of the capture probability into the 3:1 resonance by means of a pseudo symplectic mapping approach (Folonier 2011; Folonier *et al.* 2012, in preparation). The mapping is based in the construction of a generating function B for an implicit canonical transformation representing a perturbed twist mapping:

$$B(\boldsymbol{\theta}_n, \mathbf{J}_{n+1}) = \boldsymbol{\theta}_n \cdot \mathbf{J}_{n+1} + \tau F(\boldsymbol{\theta}_n, \mathbf{J}_{n+1})$$

where

$$F(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{J}) = F_0(\mathbf{J}) + F_1(\boldsymbol{\theta}, \mathbf{J})$$

is the Hamiltonian of the non planar, elliptic, restricted three body problem around the 3:1 resonance averaged over the short (synodic) periods, $(\boldsymbol{\theta}_n, \mathbf{J}_n)$ are the action angle variables of the unperturbed (F_0) problem at the n -th step of the mapping, and τ is the mapping time step. The mapping equations are given by:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{n+1} &= \mathbf{J}_n - \tau \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{\theta}_n} + \tau \mathbf{J}_{n+1} \frac{\dot{a}_Y}{2a} \\ \boldsymbol{\theta}_{n+1} &= \boldsymbol{\theta}_n + \tau \frac{\partial F}{\partial \mathbf{J}_{n+1}} \end{aligned} \quad (3)$$

where the Yarkovsky drift in semi-major axis, \dot{a}_Y , was included to cause an additional perturbation in the actions (since a depends only on the actions). It is worth noting that this mapping is not strictly symplectic due to the Yarkovsky perturbation; that is why we refer to it as pseudo symplectic. Besides the Yarkovsky effect, we also included in the mapping the time variations of Jupiter's eccentricity and inclination due to the secular and long term planetary perturbations (Roig & Ferraz-Mello 1999). These were introduced applying the usual

formulas of the secular linear planetary theory:

$$\begin{aligned} e_J \exp i\varpi_J &= \sum_k G_k \exp(g_k t + \gamma_k) \\ \sin \frac{I_J}{2} \exp i\Omega_J &= \sum_k S_k \exp(s_k t + \sigma_k) \end{aligned} \quad (4)$$

The main advantage of using this mapping approach model is that the different perturbations can be arbitrarily turned on and off, thus allowing to address the actual role of each perturbation in the evolution of the test particles. The mapping also allows to perform a large amount of simulations using different values of the model parameters with a low computational cost.

The initial conditions for our simulations were chosen to be non resonant orbits close to the 3:1 resonance border, with $a < 2.5$ AU, $0 < e < 0.4$, $I = 6^\circ$, and $\dot{a}_Y > 0$. Each orbit was cloned several times choosing random values of initial angles in the interval $0^\circ < \theta < 360^\circ$. The simulations were carried out until all the initial conditions were either captured into the resonance or crossed it. Our results indicated that the capture probability p_{cap} of each orbit is a function of \dot{a}_Y, e, θ , and for subsequent analysis we computed the mean probability, $\bar{p}_{cap}(\dot{a}_Y, e,)$ by averaging over all the possible initial angles.

The simulations showed that orbits with the same initial eccentricity may cross the resonance or become captured depending on the rate of the Yarkovsky drift. At the fastest drifts ($\dot{a}_Y > 1$ AU/My) the captures occur at discrete windows of eccentricity alternating with windows of crossings, and \bar{p}_{cap} shows an oscillating profile with e . It is worth noting that such fast drifts roughly correspond to cm-size bodies and therefore they are unrealistic for real asteroids. On the other hand, at lower drifts ($\dot{a}_Y < 1$ AU/My) the structure of discrete windows is no longer evident and \bar{p}_{cap} resembles the classical analytic result obtained in the adiabatic limit, i.e. 100% of captures at low eccentricities and an exponentially decreasing probability at larger eccentricities (e.g. Henrard 1982; Gomes 1995). The above results are illustrated in Fig. 3, that shows the final semi-major axes (left panels) of the orbits and their mean capture probabilities (right panels) against their initial eccentricities, for two different values of \dot{a}_Y .

Having determined \bar{p}_{cap} as a function of e , the average capture probability for the Vesta family members was obtained by integrating over the eccentricity limits of the family:

$$\langle \bar{p}_{cap} \rangle_{\text{Vesta}} = \frac{1}{0.07} \int_{0.07}^{0.14} \bar{p}_{cap}(\dot{a}_Y, e) de \quad (5)$$

Table 1 shows this average probability obtained with a mapping model that includes the secular variations of Jupiter's orbit (Eqs. 4), assuming different values of the Yarkovsky drift. We may note that these results are compatible with the crossing probability given by Eq. 2. Actually, we verified that the addition of the secular perturbations is crucial to reproduce Eq. 2, since the solely elliptic model gave much smaller capture probabilities.

By combining the crossing probability p_{cross} with the estimated flux of vestoids that can reach the border of the 3:1 resonance over the age of the Vesta family, we conclude that only the smallest V-types ($D < 2$ km) have a chance

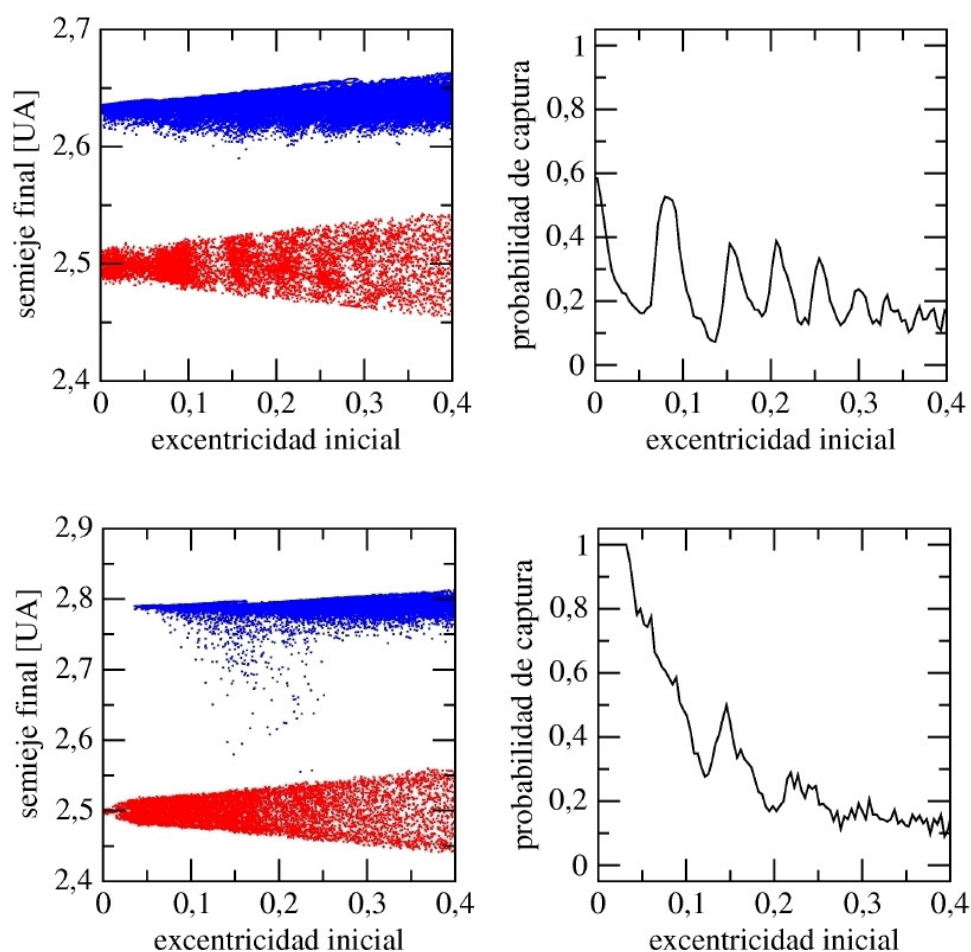


Figure 3. Final semi-major axes (left) and mean capture probabilities (right) as function of the initial eccentricities of test orbits simulated with our mapping model. The top panels correspond to $\dot{a}_Y = 10$ AU/My and the bottom panels to $\dot{a}_Y = 0.1$ AU/My. Red dots are orbits captured into the resonance and blue ones are those that crossed the resonance. The simulations correspond to the elliptic model, with Jupiter in a fixed orbit. The differences between the non adiabatic (top) and the adiabatic (bottom) cases are evident.

of being transported from the inner to the middle Belt over Gy timescales. Although this result cannot explain the largest V-type asteroid found in the middle Belt, that has a diameter of 5 km, recent studies (de Sanctis *et al.* 2011; Hammergren *et al.* 2011) indicate the existence of several smaller basaltic asteroids beyond 2.5 AU whose origin might be compatible with the resonance crossing scenario.

Table 1. Average capture probabilities of Vesta family members (Eq. 5) in the secular elliptic mapping model for some Yarkovsky drifts. These values can be compared to Eqs. 1 and 2 taking into account that $p_{cross} = 1 - \langle \bar{p}_{cap} \rangle$.

| \dot{a}_Y [AU/My] | $\langle \bar{p}_{cap} \rangle_{Vesta}$ |
|---------------------|---|
| 10 | 0.28 |
| 1 | 0.45 |
| 0.1 | 0.62 |
| 0.01 | 0.67 |
| 0.005 | 0.85 |
| 0.0025 | 0.92 |
| 0.001 | 0.97 |

3.2. Planetary encounters and resonance stickiness

A second possibility to explain the transport of V-type asteroids from the inner to the middle Belt involves the temporary capture of former vestoids into a planet crossing regime with Mars (and possibly also with the Earth), and the further detaching from the planet crossing regime due to resonance stickiness. In Ribeiro (2010) and Ribeiro & Roig (2011), we explored this possibility through the numerical integration of Mars crossing orbits under the influence of the Yarkovsky effect. Our working hypothesis was that a fraction of about 10% of the fugitives from the Vesta family actually reaches the Mars crossing region (Nesvorný *et al.* 2008) and suffer strong changes of the semi-major axis due to close encounters with Mars. Some of these bodies temporarily acquire values of $a > 2.5$ AU and at this stage they might be captured in a mean motion resonance by becoming stuck to the resonant separatrix.

We simulated the evolution of test particles with initial conditions corresponding to both real and fictitious Mars crossing orbits over 120 My (which is the typical lifetime of the Mars crossers). The model included planetary perturbations from Venus to Neptune, as well as the Yarkovsky effect, and we used a symplectic N -body integrator that manages close encounters between the test particles and the planets. The evolution of each test particle was monitored until it eventually reached a semi-major axis > 2.5 AU. We assumed that a particle was transported to the middle Belt if it continuously remained with $a > 2.5$ AU for a time interval $\Delta T \geq 10^5$ years. In order to qualitatively analyze the behavior of the transported particles, we built maps of residence times. Figure 4 shows a typical map obtained for a set of fictitious Mars crossing test particles with initial perihelion distances in the range $1.33 < q < 1.44$ AU. Captures in mean motion resonances due to resonance stickiness appear in the map as stalactites and are related to the 5:2, the 7:3 and, to a less extent, the 8:3 resonances with Jupiter. Nevertheless, all these captures were temporary and none of the simulations in Ribeiro (2010) were able to produce a long lasting orbit in the middle Belt. Therefore, we concluded that this mechanism would not be efficient enough to explain the V-type asteroids in the middle Belt as fugitives from the Vesta family.

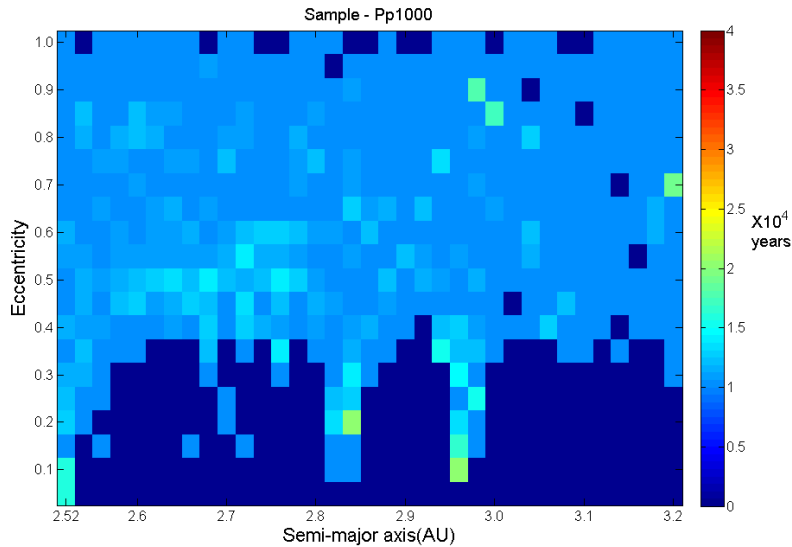


Figure 4. Map of residence times for a set of fictitious Mars crossing orbits. The map was computed by subdividing the space e vs. a beyond 2.5 AU in 20×70 cells, and by determining the corresponding time interval that each orbit continuously remained in each cell during the simulation. Then, for each cell we computed the average time interval over all the orbits, and this gives the residence time of any particle in that cell.

4. Conclusions

In this article, we have reviewed some recent work that intend to address the origin of basaltic asteroids outside the Vesta family by several mechanisms of chaotic transport in the inner and middle Asteroid Main Belt. These mechanisms involve the interplay of resonances and planetary encounters with the Yarkovsky effect. Our conclusions can be summarized as follows:

- Most non vestoid V-type asteroids in the inner Belt can be explained as fugitives from the Vesta family that reached their present orbits over Gy timescales of chaotic evolution. The exception is a population of large ($D > 4$ km) V-type asteroids located at lower orbital inclinations than the Vesta family members, whose present orbits cannot be explained by long term chaotic diffusion.
- Small ($D < 2$ km) members of the Vesta family are able to cross the 3:1 resonance with Jupiter, pushed by the Yarkovsky drift in semi-major axis, and may arrive to stable orbits in the middle Belt. However, this mechanism is not efficient to explain the presence of larger V-types beyond 2.5 AU.
- Close encounter with terrestrial planets may temporarily drive V-type asteroids from the inner to the middle and outer Belt that become captured in mean motion resonance by stickiness effect. Nevertheless, this mech-

anism does not produce long lasting orbits and would not explain the presence of V-types with $a > 2.5$ AU.

It is worth noting that the explanation of V-types asteroids outside the Vesta family is not only limited by dynamical constraints, as shown here, but also by the mineralogical compatibility with Vesta's crust. There is at least one V-type asteroid, (1459) Magnya, located in the outer Belt (Lazzaro *et al.* 2000), that has proven to be incompatible with Vesta's mineralogy. According to Michtchenko *et al.* (2002), this asteroid could have been originated during the disruption of another differentiated asteroid and the corresponding family would have been dynamically dispersed over long timescales. A similar approach was also proposed by Carruba *et al.* (2007b) to explain the large V-type asteroid (21238) 1995 WV7 in the middle Belt. Therefore, in the end, the hypothesis of a source of basaltic material in the Main Belt other than Vesta still remains an open question.

Acknowledgments. F. Roig and H. Folonier wish to thank the organizers of the 3rd LAPIS for partially financing their participation in the meeting. This work has been supported by CNPq, CONICET and CAPES.

References

- Bottke, W. F. Jr., Vokrouhlický, D., Rubincam, D. P., & Broz, M. 2002. In: Asteroids III, 395
- Carruba, V., Michtchenko, T. A. & Lazzaro, D. 2007a, A&A 473, 967
- Carruba, V., Michtchenko, T., Roig, F., Ferraz-Mello, S., & Nesvorný, D. 2005, A&A 441, 819
- Carruba, V. Roig, F., Michtchenko, T. A., Ferraz-Mello, S., & Nesvorný, D V. 2007b, A&A 465, 315
- Carvano, J. M., Hasselmann, P. H., Lazzaro, D., & Mothé-Diniz, T. 2010, A&A 510, A43.
- de Sanctis, M. C., Migliorini, A., Luzia Jasmin, F., Lazzaro, D., Filacchione, G., Marchi, S., Ammannito, E., & Capria, M. T. 2011, A&A 533, A77
- Duffard, R. 2009, EM&P 105, 221
- Duffard, R. & Roig, F. 2009, P&SS 57, 229
- Folonier, H. 2011, Undergraduate's Thesis, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.
- Gallardo, T., Venturini, J., Roig, F., & Gil-Hutton, R., 2011, Icarus 214, 632
- Gomes, R. S. 1995, CeMDA 61, 97
- Hammergren, M., Gyuk, G., Solontoi, M., & Pucket, A. 2011. In: EPSC-DPS Joint Meeting 2011, 668
- Henrard, J. 1982. Celest. Mech. 27, 3
- Lazzaro, D. 2009, RMxAA Conf. Ser. 35, 1
- Lazzaro, D. Michtchenko, T., Carvano, J. M., Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., Mothé-Diniz, T., Florczak, M., Angeli, C. A., & Harris, Alan W. 2000, Sci. 288, 2033
- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., Mothé-Diniz, T., Duffard, R., & Florczak, M. 2004, Icarus 172, 179
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, Icarus 158, 343
- Moskovitz, N. A., Burbine, T. H., Mayne, R., Bus, S. J., Willman, M., Jedicke, R., & Gaidos, E. 2008, Icarus 198, 77

- Mothé-Diniz, T., Roig, F. & Carvano, J. M. 2005, *Icarus* 174, 54
- Nesvorný, D., Roig, F., Gladman, B., Lazzaro, D., Carruba, V., Mothé-Diniz, T., & 2008, *Icarus* 193, 85
- Ribeiro, A. O. 2010, Master's Thesis, Observatório Nacional, Brazil.
- Ribeiro, A. O. & Roig, F. 2011, *J. Phys. Conf. Ser.* 285, 012024.
- Roig, F. & Ferraz-Mello, S. 1999, *P&SS* 47, 653
- Roig, F. & Gil-Hutton, R. 2006, *Icarus* 183, 411
- Roig, F., Nesvorný, D., Gil-Hutton, R., & Lazzaro, D. 2008, *Icarus* 194, 125

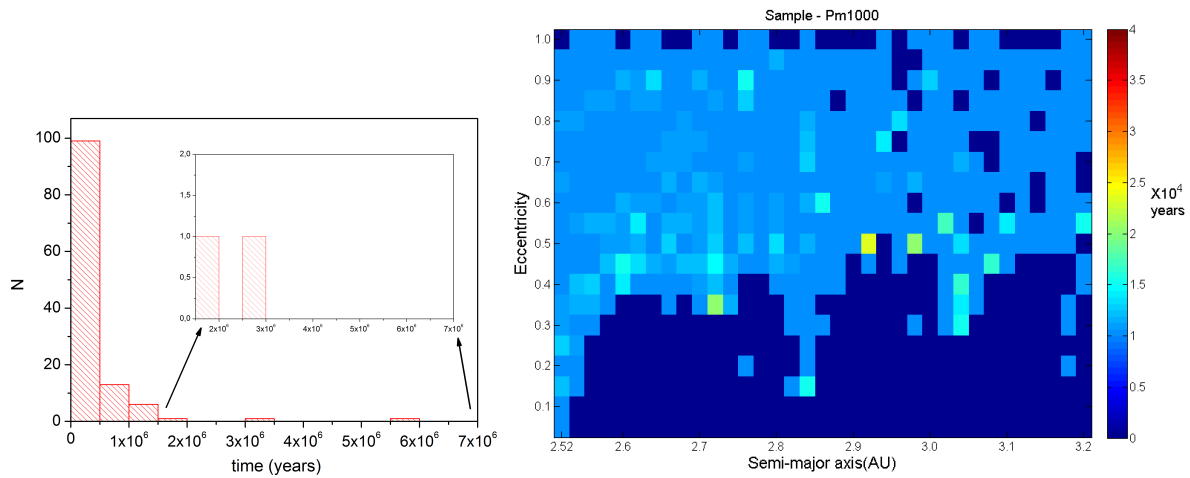


Figure 6. Same as Fig. 5 but for the sample P_m1000 .

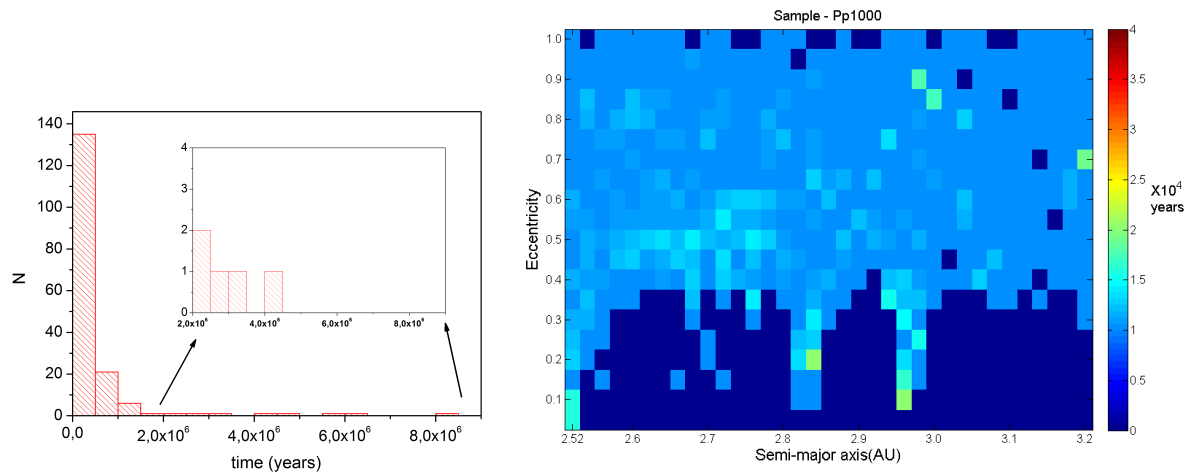


Figure 7. Same as Fig. 5 but for the sample P_p1000 .

through resonant stickiness), such orbital configurations only survive for time intervals up to 10^5 – 10^6 years. These orbits eventually return back to the planet crossing regime, and the particles are discarded due to a close encounter with a planet.

These results seem to indicate that a transport mechanism similar to that shown in Fig. 1 might not be efficient enough to justify the presence of basaltic asteroids beyond 2.5 AU. We must note, however, that our simulations do not span sufficiently long times, and by extending them over longer intervals (e.g. 10^8 years) we might get more favorable results.

References

- [1] F. Migliorini, P. Michel, A. Morbidelli, D. Nesvorný, and V. Zappala. Origin of Multikilometer Earth- and Mars-Crossing Asteroids: A Quantitative Simulation. *Science*, 281:2022–+, Sept. 1998.
- [2] D. Nesvorný, F. Roig, B. Gladman, D. Lazzaro, V. Carruba, and T. Mothé-Diniz, *Fugitives from the Vesta family*, *Icarus* **193** (2008), 85–95.
- [3] F. Roig, D. Nesvorný, R. Gil-Hutton, and D. Lazzaro, *V-type asteroids in the middle main belt*, *Icarus* **194** (2008), 125–136.

Referências Bibliográficas

- Alvarez et al.(1980)** L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro e H. V. Michel. Extraterrestrial Cause for the Cretaceous-Tertiary Extinction. *Science*, 208:1095–1108. doi: 10.1126/science.208.4448.1095. Citado na pág. 1
- Benest e Froeschlé(1998)** Daniel Benest e Claude Froeschlé. *Impacts on earth*, volume 505. Springer. Citado na pág. (document), 2.8
- Benettin et al.(1976)** G. Benettin, L. Galgani e J.-M. Strelcyn. Kolmogorov entropy and numerical experiments. *PHYSICAL REVIEW A*, 14:2338–2345. doi: 10.1103/PhysRevA.14.2338. Citado na pág. 5.1
- Benettin et al.(1980)** G. Benettin, L. Galgani, A. Giorgilli e J.-M. Strelcyn. Lyapunov characteristic exponents for smooth dynamical systems and for Hamiltonian systems - A method for computing all of them. I - Theory. II - Numerical application. *Meccanica*, 15:9–30. Citado na pág. 5.1
- Binzel et al.(1992)** R. P. Binzel, S. Xu, S. J. Bus e E. Bowell. Origins for the near-earth asteroids. *Science*, 257:779–782. doi: 10.1126/science.257.5071.779. Citado na pág. 1
- Binzel et al.(2004)** R. P. Binzel, A. S. Rivkin, J. S. Stuart, A. W. Harris, S. J. Bus e T. H. Burbine. Observed spectral properties of near-Earth objects: results for population distribution, source regions, and space weathering processes. *Icarus*, 170:259–294. doi: 10.1016/j.icarus.2004.04.004. Citado na pág. 4

- Bobrovnikoff(1929)** N. T. Bobrovnikoff. The spectra of minor planets. *Lick Observatory Bulletin*, 14:18–27. Citado na pág. 1.2
- Bottke et al.(2002)** W. F. Bottke, A. Morbidelli, R. Jedicke, J.-M. Petit, H. F. Levison, P. Michel e T. S. Metcalfe. Debaised Orbital and Absolute Magnitude Distribution of the Near-Earth Objects. *Icarus*, 156:399–433. doi: 10.1006/icar.2001.6788. Citado na pág. 1, 5
- Bouvier e Wadhwa(2010)** A. Bouvier e M. Wadhwa. The age of the Solar System redefined by the oldest Pb-Pb age of a meteoritic inclusion. *Nature Geoscience*, 3: 637–641. doi: 10.1038/ngeo941. Citado na pág. 1
- Bowell et al.(1989)** E. Bowell, B. Hapke, D. Domingue, K. Lumme, J. Peltoniemi e A. W. Harris. Application of photometric models to asteroids. Em R. P. Binzel, T. Gehrels e M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, páginas 524–556. Citado na pág. 2
- Broucke(1988)** R. A. Broucke. The celestial mechanics of gravity assist. Em P. F. Wercinski, editor, *Astrodynamics 1987*, páginas 69–78. Citado na pág. 2.2
- Bus(1999)** S. J. Bus. *Compositional structure in the asteroid belt: Results of a spectroscopic survey*. Tese de Doutorado, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY. Citado na pág. (document), 1.2.1, 1.2.1, 1.13, 1.2.1
- Bus e Binzel(2002a)** S. J. Bus e R. P. Binzel. Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. The Observations. *Icarus*, 158:106–145. doi: 10.1006/icar.2002.6857. Citado na pág. 1.2.1, 1.2.1, 4.2
- Bus e Binzel(2002b)** S. J. Bus e R. P. Binzel. Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. A Feature-Based Taxonomy. *Iarus*, 158:146–177. doi: 10.1006/icar.2002.6856. Citado na pág. 1.2.1, 1.2.1, 1.2.1, 1.2.1, 4.2
- Carruba et al.(2003)** V. Carruba, J. A. Burns, W. Bottke e D. Nesvorný. Orbital evolution of the Gefion and Adeona asteroid families: close encounters

- with massive asteroids and the Yarkovsky effect. *Icarus*, 162:308–327. doi: 10.1016/S0019-1035(02)00062-3. Citado na pág. 5.2
- Carruba et al.(2013)** V. Carruba, R. C. Domingos, D. Nesvorný, F. Roig, M. E. Huaman e D. Souami. A multidomain approach to asteroid families' identification. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433:2075–2096. doi: 10.1093/mnras/stt884. Citado na pág. 1.1
- Carvano et al.(2010)** J. M. Carvano, P. H. Hasselmann, D. Lazzaro e T. Mothé-Diniz. SDSS-based taxonomic classification and orbital distribution of main belt asteroids. *Astronomy and Astrophysics*, 510:A43. doi: 10.1051/0004-6361/200913322. Citado na pág. (document), 1.2.1, 1.2.1, 1.14, 3.5, 3.1.1, 4.1, 4.1, 4.1
- Chapman et al.(1975)** C. R. Chapman, D. Morrison e B. Zellner. Surface properties of asteroids - A synthesis of polarimetry, radiometry, and spectrophotometry. *Icarus*, 25:104–130. doi: 10.1016/0019-1035(75)90191-8. Citado na pág. 1.2.1
- Connelly et al.(2012)** James N Connelly, Martin Bizzarro, Alexander N Krot, Åke Nordlund, Daniel Wielandt e Marina A Ivanova. The absolute chronology and thermal processing of solids in the solar protoplanetary disk. *Science*, 338 (6107):651–655. Citado na pág. 1
- de León et al.(2010)** J. de León, J. Licandro, M. Serra-Ricart, N. Pinilla-Alonso e H. Campins. Observations, compositional, and physical characterization of near-Earth and Mars-crosser asteroids from a spectroscopic survey. *Astronomy and Astrophysics*, 517:A23. doi: 10.1051/0004-6361/200913852. Citado na pág. 4
- De Sanctis et al.(2012)** M. C. De Sanctis, E. Ammannito, M. T. Capria, F. Tosi, F. Capaccioni, F. Zambon, F. Carraro, S. Fonte, A. Frigeri, R. Jaumann, G. Magni, S. Marchi, T. B. McCord, L. A. McFadden, H. Y. McSween, D. W. Mittlefehldt, A. Nathues, E. Palomba, C. M. Pieters, C. A. Raymond, C. T. Russell, M. J. Toplis e D. Turrini. Spectroscopic Characterization of Mineralogy and Its Diver-

- sity Across Vesta. *Science*, 336:697–. doi: 10.1126/science.1219270. Citado na pág. (document), 1.10
- Delbo et al.(2006)** M. Delbo, M. Gai, M. G. Lattanzi, S. Ligorì, D. Loreggia, L. Saba, A. Cellino, D. Gandolfi, D. Licchelli, C. Blanco, M. Cigna e M. Wittkowski. MIDI observations of 1459 Magnya: First attempt of interferometric observations of asteroids with the VLTI. *Icarus*, 181:618–622. doi: 10.1016/j.icarus.2006.01.001. Citado na pág. 1
- DeMeo et al.(2009)** F. E. DeMeo, R. P. Binzel, S. M. Slivan e S. J. Bus. An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared. *Icarus*, 202:160–180. doi: 10.1016/j.icarus.2009.02.005. Citado na pág. 1.2.1
- Farinella et al.(1998)** P. Farinella, D. Vokrouhlicky e W. K. Hartmann. Meteorite Delivery via Yarkovsky Orbital Drift. *Icarus*, 132:378–387. doi: 10.1006/icar.1997.5872. Citado na pág. 2.3, 2.4
- Fernández et al.(2002)** J. A. Fernández, T. Gallardo e A. Brunini. Are There Many Inactive Jupiter-Family Comets among the Near-Earth Asteroid Population? *Icarus*, 159:358–368. doi: 10.1006/icar.2002.6903. Citado na pág. 5.1
- Ferraz-Mello e Klafke(1991)** S. Ferraz-Mello e J. C. Klafke. A model for the study of very-high-eccentricity asteroidal motion: the 3:1 resonance. Em A.E. Roy, editor, *Predictability, Stability, and Chaos in N-Body Dynamical Systems*, páginas 177–184. Citado na pág. (document), 2.1.1, 2.2
- Fornasier et al.(2011)** S. Fornasier, S. Mottola, M. A. Barucci, H. Sierks e S. Hviid. Photometric observations of asteroid 4 Vesta by the OSIRIS cameras onboard the Rosetta spacecraft. *Astronomy and Astrophysics*, 533:L9. doi: 10.1051/0004-6361/201117600. Citado na pág. 4.3
- Froeschle e Scholl(1986)** C. Froeschle e H. Scholl. The secular resonance ν_6 in the asteroidal belt. *Astronomy and Astrophysics*, 166:326–332. Citado na pág. 2.1.2

- Froeschle et al.(1995)** C. Froeschle, G. Hahn, R. Gonczi, A. Morbidelli e P. Farinella. Secular resonances and the dynamics of Mars-crossing and Near-Earth asteroids. *Icarus*, 117:45–. doi: 10.1006/icar.1995.1141. Citado na pág.
- Gallardo(2006)** T. Gallardo. Atlas of the mean motion resonances in the Solar System. *Icarus*, 184:29–38. doi: 10.1016/j.icarus.2006.04.001. Citado na pág. 3.1
- Gil-Hutton e Brunini(2008)** R. Gil-Hutton e A. Brunini. Surface composition of Hilda asteroids from the analysis of the Sloan Digital Sky Survey colors. *Icarus*, 193:567–571. doi: 10.1016/j.icarus.2007.08.026. Citado na pág. 1.2.1
- Gilmour(2002)** Jamie Gilmour. The solar system’s first clocks. *Science*, 297(5587): 1658–1659. Citado na pág. 1
- Gladman et al.(1997)** B. J. Gladman, F. Migliorini, A. Morbidelli, V. Zappala, P. Michel, A. Cellino, C. Froeschle, H. F. Levison, M. Bailey e M. Duncan. Dynamical lifetimes of objects injected into asteroid belt resonances. *Science*, 277: 197–201. doi: 10.1126/science.277.5323.197. Citado na pág. 1
- Goździewski et al.(2001)** K. Goździewski, E. Bois, A. J. Maciejewski e L. Kiseleva-Eggleton. Global dynamics of planetary systems with the MEGNO criterion. *Astronomy and Astrophysics*, 378:569–586. doi: 10.1051/0004-6361:20011189. Citado na pág.
- Greenstreet et al.(2012)** S. Greenstreet, H. Ngo e B. Gladman. The orbital distribution of Near-Earth Objects inside Earth’s orbit. *Icarus*, 217:355–366. doi: 10.1016/j.icarus.2011.11.010. Citado na pág. 5
- Hapke(1971)** B. Hapke. Inferences from Optical Properties Concerning the Surface Texture and Composition of Asteroids. *NASA Special Publication*, 267:67. Citado na pág. 1.2.1
- Herschel(1802)** W. Herschel. Observations on the Two Lately Discovered Celestial Bodies. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 92:213–232. Citado na pág. 1.2

- Hirayama(1918)** K. Hirayama. Groups of asteroids probably of common origin. *Astronomical Journal*, 31:185–188. doi: 10.1086/104299. Citado na pág. (document), 1, 1.1, 1.7
- Ivezić et al.(2001)** Ž. Ivezić, S. Tabachnik, R. Rafikov, R. H. Lupton, T. Quinn, M. Hammegren, L. Eyer, J. Chu, J. C. Armstrong, X. Fan, K. Finlator, T. R. Geballe, J. E. Gunn, G. S. Hennessy, G. R. Knapp, S. K. Leggett, J. A. Munn, J. R. Pier, C. M. Rockosi, D. P. Schneider, M. A. Strauss, B. Yanny, J. Brinkmann, I. Csabai, R. B. Hindsley, S. Kent, D. Q. Lamb, B. Margon, T. A. McKay, J. A. Smith, P. Waddel, D. G. York e SDSS Collaboration. Solar System Objects Observed in the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data. *The Astrophysical Journal*, 122:2749–2784. doi: 10.1086/323452. Citado na pág. 4
- Jurić et al.(2002)** M. Jurić, Ž. Ivezić, R. H. Lupton, T. Quinn, S. Tabachnik, X. Fan, J. E. Gunn, G. S. Hennessy, G. R. Knapp, J. A. Munn, J. R. Pier, C. M. Rockosi, D. P. Schneider, J. Brinkmann, I. Csabai e M. Fukugita. Comparison of Positions and Magnitudes of Asteroids Observed in the Sloan Digital Sky Survey with Those Predicted for Known Asteroids. *The Astrophysical Journal*, 124:1776–1787. doi: 10.1086/341950. Citado na pág. 4
- Kozai(1962)** Y. Kozai. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity. *Astronomical Journal*, 67:591. doi: 10.1086/108790. Citado na pág. 2.1.3
- Lazzaro et al.(2000)** D. Lazzaro, T. Michtchenko, J. M. Carvano, R. P. Binzel, S. J. Bus, T. H. Burbine, T. Mothé-Diniz, M. Florczak, C. A. Angeli e A. W. Harris. Discovery of a Basaltic Asteroid in the Outer Main Belt. *Science*, 288: 2033–2035. doi: 10.1126/science.288.5473.2033. Citado na pág. 1
- Lazzaro et al.(2004)** D. Lazzaro, C. A. Angeli, J. M. Carvano, T. Mothé-Diniz, R. Duffard e M. Florczak. S³OS²: the visible spectroscopic survey of 820 asteroids. *Icarus*, 172:179–220. doi: 10.1016/j.icarus.2004.06.006. Citado na pág. 1.2.1, 4.2

- Levison e Duncan(2000)** H. F. Levison e M. J. Duncan. Symplectically Integrating Close Encounters with the Sun. *The Astrophysical Journal*, 120:2117–2123. doi: 10.1086/301553. Citado na pág. 3.1.1, 4.3
- Marti e Graf(1992)** K. Marti e T. Graf. Cosmic-ray exposure history of ordinary chondrites. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 20:221–243. doi: 10.1146/annurev.earth.20.050192.001253. Citado na pág. 2.4
- Masi(2003)** G. Masi. Searching for inner-Earth objects: a possible ground-based approach. *Icarus*, 163:389–397. doi: 10.1016/S0019-1035(03)00082-4. Citado na pág. 1, 5
- Masiero et al.(2012)** J. R. Masiero, A. K. Mainzer, T. Grav, J. M. Bauer, R. M. Cutri, C. Nugent e M. S. Cabrera. Preliminary Analysis of WISE/NEOWISE 3-Band Cryogenic and Post-cryogenic Observations of Main Belt Asteroids. *The Astrophysical Journal, Letters*, 759:L8. doi: 10.1088/2041-8205/759/1/L8. Citado na pág. 4.3
- Michel(1997)** P. Michel. Overlapping of secular resonances in a Venus horseshoe orbit. *Astronomy and Astrophysics*, 328:L5–L8. Citado na pág. 5
- Michel et al.(2000)** P. Michel, V. Zappalà, A. Cellino e P. Tanga. NOTE: Estimated Abundance of Atens and Asteroids Evolving on Orbits between Earth and Sun. *Icarus*, 143:421–424. doi: 10.1006/icar.1999.6282. Citado na pág. 1, 5
- Michtchenko e Ferraz-Mello(2001)** T. A. Michtchenko e S. Ferraz-Mello. Resonant Structure of the Outer Solar System in the Neighborhood of the Planets. *The Astronomical Journal*, 122:474–481. doi: 10.1086/321129. Citado na pág. 2.1.1
- Michtchenko et al.(2002)** T. A. Michtchenko, D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello e F. Roig. Origin of the Basaltic Asteroid 1459 Magnya: A Dynamical and Mineralogical Study of the Outer Main Belt. *Icarus*, 158:343–359. doi: 10.1006/icar.2002.6871. Citado na pág. (document), 5.1, 5.2, 5.1

- Migliorini et al.(1998)** F. Migliorini, P. Michel, A. Morbidelli, D. Nesvorný e V. Zappala. Origin of Multikilometer Earth- and Mars-Crossing Asteroids: A Quantitative Simulation. *Science*, 281:2022–+. doi: 10.1126/science.281.5385. 2022. Citado na pág. 1, 2.4, 5
- Mikkola e Innanen(1995)** S. Mikkola e K. Innanen. Solar system chaos and the distribution of asteroid orbits. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277:497–501. Citado na pág. 5.1
- Milani(1999)** A. Milani. Dynamics of planet-crossing asteroids. Em *The Dynamics of Small Bodies in the Solar System*, páginas 95–126. Springer. Citado na pág. (document), 1.1
- Morbidelli e Froeschlé(1998)** A. Morbidelli e C. Froeschlé. Origin and Dynamical Transport of Near-Earth Asteroids and Meteorites. Em D. Benest e C. Froeschle, editors, *Impacts on Earth*, volume 505 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, página 31. doi: 10.1007/978-3-540-69703-9_2. Citado na pág. 1
- Morbidelli et al.(2002)** A. Morbidelli, W. F. Bottke, Jr., C. Froeschlé e P. Michel. Origin and Evolution of Near-Earth Objects. *Asteroids III*, páginas 409–422. Citado na pág. 1.1, 2.4, 5
- Moskovitz et al.(2008)** N. A. Moskovitz, R. Jedicke, E. Gaidos, M. Willman, D. Nesvorný, R. Fevig e Ž. Ivezić. The distribution of basaltic asteroids in the Main Belt. *Icarus*, 198:77–90. doi: 10.1016/j.icarus.2008.07.006. Citado na pág. 1
- Moskovitz et al.(2010)** N. A. Moskovitz, M. Willman, T. H. Burbine, R. P. Binzel e S. J. Bus. A spectroscopic comparison of HED meteorites and V-type asteroids in the inner Main Belt. *Icarus*, 208:773–788. doi: 10.1016/j.icarus.2010.03.002. Citado na pág. (document), 4, 4.1, 4.1, 4.2, 4.4
- Nesvorný e Morbidelli(1998)** D. Nesvorný e A. Morbidelli. Three-Body Mean Motion Resonances and the Chaotic Structure of the Asteroid Belt. *The Astronomical Journal*, 116:3029–3037. doi: 10.1086/300632. Citado na pág. 2.1.1

- Nesvorný et al.(2008)** D. Nesvorný, F. Roig, B. Gladman, D. Lazzaro, V. Carruba e T. Mothé-Diniz. Fugitives from the Vesta family. *Icarus*, 193:85–95. doi: 10.1016/j.icarus.2007.08.034. Citado na pág. 1, 3, 3.1, 3.2, 4, 4.3
- Nogueira et al.(2004)** E. C. Nogueira, O. C. Winter e A. F. B. Prado. The Earth's Contribution in the 3:1 Kirkwood Gap. Em *35th COSPAR Scientific Assembly*, volume 35 of *COSPAR, Plenary Meeting*, páginas 1469–+. Citado na pág. (document), 2.5, 2.6
- Parker et al.(2008)** A. Parker, Ž. Ivezić, M. Jurić, R. Lupton, M. D. Sekora e A. Kowalski. The size distributions of asteroid families in the SDSS Moving Object Catalog 4. *Icarus*, 198:138–155. doi: 10.1016/j.icarus.2008.07.002. Citado na pág. (document), 1.1, 1.8
- Ribeiro e Roig(2011)** A. O. Ribeiro e F. Roig. Evolution of planet crossing asteroids in the inner Main Belt. *Journal of Physics Conference Series*, 285(1): 012024. doi: 10.1088/1742-6596/285/1/012024. Citado na pág. 3, 3.2, 5.3
- Roig e Gil-Hutton(2006)** F. Roig e R. Gil-Hutton. Selecting candidate V-type asteroids from the analysis of the Sloan Digital Sky Survey colors. *Icarus*, 183: 411–419. doi: 10.1016/j.icarus.2006.04.002. Citado na pág. 4.1, 4.4
- Roig et al.(2008)** F. Roig, D. Nesvorný, R. Gil-Hutton e D. Lazzaro. V-type asteroids in the middle main belt. *Icarus*, 194:125–136. doi: 10.1016/j.icarus.2007.10.004. Citado na pág. 3, 3.1
- Sanchez et al.(2013)** J. A. Sanchez, R. Michelsen, V. Reddy e A. Nathues. Surface composition and taxonomic classification of a group of near-Earth and Mars-crossing asteroids. *Icarus*, 225:131–140. doi: 10.1016/j.icarus.2013.02.036. Citado na pág. 4
- Schenk et al.(2012)** P. Schenk, D. P. O'Brien, S. Marchi, R. Gaskell, F. Preusker, T. Roatsch, R. Jaumann, D. Buczowski, T. McCord, H. Y. McSween, D. Williams, A. Yingst, C. Raymond e C. Russell. The Geologically Recent Giant Impact

Basins at Vestas South Pole. *Science*, 336:694–. doi: 10.1126/science.1223272.

Citado na pág. 1

Solontoi et al.(2012) M. R. Solontoi, M. Hammergren, G. Gyuk e A. Puckett. AVAST survey 0.4-1.0 μm spectroscopy of igneous asteroids in the inner and middle main belt. *Icarus*, 220:577–585. doi: 10.1016/j.icarus.2012.05.035. Citado na pág. 1, 4.1

Spitale e Greenberg(1999) J. N. Spitale e R. Greenberg. Numerical Investigation of the Yarkovsky Effect: Mutiny on the High e's. Em *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 31 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*. Citado na pág. 2.3

Spratt(1990) C. E. Spratt. The Hungaria group of minor planets. *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 84:123–131. Citado na pág. 1.1

Tancredi et al.(2001) G. Tancredi, A. Sánchez e F. Roig. a Comparison Between Methods to Compute Lyapunov Exponents. *The Astrophysical Journal*, 121:1171–1179. doi: 10.1086/318732. Citado na pág. 5.1

Tholen(1984) D. J. Tholen. *Asteroid taxonomy from cluster analysis of Photometry*. Tese de Doutorado, Arizona Univ., Tucson. Citado na pág. (document), 1.2.1, 1.11, 1.12, 1.2.1, 1.2.1

Vokrouhlický e Farinella(1998) D. Vokrouhlický e P. Farinella. The Yarkovsky Seasonal Effect on Asteroidal Fragments: A Nonlinearized Theory for the Plane-Parallel Case. *The Astronomical Journal*, 116:2032–2041. doi: 10.1086/300565. Citado na pág. 2.4

Wetherill(1989) G. W. Wetherill. Origin of the asteroid belt. Em R. P. Binzel, T. Gehrels e M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, páginas 661–680. Citado na pág. 1

- Williams(1969)** J. G. Williams. *Secular Perturbations in the Solar System*. Tese de Doutorado, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LOS ANGELES. Citado na pág. (document), 2.1.2, 2.3
- Williams e Faulkner(1981)** J. G. Williams e J. Faulkner. The positions of secular resonance surfaces. *Icarus*, 46:390–399. doi: 10.1016/0019-1035(81)90140-8. Citado na pág. 2.1.2
- Wisdom(1982)** J. Wisdom. The origin of the Kirkwood gaps - A mapping for asteroidal motion near the 3/1 commensurability. *The Astronomical Journal*, 87: 577–593. doi: 10.1086/113132. Citado na pág. (document), 2.1.1, 2.2
- Wood e Kuiper(1963)** X. H. J. Wood e G. P. Kuiper. Photometric Studies of Asteroids. *Astrophysical Journal*, 137:1279. doi: 10.1086/147603. Citado na pág. 1.2.1
- Zappalà et al.(1990)** V. Zappalà, A. Cellino, P. Farinella e Z. Knezevic. Asteroid families. I - Identification by hierarchical clustering and reliability assessment. *Astronomical Journal*, 100:2030–2046. doi: 10.1086/115658. Citado na pág. 1.1
- Zappalà et al.(1994)** V. Zappalà, A. Cellino, P. Farinella e A. Milani. Asteroid families. 2: Extension to unnumbered multiopposition asteroids. *Astronomical Journal*, 107:772–801. doi: 10.1086/116897. Citado na pág. 1.1
- Zappalà et al.(1995)** V. Zappalà, P. Bendjoya, A. Cellino, P. Farinella e C. Froeschlé. Asteroid families: Search of a 12,487-asteroid sample using two different clustering techniques. *Icarus*, 116:291–314. doi: 10.1006/icar.1995.1127. Citado na pág. 1.1, 1
- Zellner et al.(1985)** B. Zellner, D. J. Tholen e E. F. Tedesco. The eight-color asteroid survey - Results for 589 minor planets. *Icarus*, 61:355–416. doi: 10.1016/0019-1035(85)90133-2. Citado na pág. 8