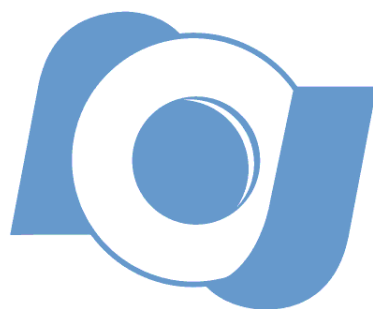


Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação  
Observatório Nacional  
Programa de Pós-Graduação em Astronomia



# **Estudo Fotométrico e Espectroscópico de Asteroides Ricos em Voláteis**

Tese submetida ao Observatório Nacional do Rio de Janeiro para a  
obtenção do grau de Doutor em Astronomia

Apresentado por:  
M.Sc. Eduardo de Jesús Rondón Briceño

Orientador: Dr. Jorge Carvano  
Rio de Janeiro, Dezembro de 2016

# Agradecimentos

Ao meu Deus todo poderoso por ter me dado a força para empreender esta caminhada rumbo ao desconhecido, por ter me dado a oportunidade de conhecer e aprender de tantas pessoas todos os dias da minha vida.

Quero agradecer também aos meus pais Eduardo de Jesús Rondón Graterol e María Lourdes Briceño de Rondón, por todo o amor dado. Vocês são meu exemplo, minha inspiração. Cada vez que me sinto sem forças me lembro de vocês, trabalhadores incansáveis, responsáveis e eficazes. Os amo!!!.

Aos meus irmãos Ramón Darío e María Lourdes, vocês dois desde crianças têm sido minha alegria, minha inspiração, uma motivação para ser cada dia melhor e assim poder dar exemplo. Vocês hoje também são um exemplo para mim. Os admiro muito.

À minha família materna e paterna pela ajuda dada nos momentos difíceis, muito especialmente a meu primo Wilmer José por me dar ânimo nos momentos em que sentia que não podia mais. Foste de grande ajuda primo.

A Noryley Suescún por seu apoio nos momentos de alegria e também nos momentos de tristeza. Obrigado por estar sempre presente, obrigado por poder lembrar contigo o especial que é a minha pátria. Obrigado por essas longas conversações no telefone sobre qualquer coisa. Obrigado!.

À Comunidade Neocatecumenal da Paroquia Santo André e a cada um de meus irmãos em cristo por todo o apoio espiritual dado. Com vocês dei um passo mais nesta caminhada na procura da minha fé.

Ao CNPq pela ajuda financeira dada no desenvolvimento desta tese, através da bolsa de doutorado, assim como também pelo apoio na assistência a congressos.

Ao Observatório Nacional por poder me permitir fazer parte desta maravilhosa instituição. A todos os membros do grupo de Ciências Planetárias por todos os conhecimentos transmitidos. A todos meus amigos da sala e da instituição em geral.

Ao meu orientador o Dr. Jorge Carvano por todos os conhecimentos transmitidos e por seu apoio em cada um dos passos dados na elaboração desta tese. À Dra. Daniela Lazzaro pelas correções feitas no trabalho e pela confiança depositada no desenvolvimento do mesmo, assim como também na elaboração de vários projetos de colaboração entre o Observatório Nacional e o "Centro de Investigación de Astronomía" na Venezuela. Meus agradecimentos também para o Dr. Alvaro Alvarez-Candal pela ajuda nas correções deste trabalho, obrigado pela dedicação no melhoramento do mesmo.

# Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	vii
Abstract	viii
Resumen	ix
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Pequenos Corpos do Sistema Solar</b>	<b>4</b>
2.1 Asteroides	4
2.1.1 Definição de Asteroides	4
2.1.2 Classificação de Asteroides	4
2.1.3 Gradientes Heliocêntricos nas Classes Espectrais	10
2.2 Cometas	13
2.2.1 Definição de Cometas	13
2.2.2 Reservatórios de Cometas	14
2.2.3 Taxonomia de Cometas	16
2.2.4 Distribuição dos TNO	19
2.2.5 Distribuição dos Centauros	21
2.2.6 Taxonomia de TNO e Centauros	23
2.2.7 Composição Química e Espectros de Cometas	26
2.3 Relação asteroides e Cometas	31
2.3.1 Asteroides em Orbitas Cometárias	32
2.3.2 Asteroides Ativos	35
<b>3 Modelagem de Objetos com Coma Tênu</b>	<b>46</b>
3.1 Visão Geral	46
3.2 Modelo	48
3.2.1 Modelando a Distribuição de Poeira no Entorno do Asteroide	48
3.2.2 Modelando o Espectro do Asteroide	51
3.3 Modelo para o espectro de (596) Scheila	54
3.4 Influência do parâmetro $\beta$ , da eficiência da pressão de radiação da partícula e da função de fase no espectro de um asteroide	62
3.4.1 Modelagem da coma do asteroide	66
3.4.2 Modelagem do perfil da imagem e do espectro	71
<b>4 Dados Observacionais de (596) Scheila</b>	<b>79</b>
4.1 Observações e Reduções de Dados	81
<b>5 Conclusões e perspectivas futuras</b>	<b>87</b>

**A Fatores que afetam os espectros de reflexão**

**90**

**B Publicação**

**93**

# Lista de Figuras

2.1	Distribuição clássica de asteroides e seus grupos . . . . .	5
2.2	Distribuição de asteroides e suas famílias . . . . .	5
2.3	Taxonomia de Tholen . . . . .	6
2.4	Taxonomia de Bus . . . . .	7
2.5	Taxonomia DeMeo . . . . .	8
2.6	Template Taxonomia SDSS Carvano . . . . .	9
2.7	Distribuição das Classes Taxonômicas no Cinturão Principal . . . . .	10
2.8	Distribuição de Massa no Cinturão Principal . . . . .	11
2.9	Distribuição de Voláteis . . . . .	12
2.10	Estrutura dos Cometas . . . . .	14
2.11	Distribuição de cometas de longo e curto período . . . . .	15
2.12	Taxonomia Classica de Cometas . . . . .	16
2.13	Taxonomia de Cometas . . . . .	17
2.14	Distribuição de Cometas . . . . .	18
2.15	Taxonomia geral de Cometas . . . . .	19
2.16	Distribuição de TNO . . . . .	20
2.17	Bimodalidade de Centauros nas cores B-R . . . . .	22
2.18	Distribuição de Centauros Ativos . . . . .	22
2.19	Taxa de Produção de H <sub>2</sub> O CO <sub>2</sub> e CO . . . . .	23
2.20	Taxonomia de TNO . . . . .	24
2.21	Distribuição de Gelo na Taxonomia de TNO . . . . .	25
2.22	Abundancias químicas de cometas . . . . .	26
2.23	Abundancias químicas de cometas isotrópicos e da família de Júpiter . . . . .	27
2.24	Taxonomia de Cometas através da suas abundancias químicas . . . . .	28
2.25	Espectros cometários . . . . .	29
2.26	Cores de Cometas . . . . .	30
2.27	Esquema das populações do sistema solar . . . . .	31
2.28	Classificação empírica de asteroides e cometas . . . . .	32
2.29	Albedo de ACOs . . . . .	33
2.30	Albedo de JF-ACOs e Damocloides . . . . .	33
2.31	Espectros de ACOs . . . . .	34
2.32	Distribuição de asteroides ativos . . . . .	35
2.33	Asteroides Ativos . . . . .	37
2.34	Asteroides Ativos (Continuação) . . . . .	39
2.35	Espectro de Themis e Cibele . . . . .	44
3.1	Componentes principais de (5201) Ferraz-Mello . . . . .	46
3.2	Espectro de (5201)Ferraz-Mello . . . . .	47
3.3	Espectro modelado do (5201)Ferraz-Mello . . . . .	48
3.4	Configuração do Sol-Asteroides-Partícula . . . . .	49

3.5	Distribuição de Tamanhos das Partículas Entorno ao Asteroide . . . . .	50
3.6	Esquema da interação da luz solar com o núcleo . . . . .	52
3.7	Esquema da interação da luz solar com a coma . . . . .	53
3.8	Testes básicos do modelo para uma partícula . . . . .	56
3.9	Continuação de testes básicos do modelo para uma partícula . . . . .	57
3.10	Modelo de distribuição de poeira e de espectro para o caso sublimacional onde a ejeção acontece em $\theta = 0^\circ$ e $\phi = 0^\circ$ . . . . .	58
3.11	Modelo de distribuição de poeira e do espectro para o caso sublimacional onde a ejeção acontece em $\theta = 90^\circ$ e $\phi = 180^\circ$ . . . . .	59
3.12	Modelo de distribuição de poeira e de espectro para o caso colisional onde a ejeção acontece em $\theta = 0^\circ$ e $\phi = 0^\circ$ . . . . .	60
3.13	Modelo de distribuição de poeira e de espectro para o caso colisional onde a ejeção acontece em $\theta = 90^\circ$ e $\phi = 180^\circ$ . . . . .	61
3.14	Constantes óticas do meteorito Tagish Lake . . . . .	62
3.15	Parâmetro $\beta$ e $Q_{pr}$ do meteorito Tagish Lake . . . . .	63
3.16	Eficiência de espalhamento ( $Q_S$ ) e albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) do meteorito Tagish Lake . . . . .	64
3.17	Função de fase ( $p(g)$ ) como função da fase para o meteorito Tagish Lake . . . . .	65
3.18	Função de fase ( $p(g)$ ) como função do $\lambda$ para o meteorito Tagish Lake . . . . .	65
3.19	Velocidade de ejeção e fração de partículas na coma . . . . .	67
3.20	Seção transversal geométrica relativa para o caso sublimacional com $v = 80m/s$ . . . . .	68
3.21	Seção transversal geométrica relativa para o caso sublimacional com $v = 25m/s$ . . . . .	69
3.22	Seção transversal geométrica relativa para o caso colisional com $v = 22m/s$ . . . . .	70
3.23	Resultados imagens e espectros para uma massa $M = 10^9kg$ . . . . .	72
3.24	Resultados imagens e espectros para uma massa $M = 10^6kg$ . . . . .	73
3.25	Resultados imagens e espectros para uma massa $M = 1.63 \times 10^5kg$ . . . . .	73
3.26	Resultados imagens e espectros para um angulo de fase $g = 6^\circ$ . . . . .	74
3.27	Resultados imagens e espectros para um angulo de fase $g = 17^\circ$ . . . . .	75
3.28	Resultados imagens e espectros para 3 dias após ejeção . . . . .	76
3.29	Resultados imagens e espectros para 7 dias após ejeção . . . . .	76
3.30	Resultados imagens e espectros para caso sublimacional ( $\gamma = 0.5, v = 25m/s$ ) com $g = 17^\circ$ . . . . .	77
3.31	Resultados imagens e espectros para caso colisional ( $\gamma = 0.05, v = 22m/s$ ) com $g = 0^\circ$ . . . . .	78
3.32	Resultados imagens e espectros para caso colisional ( $\gamma = 0.05, v = 22m/s$ ) com $g = 17^\circ$ . . . . .	78
4.1	Espectro de Scheila . . . . .	79
4.2	Distribuição de Poeira de 596 Scheila . . . . .	80
4.3	Descrição do telescópio SOAR . . . . .	81
4.4	Imagens de calibração e ciência para o asteroide 596 Scheila . . . . .	82
4.5	Transmissão como Função do comprimento de ondas dos filtros dos sistemas SDSS e Sloan . . . . .	85
4.6	Espectros Observados e Modelados de 596 Scheila . . . . .	85
A.1	Efeitos do intemperismo espacial sobre os espectros . . . . .	90
A.2	Efeito da fase nos espectros . . . . .	91
A.3	Efeito do tamanho dos grãos e temperatura nos espectros . . . . .	92

# Lista de Tabelas

2.1	Elementos orbitais e famílias dos asteroides ativos . . . . .	36
2.2	Propriedades física e espectrais dos asteroides ativos . . . . .	40
2.3	Mecanismos causantes dos asteroides ativos . . . . .	42
3.1	Gradiente de reflectividade normalizada . . . . .	47
3.2	Parâmetros usados na modelagem de (596) Scheila . . . . .	55
4.1	Magnitude instrumental da estrela padrão . . . . .	83
4.2	Magnitude instrumental e calibrada de (596) Scheila . . . . .	83
4.3	Magnitude estrela padrão . . . . .	83
4.4	Cores Solares . . . . .	84

# Resumo

Dezessete asteroides do cinturão principal e três asteroides próximos a Terra têm mostrados atividade cometária. Estes foram chamados Asteroides Ativos (AA) (Jewitt, 2012). Os mecanismos físicos que causam essa atividade são diversos, entre os quais se encontram os processos de ejeção de poeira por sublimação de material volátil e por colisão. A detecção dos AA é determinada pela presença de uma coma na fotometria, no entanto esta coma ao ser débil poderia ser difícil de detetar, desta forma se faz necessário algum outro método que indique a possível presença de uma coma em um asteroide. Neste trabalho estudamos a influencia da distribuição de partículas entorno de um asteroide no espectro. Isto já havia sido sugerido por Carvano et al. (2008) ao observar o espectro atípico de (5201) Ferraz-Mello e modelado por Carvano & Lorenz-Martins (2009) a partir do qual eles são capazes de reproduzir o incremento da reflectância nos comprimentos de onda mais curtos, mostrando que a presença de uma coma produz um espectro inusual. Em nosso modelo estudamos uma distribuição mais realística de partículas entorno de um asteroide, ao ser considerado diferentes parâmetros físicos e químicos que influenciam na formação da coma, onde ditas partículas são ejetadas da superfície do asteroide por sublimação de material volátil ou por colisão. Isto tem-nos permitido analisar a influencia destes parâmetros nos espectros. A distribuição de tamanho das partículas na coma, suas propriedades óticas e os processos responsáveis pela criação da distribuição de partículas entorno ao asteroide são tão complexas e dependem de muitas variáveis tal que todas estas influirão no resultado obtido. Através de nosso modelo fica claro que a presença de uma coma no asteroide afeta os espectros observados, mas as variações observadas são em geral semelhantes àquelas geradas por outros fatores, tais como o efeito do ângulo de fase ou inomogeneidades composicionais na superfície do asteroide. No entanto, na maioria dos casos estudados a presença de uma coma produz um aumento na reflectância na parte azul do espectro, o qual é incomum nos espectros de asteroides. Esta característica poderia ser usada como indicador de presença de coma, a qual a sua vez deveria ser confirmada por outros meios como aumentos de brilho ou análise de perfil radial estendido.



# Abstract

Seventeen asteroids of the main belt and three near earth asteroids have shown cometary activity. These objects have been called Active Asteroids (AA) (Jewitt, 2012). The physical source of their activity can be diverse; among the possible causes are collisional and volatile sublimation processes. The detection of AA is determined by the presence of a coma in the images, nevertheless this coma could be so faint that it would be very difficult to detect it, and therefore it would be desirable to have another method that indicates the possible presence of a coma in an asteroid. In this work we study the influence of a faint coma over the asteroid in the spectra. This has already been suggested by Carvano et al. (2008) to observe the atypical spectrum of the asteroid (5201) Ferraz-Mello and modeled by Carvano & Lorenz-Martins (2009) from which they were capable to produce a reflectance increase in shorter wavelengths, and shows that presence of a faint coma produces an unusual reflectance. In our model, we study more realistic distribution of particle in comae, to consider different physical and chemical parameters that influence the formation of comae, where this coma is formed by sublimation or collisional ejection. This allowed us to analyze the influence of this parameters in the spectra. The size distribution of particles in the coma, their optical properties, and the physical processes responsible for creating such distribution are complex and depend on many variables such that all this will influence in the obtained result. From our model it is evident that a coma in the asteroid modifies the observed spectra, but similar variations could be produced due to other processes, like phase angle effects or compositional inhomogeneities on the asteroid surface. However, in most of the cases studied, the presence of a coma would produce an increase in the reflectance in the bluer part of the spectrum which is uncommon on asteroid spectra and which could be used as indicator of a faint coma. This nevertheless would need to be confirmed by other means as brightness increases or extended radial profile analyses.

# Resumen

Diecisiete asteroides del cinturón principal y tres asteroides próximos a la Tierra han mostrado actividad cometaria. Estos objetos han sido llamados Asteroides Activos(AA)([Jewitt, 2012](#)). Los mecanismos físicos que causan esta actividad son diversos, entre los que se encuentran los procesos de eyección de polvo por sublimación de material volátil y por colisión. La detección de los AA es determinada por la presencia de una coma en la fotometría, sin embargo, esta coma al ser muy débil podría ser difícil de detectar, debido a esto es necesario tener algún otro método con el cual se logre identificar la posible presencia de una coma entorno al asteroide. En este trabajo estudiamos la influencia de la distribución de partículas sobre un asteroide en los espectros. Esto ya ha sido sugerido por [Carvano et al. \(2008\)](#) al observar el espectro atípico del asteroide (5201) Ferraz-Mello y modelado por [Carvano & Lorenz-Martins \(2009\)](#) a partir del cual son capaces de reproducir el incremento de la reflectancia en las longitudes de onda mas cortas, mostrando que la presencia de una coma produce un espectro inusual. Con nuestro modelo estudiamos una distribución de partículas mas real, donde se han considerado diferentes parámetros físicos y químicos que influyen en la formación de la coma y donde se considera que las partículas son eyectadas de la superficie del asteroide por sublimación de material volátil o por colisión con otro asteroide. La distribución de tamaño de las partículas en la coma, sus propiedades ópticas y los procesos responsables por la creación de tal distribución son tan complejos y dependen de tantas variables, tal que todas estas influirán en el resultado obtenido. A través de nuestro modelo se hace evidente que la coma en los asteroides modifica el espectro observado, pero variaciones similares pueden ser producidas también por otros procesos tales como el efecto del ángulo de fase o por inhomogeneidades composicionales en la superficie del asteroide. Sin embargo, en la mayoría de los casos estudiados la presencia de una coma produce un aumento de la reflectancia en la parte azul del espectro, el cual no es común en los espectros de los asteroides. Esta característica puede ser usada como indicador de presencia de coma, la cual debería ser confirmada también por otros métodos como aumentos de brillo o por análisis de perfil radial extendido.

# Capítulo 1

## Introdução

O estudo dos corpos menores do sistema solar é de muita importância já que estes fornecem informação sobre as abundâncias dos elementos condensados no sistema solar. Estes corpos são uma classificação à parte dos já conhecidos planetas e planetas anão feita pela União Astronômica Internacional. Dentro dos corpos menores do sistema solar se encontram os asteroides, os cometas, os centauros, os troianos e os objetos transnetunianos (TNO).

Os asteroides e os cometas são esses remanescentes do processo de formação planetária que dão informação do sistema solar interior e exterior respectivamente e que podem ser estudados remotamente desde a Terra através dos telescópios e in situ através dos restos destes que atingem a superfície do nosso planeta os quais são chamados de meteoritos, assim como também através da obtenção de material por meio de missões espaciais

A través do estudo dos meteoritos se pode estudar estes corpos menores do sistema solar e se pode conhecer diferentes características do sistema solar inicial. Todos os componentes meteoríticos como são os cóndrulos, grãos metálicos, as inclusões refractárias e os materiais matriciais se formaram sob condições diferentes na nebulosa protoplanetária, podendo assim nos dar informação sobre os processos que ocorreram durante a formação do sol e dos planetas a partir de uma nuvem colapsada de poeira e gás interestelar. Com o estudo destas rochas espaciais é possível conhecer processos geológicos que aconteceram há 4.5 bilhões de anos no sistema solar, assim como também entender a evolução deste.

Com a finalidade de poder entender os mecanismos e condições do sistema solar inicial, diferentes autores têm estudado a composição química dos meteoritos para posteriormente classificar estes em classes taxonômicas (Farrington, 1907; Prior, 1920; Van Schmus & Wood, 1967; Rubin, 1997). Do mesmo jeito tem-se feito para os asteroides (Hirayama, 1918; Chapman et al., 1975; Tholen, 1984; Bus & Binzel, 2002), os cometas (Levison, 1996; A'Hearn et al., 1995), os centauros, objetos transnetunianos (Barucci et al., 2005) e todos os demais corpos menores do sistema solar usando critérios dinâmicos e químicos.

Ao classificar os corpos menores do sistema solar, tem-se podido encontrar diferentes características comuns, fundamentalmente dinâmicas e espectroscópicas, que tem permitido correlacionar estes objetos entre eles e os meteoritos para assim estimar uma possível composição química da superfície do objeto (Gaffey et al., 1993). Desta forma tem-se encontrado relações entre meteoritos e asteroides do cinturão principal, no entanto é importante lembrar que estas relações estão feitas para uma classe, mas não para um asteroide em específico, já que existem diferentes fatores que podem causar diferenças

significativas entre um membro e outro da mesma classe.

Os asteroides e os cometas tendem a apresentar características orbitais e físicas diferentes, e têm sido divididos usando o parâmetro de Tisserand com respeito a Júpiter ( $T_J$ ), onde objetos com  $T_J < 3$  são chamados de cometas enquanto objetos com  $T_J > 3$  são chamados de asteroides (Kresák, 1972; Levison, 1996), no entanto nas últimas décadas, tem-se descoberto asteroides em orbitas cometárias que nunca tem mostrado atividade (ACOs) (Hahn & Rickman, 1985; Fernández et al., 2005; Alvarez-Candal & Licandro, 2006) e objetos em orbitas de asteroides, mas mostrando atividade cometária, chamados asteroides Ativos (AA) (Jewitt, 2012).

Na atualidade tem-se mudado grandemente a forma como percebemos o sistema solar, um exemplo disto é a distribuição de asteroides no cinturão principal, inicialmente se acreditava que existia neste uma distribuição zoneada das classes asteroidais, onde os asteroides tipo S se encontravam principalmente no cinturão principal interno, os tipo C no cinturão principal intermediário e os tipo P e D, no cinturão principal externo (Bell et al., 1989). Na atualidade se conhece que dentro do cinturão principal temos misturas de classes, as quais dependeram do tamanho dos asteroides, onde tem-se encontrado que os asteroides tipo S continuam sendo abundantes no cinturão principal exterior (Mothé-Diniz et al., 2003) e se encontram evidência de asteroides tipo D no cinturão principal interior (DeMeo & Carry, 2013), estes últimos objetos caracterizados por ter uma composição rica em voláteis com uma distribuição não desprezível dentro do cinturão principal interior (Michtchenko et al., 2016). Esta presença de voláteis dentro do cinturão principal concorda com os modelos de implantação de asteroides do cinturão principal externo dentro do cinturão interno durante a migração planetária (Levison et al., 2009), e poderia explicar a sua vez a origem de objetos voláteis como os AA.

A atividade dos AA pode-se dever a diferentes fatores, como: 1) sublimação de material volátil, 2) colisão com outros asteroides, 3) uma rápida rotação do corpo, 4) por efeitos eletrostáticos, 5) efeitos térmicos e 6) a pressão de radiação solar. No entanto as causas mais comuns de atividade nestes objetos são a sublimação e a colisão (Jewitt, 2012; Jewitt et al., 2015c). As campanhas que visam detetar objetos com coma tênue, como é o caso dos AA, por perfil fotométrico tem-se revelado ineficientes devido a que os CCD não são tão sensíveis como para detetar esta e uma possibilidade de levantar candidatos a AA seria usando surveys fotométricos para procurar possíveis influências da presença de coma nos espectros observados. Uma evidência de que tais alterações podem ocorrer foi sugerido por Carvano et al. (2008), onde se observa que o espectro do asteroide (5201) Ferraz-Mello é atípico com um alto gradiente espectral comparado com os dos TNOs e os Centauros, mas com um incremento na reflectância na banda g que não é comum nestas populações, mas sim em núcleos comentários com coma tênue. Isto sugere que uma coma fraca de poeira poderia estar gerando este aumento da reflectância na parte azul do espectro.

Para testar esta hipóteses Carvano & Lorenz-Martins (2009) usam um modelo de transferência radiativa assumindo um núcleo esférico e uma coma com simetria esférica composta por partículas esféricas com uma densidade que cai com o inverso do quadrado da distância, através deste modelo Carvano & Lorenz-Martins (2009) conseguem explicar o incremento da reflectância na parte azul do espectro, no entanto o modelo não leva em conta os mecanismos que causam a ejeção de poeira e não considera os efeitos causados pelo ângulo de fase.

Neste trabalho desenvolvemos um modelo que nos permite estudar a influência de uma coma fraca em espectros modelados para possíveis AA, mas assumindo uma distribuição de poeira mais realística a qual esta associada com vários mecanismos de ejeção como são a colisão e a sublimação, assim como estudamos os efeitos da fase e da variação de diferentes parâmetros físicos que poderiam mudar a forma do espectro.

# Capítulo 2

## Pequenos Corpos do Sistema Solar

### 2.1 Asteroides

#### 2.1.1 Definição de Asteroides

A União Astronômica Internacional na sua resolução 5A da assembleia geral do ano 2006 definiu três diferentes tipos de objetos no sistema solar, como são os planetas, os planetas anões e os corpos menores do sistema solar.

Os corpos menores do sistema solar são todos aqueles corpos que não são planetas nem planetas anões entre os que se encontram os asteroides, os cometas os centauros e os objetos transnetunianos. Os planetas são definidos como corpos celestes que se encontram em órbita ao redor do sol, os quais têm suficiente massa para ser auto gravitantes tal que superem as forças de um corpo rígido alcançando assim o equilíbrio hidrostático obtendo uma forma próxima à de um corpo esférico sem levar em consideração a rotação do corpo, eles apresentam órbitas que tem sido limpada pelo planeta mesmo, o que significa que são objetos em órbitas em cuja vizinhança todos os demais corpos foram removidos, acretados ou capturados pela gravidade do planeta. Por outro lado, os planetas anões diferem dos planetas devido a que não tem a sua órbita limpa, já que suas massas não são suficientemente grandes para afetar a estabilidade das órbitas de corpos em suas vizinhanças, caso pelo qual Plutão é considerado um planeta anão e não um planeta.

Os asteroides não têm uma definição formal feita pela União Astronômica Internacional, apenas podemos dizer que são corpos menores do sistema solar, onde sua grande maioria reside entre Marte e Júpiter no cinturão principal. No entanto, autores como [Hartmann et al. \(1987\)](#) e [Weissman et al. \(2002\)](#) definiram estes objetos como corpos interplanetários com uma composição química livre de material volátil e incapazes de mostrar uma coma.

#### 2.1.2 Classificação de Asteroides

Existem varias formas de classificar os asteroides, em função de suas características orbitais ou propriedades físicas.

##### Classificação orbital

Na classificação orbital encontramos os grupos e as famílias. Os grupos são o resultado de diferentes processos da sua evolução dinâmica, e podem ser identificados no espaço de fase dos elementos osculadores.

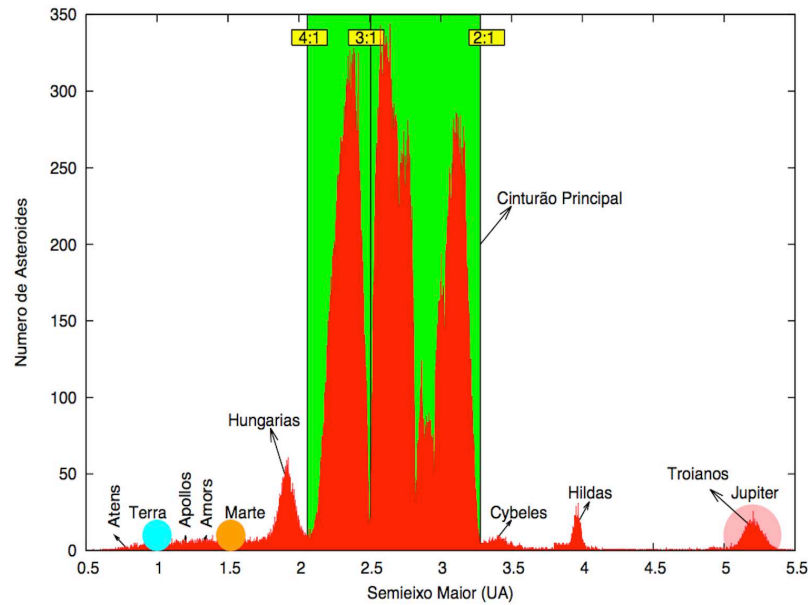


Figura 2.1: Distribuição orbital de asteroides. Numero de asteroides como uma função do semieixo maior osculador dos asteroides conhecidos, especificando os grupos de asteroides e as principais ressonâncias de movimento médio com Júpiter.

Na Figura. 2.1 podemos observar a distribuição de asteroides em função do semieixo maior osculador, onde é possível ver os grupos de asteroides como são os asteroides próximos à Terra (NEAs) formados por Atenas, Apollos e Amors, os Hungarias; o cinturão principal, os Cybeles, os Hildas e o grupo dos Troianos.

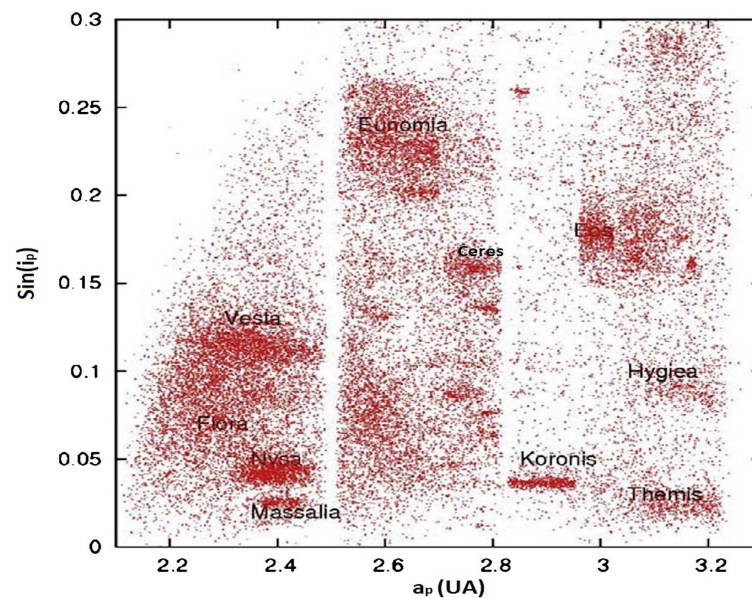


Figura 2.2: Distribuição de asteroides no espaço dos elementos próprios, onde se grafica o seno da inclinação como uma função do semieixo maior identificando algumas das famílias (Adaptada de Szabó & Kiss (2008)).

As famílias são o resultado de uma colisão catastrófica entre dois ou mais corpos, e podem ser identificadas no espaço de fase dos elementos próprios, os quais são as constantes de movimento do corpo após terem sido removidos os efeitos das perturbações

planetárias. Na Figura 2.2 pode-se observar algumas famílias de asteroides como a de Vesta, de Flora, de Nysa, de Massala, de Eunomia, de Ceres, de Koronis, de Eos, de Hygiea e de Themis. Nas figuras. 2.1 e 2.2 pode-se observar regiões vazias de asteroide, as quais são chamadas de lacunas de Kirwood, resultantes das diferentes ressonâncias orbitais com Júpiter.

### Classificação Taxonômica

Numa definição simples uma classificação taxonômica é um sistema de classificação preciso feito com regras, princípios e normas específicas. Desta forma os asteroides tem sido classificados em função das similitudes de seus espectros de reflexão usando parâmetros como a inclinação espectral, a presença ou não de bandas assim como também o albedo e o índice de cor.

### Classificação Taxonômica de Tholen

Tholen (1984) realiza uma classificação taxonômica baseada na campanha espectro fotométrica Eight Colors Asteoids Survey (ECAS) a partir da observação das cores de 405 asteroides obtidas através de 9 filtros e dos albedos obtidos pelo Infrared Astronomical Satellite (IRAS).

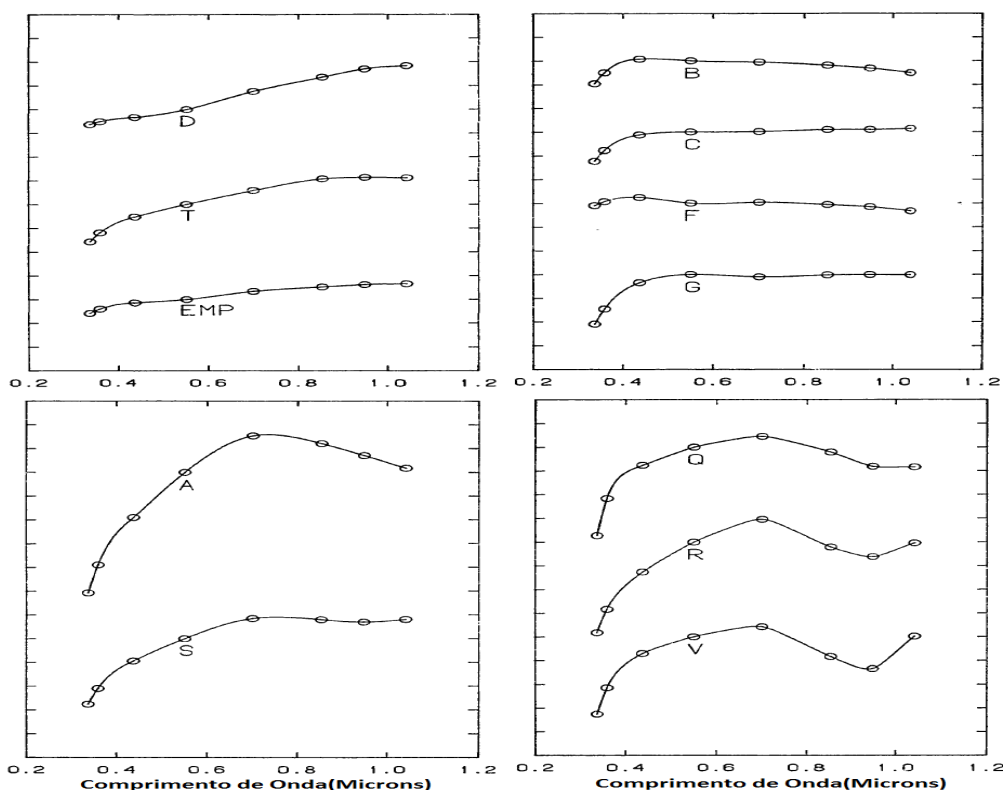


Figura 2.3: Classificação de espectros segundo a Taxonomia de Tholen (1984).

As classes definidas por Tholen (1984) denominadas A, C, D, S, T, V, R, Q, X podem ser visualizadas na Figura. 2.3 onde a classe C encontra-se subdividida pelas subclasses B, G e F, enquanto a classe X pelas subclasses E (Albedo alto), M (Albedo mediano) e P (Albedo baixo), nesta figura podemos observar que os espectros das classes taxonômicas D, T, E, M e P são avermelhados sem bandas ou neutros enquanto os das classes B, C, F e G são azulados e sem banda entorno a  $0.6 \mu\text{m}$ . Os espectros dos asteroides tipo A



são avermelhados até os  $0.7 \mu\text{m}$  com bandas entorno a  $1 \mu\text{m}$ . Os espectros tipo S são medianamente avermelhados até  $0.7 \mu\text{m}$  e com banda pouco profunda entorno os  $0.7 \mu\text{m}$ . As classes taxonômicas Q, R e V se caracterizam por ter espectros com claras bandas de absorção entorno a  $1 \mu\text{m}$ .

### Classificação Taxonômica de Bus

A taxonomia de [Bus & Binzel \(2002\)](#) é baseada nos espectros de 1189 asteroides, obtidos pela campanha Small Main Belt Asteroid Spectroscopy Survey II (SMASSII).

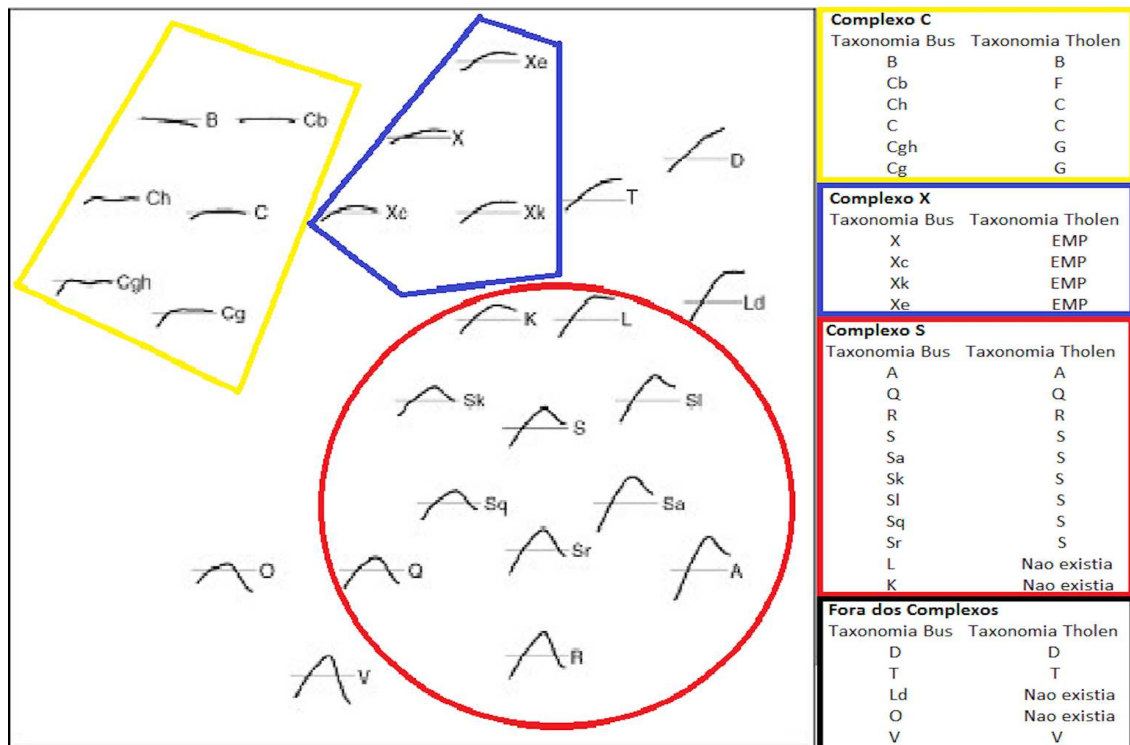


Figura 2.4: Classificação taxonômica de [Bus & Binzel \(2002\)](#) e sua comparação com as classes de [Tholen \(1984\)](#), onde se mostra o complexo C (delimitado pela linha em cor amarelo), complexo X (linha azul) e S (linha vermelha).

A taxonomia de [Bus & Binzel \(2002\)](#) agrupa os asteroides inicialmente em três grandes grupos chamados de complexos S, X e C. O complexo S contém asteroides com espectros avermelhados em comprimentos de onda menores do que  $0.7 \mu\text{m}$  e com bandas de absorção de olivina e/ou piróxenos em comprimentos de onda maiores que  $0.7 \mu\text{m}$ , os espectros dos outros dois complexos, X e C não apresentam bandas e se diferenciam entre si pela inclinação espectral. Os asteroides que não pertencem aos três complexos são distribuídos nas classes O, V, T, D e Ld.

### Classificação Taxonômica de DeMeo

As duas taxonomias discutidas acima têm utilizado espectros no visível a taxonomia de [Tholen \(1984\)](#) na faixa de  $0.3$  a  $1.1 \mu\text{m}$  e a de [Bus & Binzel \(2002\)](#) na faixa de  $0.435$  a  $1.0 \mu\text{m}$ .

DeMeo et al. (2009) realiza uma nova classificação taxonômica baseada na observação de 361 asteroides entre o visível e o infravermelho próximo, fazendo uso do telescópio de 3 metros da NASA Infrared Telescope Facility, na faixa de 0.45 a 2.45  $\mu\text{m}$ .

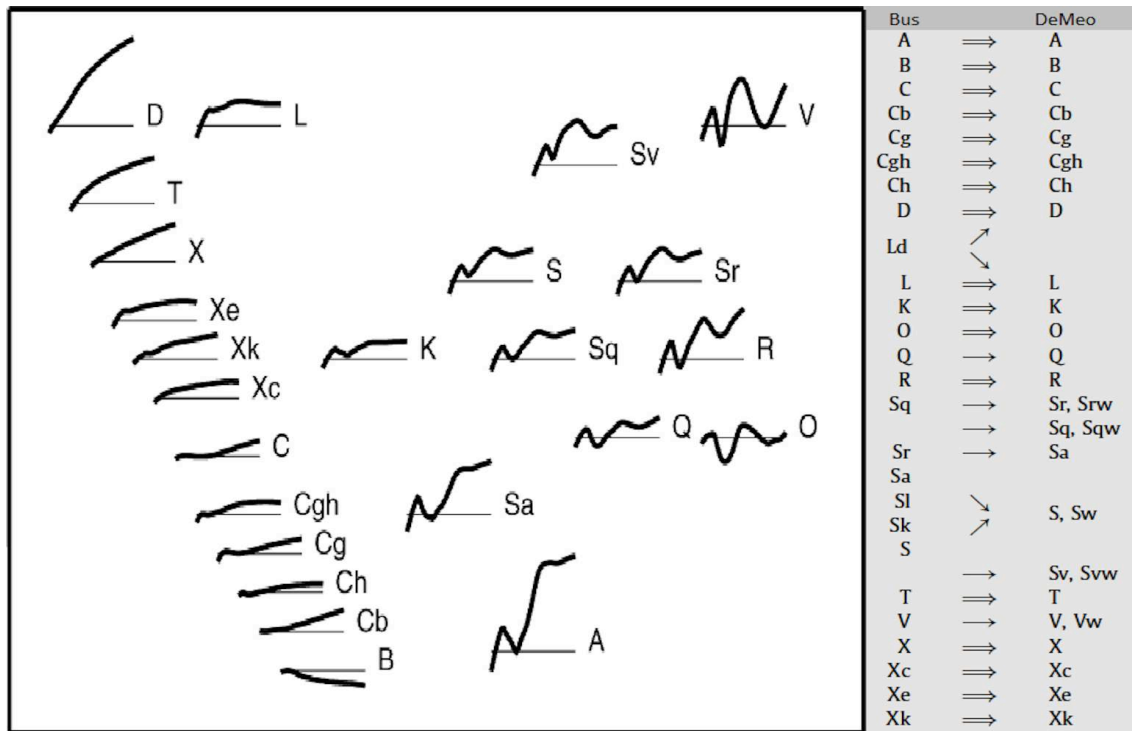


Figura 2.5: Classificação de DeMeo et al. (2009) e sua comparação com a taxonomia de Bus & Binzel (2002).

DeMeo et al. (2009) fazendo uso destas observações no infravermelho próximo tem feito uma classificação compatível com a classificação de Tholen (1984) e de Bus & Binzel (2002), onde na Figura 2.5 observamos que as classes taxonômicas Ld, Sk e Sl da taxonômica de Bus & Binzel (2002) tem sido eliminadas, enquanto tem sido criada uma nova classe no complexo S, chamado de Sv. DeMeo et al. (2009) explica que estas mudanças na classificação se deve a que no infravermelho tem-se encontrado características que não eram observadas no visível, onde os membros da classe Ld de Bus & Binzel (2002) tem mudado para a classe L ou para a classe D; os membros da classe Sk de Bus & Binzel (2002) têm mudado para a classe S e para a Sq de DeMeo et al. (2009), enquanto todos os membros da classe Sl de Bus & Binzel (2002) têm mudado a classe S de DeMeo et al. (2009).

### Taxonomia para dados fotométricos de SDSS

Carvano et al. (2010) com o objeto de fornecer um esquema de classificação taxonômica fotométrico compatível com a taxonomia de Bus & Binzel (2002) e com as peculiaridades como a baixa resolução espectral das observações dos dados do catalogo fotométrico "Moving Object Catalog 4" (MOC4) de "Sloan Digital Sky Survey" (SDSS), deriva um conjunto de "templates" das principais classes taxonômicas que posteriormente são usadas para classificar os asteroides do catalogo SDSS (MOC4) de forma adequada.

O procedimento consiste em converter as magnitudes fotométricas dos filtros  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$  em cores de reflectância sem a contribuição solar, e posteriormente calcular os limites

para os gradientes de cores de reflectância para cada classe usando asteroides previamente classificados, espectros de meteoritos ou espectros sintéticos. Uma vez feito isto se calcula a distribuição de probabilidade de cada um dos gradientes de cores para estes dados e a probabilidade que uma observação seja compatível com uma classe a qual é calculada como o produto da probabilidade em cada intervalo espectral. Logo a melhor classificação é escolhida ao considerar se esta tem pelo menos o 60 % da soma das probabilidades para cada classe.

Usando este procedimento [Carvano et al. \(2010\)](#) conseguem definir 9 classes taxonômicas,  $V_p$ ,  $O_p$ ,  $Q_p$ ,  $S_p$ ,  $A_p$ ,  $\mathcal{L}_p$ ,  $D_p$ ,  $X_p$  e  $C_p$  (Fig. 2.6), todas diretamente comparáveis com a classe correspondente na taxonomia de [Bus & Binzel \(2002\)](#), com a exceção da classe  $\mathcal{L}_p$ .

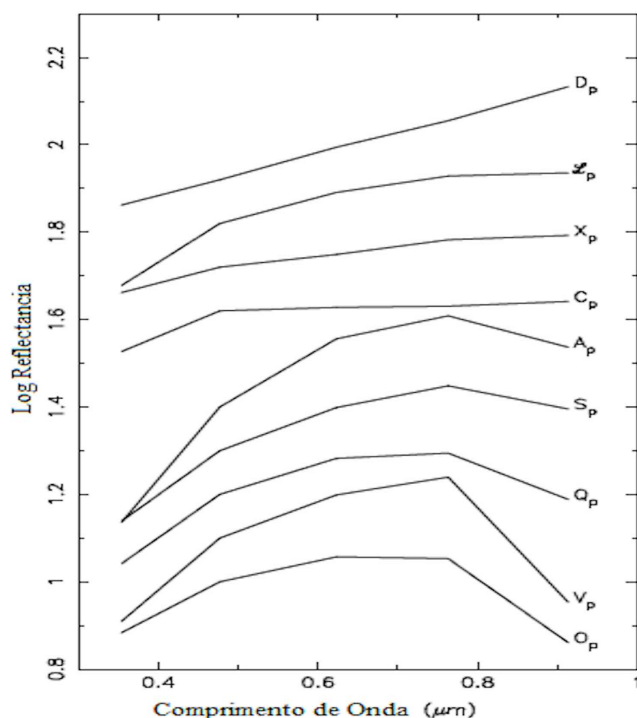


Figura 2.6: Logaritmo da reflectância média para as classes taxonômicas fotométricas usando os dados do catálogo MOC4 de SDSS definidas por [Carvano et al. \(2010\)](#).

As primeiras cinco classes caracterizam-se por ter uma banda de absorção entorno a  $1 \mu\text{m}$  relacionada com a presença de olivina e piroxênio. A classe  $V_p$  caracteriza-se por ter uma banda mais profunda em  $1 \mu\text{m}$  em comparação com as outras classes, a qual se associa com os meteoritos HED. As classes  $O_p$  e  $Q_p$  caracterizam-se por bandas pouco profundas e por um espectro mais reto na banda  $i'$ , sendo associados aos meteoritos condritos ordinários. Os espectros da classe  $S_p$  são mais avermelhados que os da classe  $Q_p$  na banda  $i'$ , estes apresentam uma banda pouco profunda em  $1 \mu\text{m}$ . A classe  $A_p$  apresenta um espectro extremadamente avermelhado nas proximidades da banda  $i'$  e uma banda moderadamente profunda em  $1 \mu\text{m}$ .

Os espectros das classes  $D_p$ ,  $X_p$  e  $C_p$  não apresentam bandas e se distinguem apenas pelo gradiente espectral onde a classe  $D_p$  apresenta o espectro mais avermelhado, seguido pelos espectros da classe  $X_p$  e finalmente pela classe  $C_p$ . Os espectros destas

classes ajustam com uma grande diversidade de meteoritos desde metálicos, condritos carbonáceos a acondritos. Finalmente a classe  $\mathcal{L}_p$  não se assemelha com nenhuma das classes de [Bus & Binzel \(2002\)](#) mas sim com a união da classe K, L e Ld daquela taxonomia, já que apresenta bandas que vão de moderada a extremadamente avermelhadas similares às bandas K e Ld respectivamente, observando-se aplanamento do espectro em comprimento de onda longos e espectros tanto com bandas como sem bandas em  $1 \mu\text{m}$ .

### 2.1.3 Gradientes Heliocêntricos nas Classes Espectrais

A distribuição de asteroides no cinturão principal tem sido amplamente estudada para poder entender a sua atual distribuição composicional. Inicialmente achava-se que os asteroides da classe S encontravam-se principalmente no cinturão interno com uma diminuição desta ao aumentar o semieixo maior, se pensava também que a classe C tinha uma abundante presença no cinturão intermediário, enquanto a classe D e P eram mais abundantes no cinturão externo (Fig. 2.7(a)) ([Gradie & Tedesco, 1982](#); [Bell et al., 1989](#)).

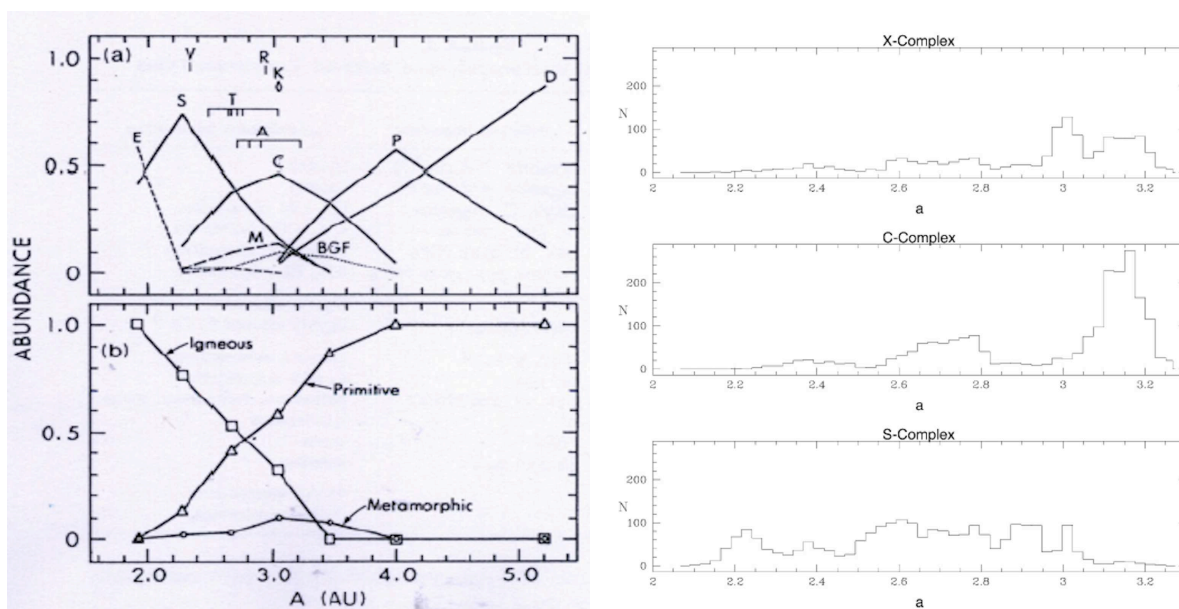


Figura 2.7: a) Distribuição em semieixo maior das classes taxonômicas ([Bell et al., 1989](#)). b) Distribuição das superclasses de asteroides Primitivo (D, P, C, K, Q, T), Metamórfico (T, B, G, F) e Ígneo (R, S, A, M, E) ([Bell et al., 1989](#)). c) Histograma mostrando a distribuição no semieixo maior dos objetos na taxonomia de [Bus & Binzel \(2002\)](#) onde se mostra a distribuições nos complexo X, C, S com um conjunto de dados que foram corrigidos por bias ([Mothé-Diniz et al., 2003](#)).

Com as novas observações feitas através de grandes "surveys" como o SMASSII ([Binzel et al., 2001](#)) e o S3OS2 ([Lazzaro et al., 2004](#)) encontram-se novos resultados com respeito a distribuição de asteroides no cinturão principal, uma destas é que os asteroides tipo S continuam sendo abundantes na parte mais externa do cinturão principal, com uma escassez deste nos grupos dos Hildas e dos Troianos (Fig. 2.7(b)) ([Mothé-Diniz et al., 2003](#)), resultado que foi obtido ao poder observar objetos com tamanhos entre os 13 e os 100 km, onde a classe taxonômica S é abundante.

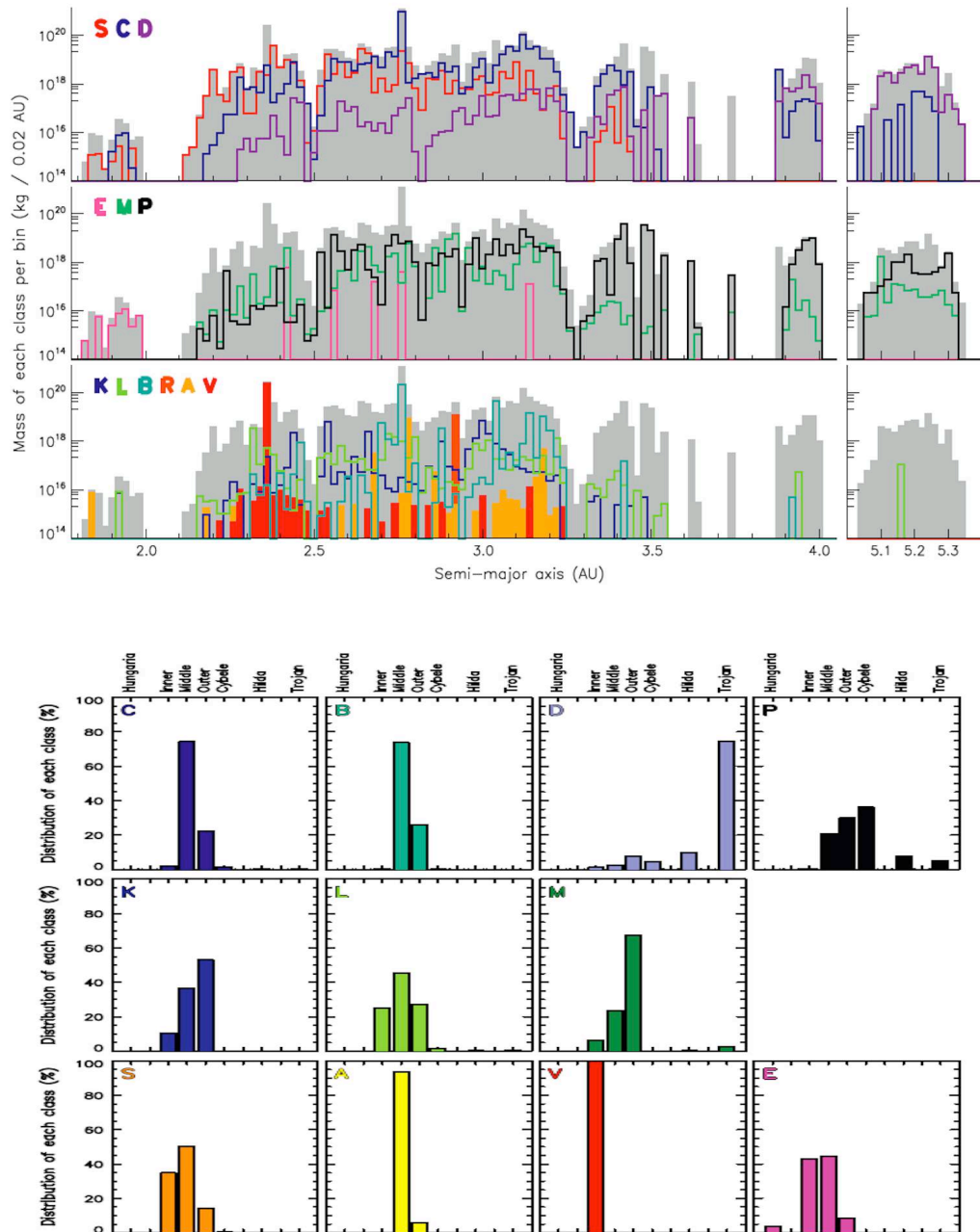


Figura 2.8: a) Distribuição de massa em kg de cada classe taxonômica com tamanhos maiores a 5 km (DeMeo & Carry, 2013). b) Distribuição de massa percentual para cada classe taxonômica por separado, onde a soma em cada classe dá o 100% (DeMeo & Carry, 2013).

Posteriormente DeMeo & Carry (2013) fizeram um estudo agora já não só sobre a quantidade de objetos que tenham certa taxonomia, mas também no estudo da distribuição de volume, área superficial e massa de cada classe taxonômica, usando os dados fotométricos de SDSS e fazendo correções de "bias" de tamanho sobre esses dados onde a classificação taxonômica é consistente com a taxonomia de Bus & Binzel (2002) assim como com o esquema taxonômico SDSS efetuada por Carvano et al. (2010). DeMeo & Carry (2013) encontra que há mais massa em asteroides tipo S no cinturão intermediário que no cinturão interno (Fig. 2.8(a)), encontra também que os asteroides tipo C e P tem mais da metade da massa do cinturão principal externo e dos troianos e encontra evidências de existência de asteroides tipo D no cinturão principal interno

(Fig. 2.8(b)), concordando com os modelos de [Levison et al. \(2009\)](#) sobre implantação de asteroides do cinturão externo ao cinturão interno durante a migração planetária. Uma das grandes contribuições de [DeMeo & Carry \(2013\)](#) é que encontra por primeira vez que os asteroides C, B, P, V e S, em ordem decrescente são os mais massivos, ao ter excluído do análises aos asteroides 1 Ceres, 2 Pallas, 4 Vesta e 10 Hygea que enviesam fortemente os valores dos C e P.

Uma das características que pode ser obtida da classificação espectral de um objeto é se este é pobre ou rico em voláteis. [Michtchenko et al. \(2016\)](#), sabendo que os asteroides do complexo S na classificação de [Bus & Binzel \(2002\)](#) apresentam espectros que são dominado no visível por bandas de olivina e piroxênio chama a estes objetos como objetos pobres em voláteis, enquanto que aos objeto dos complexos C e X os chama de ricos em voláteis.

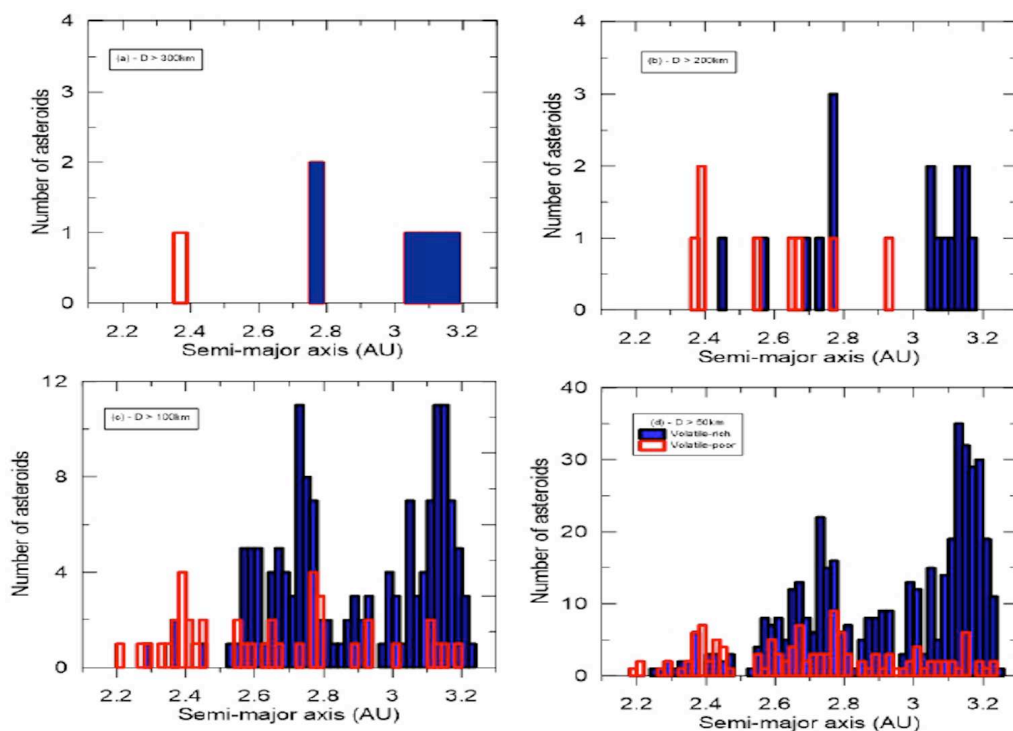


Figura 2.9: Distribuição de asteroides pobres em voláteis (vermelho) e asteroides ricos em voláteis (azul) no cinturão principal com diâmetros a) 300 Km, b) 200 Km, c) 100 Km, d) 50 Km ([Michtchenko et al., 2016](#)).

[Michtchenko et al. \(2016\)](#) separa os objetos grandes ( $D > 50\text{km}$ ) dos objetos pequenos ( $D < 50\text{km}$ ), já que a evolução dos objetos grandes é determinada fundamentalmente pelas perturbações planetárias, enquanto os menores são afetadas também pelo efeito Yarkovsky. Para o caso dos objetos grandes usa a taxonomia derivada de espectros de baixa resolução do survey Infrared Astronomical Satellite (IRAS), tomando a classificação espectral do Small Body Node (SBN)<sup>1</sup>, enquanto para objetos menores usa os dados do catálogo (MOC4) de SDSS, e classifica estes objetos com o esquema taxonômico de [Carvano et al. \(2010\)](#).

Dos objetos com diâmetros maiores que 300km como são 1 Ceres, 2 Pallas e 4 Vesta, só 4 Vesta com classificação taxonômica V e localizado em 2.4 UA tem uma composição

<sup>1</sup><http://sbn.psi.edu/pds/resource/taxonomy.html>

superficial pobre em voláteis como resultado do processo de diferenciação, enquanto os outros dois com classificação taxonômica C e B respectivamente e localizados em 2.8 UA, apresentam uma superfície composicional rica em material volátil, os outros 4 asteroides encontram-se localizados a distâncias maiores que 2.8 UA (Fig. 2.9(a)).

Considerando agora só os objetos com diâmetros maiores de 200 km o número de objetos incrementa a 25 dos quais 17 são ricos em voláteis e 8 são pobres (68 % e 32 % respectivamente), onde os corpos ricos em voláteis vão do cinturão intermediário ao cinturão externo com uma alta concentração em 3 UA e um pico máximo nas proximidades de 2.4 UA (Fig. 2.9(b)).

Agora ao considerar objetos com diâmetros maiores que 100 km observamos que o cinturão interno continua sendo dominada por objetos pobres em voláteis (16 de 20), em quanto a parte externa, além de 2.8 UA, é dominada por objetos ricos em voláteis (91 voláteis e 9 não voláteis). De forma geral 148 objetos ou 78 % são ricos em voláteis e 41 ou 22 % são pobres em voláteis (Fig. 2.9(c)).

Considerando objetos com diâmetros maiores que 50 km observamos que os objetos ricos e pobres em voláteis encontram-se espalhados no cinturão principal, onde os objetos ricos em voláteis representa o 78 % da amostra (455 asteroides), enquanto os objetos pobres representam o 22 % (127 asteroides). Este resultado indica que o cinturão principal encontra-se composto principalmente por corpos ricos em voláteis com uma fração menor de objetos pobres os quais se encontram uniformemente distribuídos, observando que no cinturão interno a população de objetos ricos e pobres em voláteis são quase iguais (Fig. 2.9(d)).

Finalmente os asteroides pequenos ( $D < 50 \text{ km}$ ) [Michtchenko et al. \(2016\)](#) encontra que os objetos do complexo  $S_p$  se encontram espalhados pelo cinturão principal principalmente nas vizinhanças das famílias de asteroides. Em particular, nas regiões mais externa os  $S_p$  são mais comuns nas vizinhanças das famílias de Eos e Koronis, enquanto os objetos do complexo  $C_p/X_p$  se encontram aparentemente espalhados em todo o cinturão principal, com a exceção no cinturão principal interno em  $e_p < 0.075$  onde são praticamente ausentes.

Como temos visto o tamanho dos asteroides é um parâmetro que deve ser levado em consideração na hora de estudar a distribuição das classes taxonômicas assim como também na distribuição de voláteis no cinturão principal, já que dependendo do intervalo de tamanho os resultados podem mudar de forma considerável. Ao estudar asteroides com tamanhos pequenos tem-se encontrado asteroides com classes taxonômicas em regiões que não eram observados anteriormente ao estudar asteroides com diâmetros grandes.

## 2.2 Cometas

### 2.2.1 Definição de Cometas

Os cometas não tem uma definição formal feita pela união astronômica internacional, mas seguindo a definição dos planetas, planetas anões e corpos menores do sistema solar feita pela IAU na sua resolução 5A, podemos dizer que os cometas são corpos menores do sistema solar. Eles foram definidos por [Hartmann et al. \(1987\)](#) e [Weissman et al. \(2002\)](#) como corpos formados na região externa aos planetas os quais têm uma composição química rica em voláteis em forma de gelo e que são capazes de desenvolver

nas proximidades do Sol uma coma, que não é outra coisa que uma atmosfera que envolve o núcleo cometário. Posteriormente a medida que o cometa fica mais próximo do Sol, o vento solar interage com dita coma se formando uma cauda de poeira e outra de gás (Fig. 2.10).



Figura 2.10: Imagem do cometa Hale-Bopp, onde se mostra a coma e as diferentes caudas do cometa. (Imagem modificada de ESO/E.Slawik).

Os cometas podem-se definir também pela posição que estes tenham na sua órbita, como cometas ativos ou cometas inativos (Hartmann et al., 1987; Weissman et al., 2002). Os cometas ativos são aqueles que se encontram num ponto da órbita onde a coma é detetável, enquanto os inativos encontram-se num ponto onde a coma não é detetável.

Hartmann et al. (1987) e Weissman et al. (2002) também fazem outras definições como a dos cometas adormecidos e os cometas extintos ou mortos. Os cometas adormecidos eles os tem definido como núcleos cometários que tem que ser perturbados para passar a cometas ativos, esta perturbação pode ser por uma grande proximidade ao sol ou por colisão, removendo desta forma o material volátil do manto. Por outro lado os cometas mortos ou extintos são definidos como núcleos cometários que perderam completamente o material volátil sendo assim incapazes de mostrar algum tipo de atividade.

## 2.2.2 Reservatórios de Cometas

Na atualidade reconhecem-se dois reservatórios de cometas, como são a nuvem de Oort e o cinturão de Kuiper.

A nuvem de Oort é uma hipotética nuvem esférica de objetos transnetunianos a qual foi proposta por Oort (1950) ao observar um pico na distribuição de  $1/a$ , onde  $a$  é o semieixo maior dos cometas de longo período (Fig. 2.11(a)). De acordo com Oort (1950) esta nuvem se encontraria a uma distância  $d = 10^4$  UA e seria a fonte dos novos cometas de longo período, onde tanto a distribuição de inclinação ( $i$ ) quanto a distribuição de argumento de periélio ( $\omega$ ), assim como do ângulo nodo ascendente ( $\Omega$ ) destes objetos é basicamente isotrópica indicando assim que este reservatório de cometas deveria ter uma estrutura quase esférica que rodearia o sistema solar.



Acredita-se que os cometas da nuvem de Oort são perturbados inicialmente pela distribuição de massa na galáxia (efeitos de maré galáctico), por nuvens moleculares gigantes ou ocasionalmente pela passagem das estrelas nas vizinhanças da nuvem, desta forma o cometa perde energia entrando assim pela primeira vez no sistema solar se convertendo em cometas novos. Uma vez que estes objetos entram ao sistema solar são perturbados pelos planetas e perdem de novo energia, convertendo-se assim em cometas voltantes com  $a < 10^4$ UA. Acredita-se que a nuvem de Oort esteja composta por uma região externa totalmente esférica e outra interna em forma de disco, chamada nuvem de Hill (Morbidei, 2005), esta nuvem poderia ser a fonte dos cometas de longo período, dos cometas tipo Halley, de alguns centauros e cometas da família de Júpiter (Emel'Yanenko et al., 2007), objetos que serão definidos na seguinte seção.

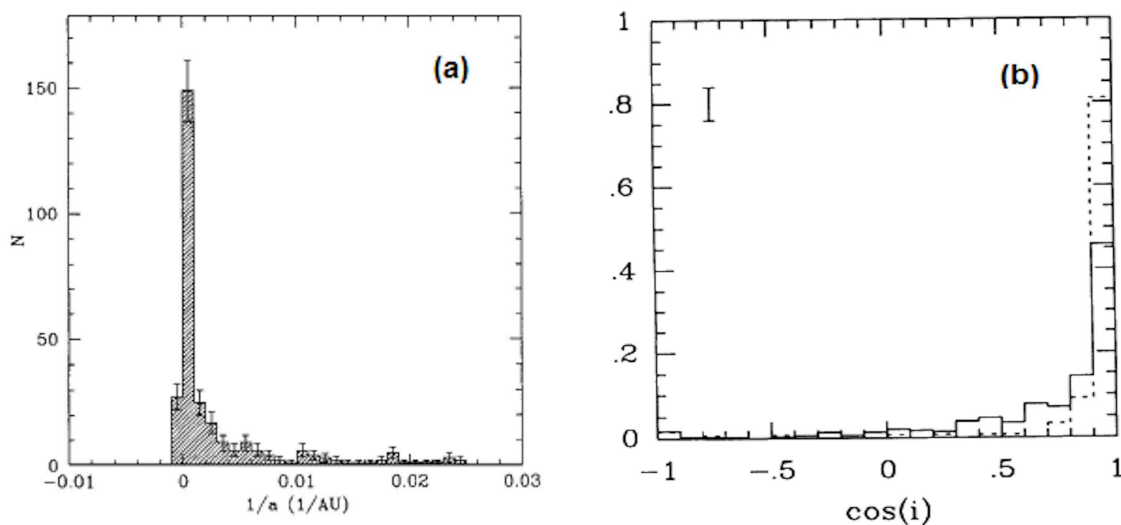


Figura 2.11: Distribuição de cometas de longo e curto período. a) Distribuição observada do inverso do semieixo maior de cometas de longo período onde se mostra o pico de Oort (1950) (Wiegert & Tremaine, 1999). b) Distribuição observada de inclinação dos cometas de período curto (linha tracejada) e simulada (linha sólida), onde tem-se tomado um total de 281 objetos simulados com 121 cometas observados (Duncan et al., 1988).

O cinturão de Kuiper é um disco circunstelar que se estende depois da órbita de Netuno a uma distância de 30 UA a 50 UA aproximadamente. Este cinturão é similar ao cinturão principal de asteroides, mas com uma espessura de até 20 vezes maior a espessura deste, e com uma massa maior à dele (Stern & Colwell, 1997; Krasinsky et al., 2002). Acredita-se que este cinturão é o reservatório dos cometas de curto período.

O cinturão de Kuiper foi predito pela primeira vez por Leonard (1930), quem propus a existência de uma população transnetuniana devido ao descobrimento de Plutão. Posteriormente Edgeworth (1943) propõe a existência desta região a distâncias maiores que a órbita dos planetas onde se encontrariam um grande número de objetos pequenos em comparação com os planetas. Uma afirmação similar é feita por Kuiper (1951), mas sem acreditar na existência atual deste disco já que se considerava que Plutão tinha uma massa similar à da Terra o que causaria a dispersão destes corpos fora do sistema solar.

Posteriormente Fernandez (1980) especula a existência de um reservatório de cometas entre 35 a 50 UA, compatível com o predito por Kuiper (1951), a qual explicaria a quantidade de cometas de período curto observado. Isto é confirmado nos modelos

de [Duncan et al. \(1988\)](#) onde observa que as inclinações das órbitas dos cometas de período curto não são explicadas assumindo a nuvem de Oort como seu reservatório, mas ao considerar um disco como o descrito por [Fernandez \(1980\)](#) a simulação conseguia reproduzir as observações (Fig. 2.11(b)).

### 2.2.3 Taxonomia de Cometas

Classicamente os cometas tem sido classificados usando o período orbital destes corpos, onde os objetos que vêm da nuvem de Oort caracterizam-se por ter uma periodicidade  $P > 200$  anos, estes objetos tem sido chamados cometas de longo período, enquanto os objetos com periodicidade  $P < 200$  anos tem sido chamados cometas de curto período (Fig. 2.12). Este limite na periodicidade dos cometas é totalmente arbitrária e foi escolhida já que se observamos hoje um objeto com uma periodicidade maior que os duzentos anos é pouco provável que se tenham registros deste, já que a astronomia instrumental moderna tem só duzentos anos de antiguidade ([Levison, 1996](#); [Morbidelli, 2005](#)).

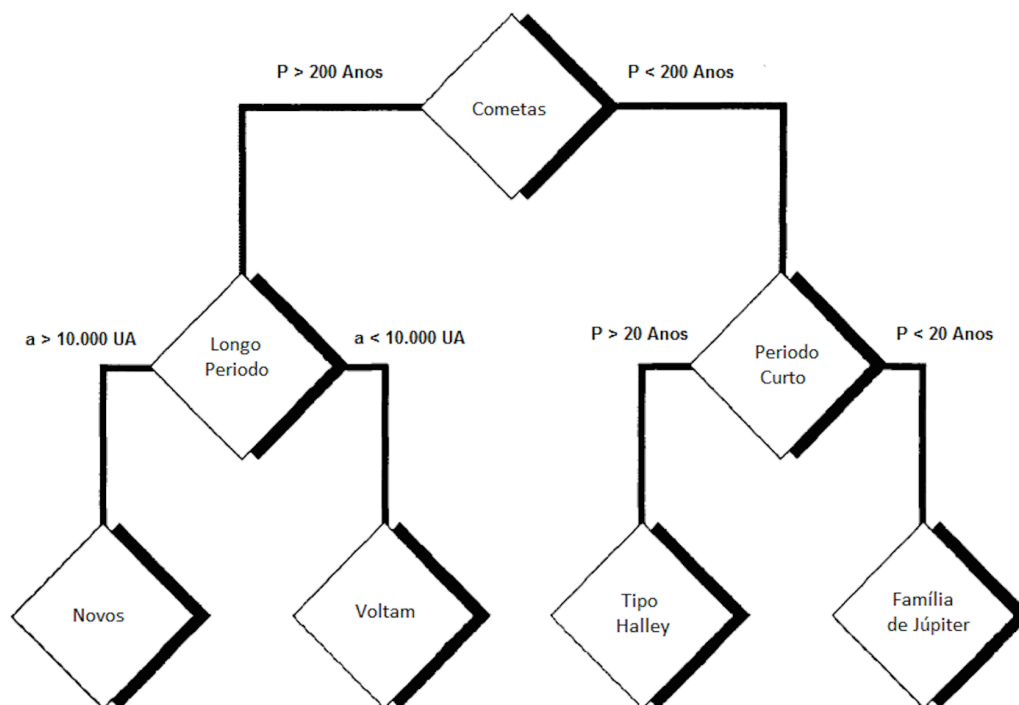


Figura 2.12: Taxonomia clássica de cometas onde se mostra os tipos de asteroide dados pelo período orbital ([Levison, 1996](#)).

Os cometas de longo período tem sido divididos classicamente como cometas novos e cometas que voltam. Os cometas novos são cometas que se encontram atravessando pela primeira vez o sistema solar, enquanto os cometas que voltam já tem atravessado o mesmo. Os objetos de curto período encontra-se divididos classicamente em cometas tipo Halley (com periodicidade  $P > 20$  anos) e cometas da família de Júpiter (com periodicidades  $P < 20$  anos). Uma das dificuldades de classificar os cometas a través do período é que o semieixo maior do cometa muda no tempo, como consequência dos seus encontros com os planetas, mudando assim também o período ([Duncan et al., 2004](#)).

Para resolver este problema [Kresák \(1972\)](#) e [Carusi et al. \(1987\)](#) sugerem que o limite entre os cometas da família de Júpiter e os cometas tipo Halley deveria estar dada por uma constante de movimento como o parâmetro de Tisserand ( $T_J$ ), a qual é uma constante

de integração que sai do problema restrito dos três corpos, e que depende de parâmetros orbitais do corpo menor perturbado como são o semieixo maior ( $a$ ); a excentricidade ( $e$ ) e a inclinação ( $i$ ), assim como também do semieixo maior do corpo que causa a perturbação ( $a_J$ ), onde o índice J tem a ver com a primeira inicial do nome deste corpo, que no nosso caso é Júpiter (Eq.2.1).

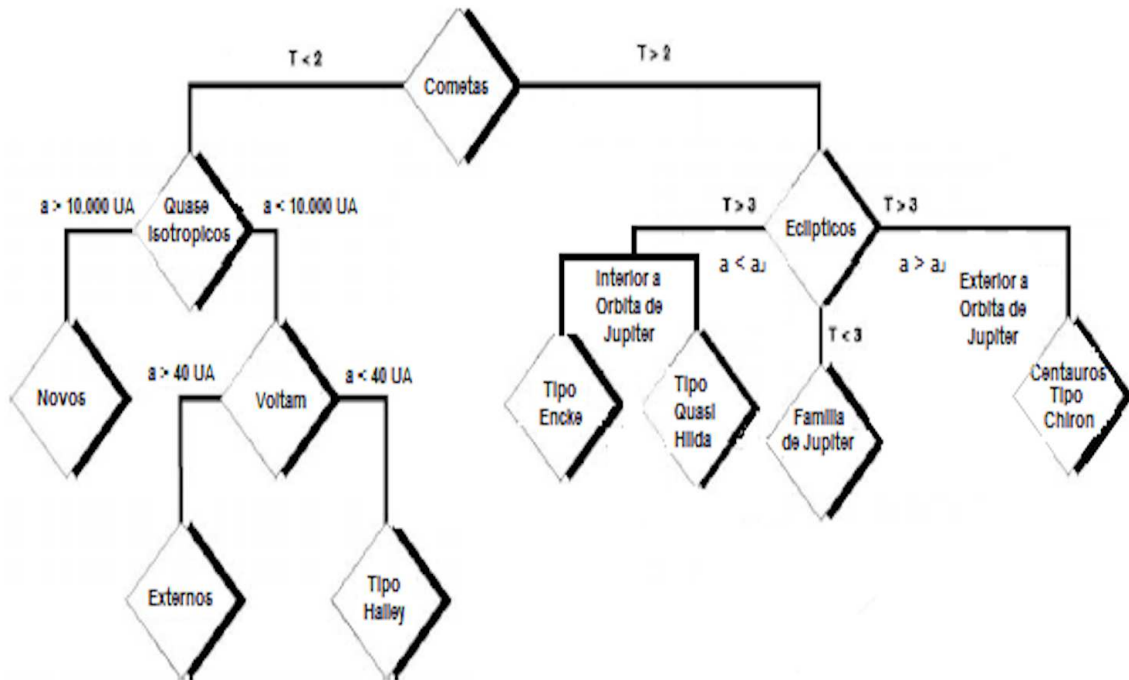


Figura 2.13: Taxonomia de [Levison \(1996\)](#) onde se mostra os tipos de cometas dados pelo parâmetro de Tisserand, onde tem-se incluído os cometas tipo quase Hilda ([Kresak \(1979\)](#)).

Os objetos com  $T_J < 2$  são chamados cometas tipo Halley, enquanto que os que tem  $T_J > 2$  são chamados cometas que pertencem a família de Júpiter. Este parâmetro restringe também a órbita dos cometas e dos asteroides ([Kresák, 1972](#)), onde um corpo perturbado com parâmetro de Tisserand  $T_J > 3$  é restringido a órbitas interiores à órbita de Júpiter não sendo possível que um corpo cruze a órbita do planeta, como nos asteroides; enquanto os corpos com parâmetros de Tisserand  $T_J < 3$  podem cruzar dita órbita, como é o caso dos cometas ([Levison, 1996](#)).

$$T_J = \frac{a_J}{a} + 2\sqrt{(1 - e^2)\frac{a}{a_J}} \cos i \quad (2.1)$$

Usando o parâmetro de Tisserand [Levison \(1996\)](#) fez uma nova classificação de cometas compatível com a classificação através do período orbital (Fig. 2.13). Onde objetos com  $T_J > 2$  são denominados cometas eclípticos, devido que a maioria do seus membros tem pequenas inclinações orbitais (Fig. 2.14), onde provavelmente foram originados no cinturão de Kuiper. Por outro lado, os cometas com  $T_J < 2$  são denominados cometas quase-isotrópicos, já que tem uma ampla distribuição de inclinação (Fig. 2.14), acha-se que estes objetos provenham da nuvem de Oort. Independentemente da classificação quando os cometas encontram-se a distâncias periélicas menores que 2.5 UA os cometas são chamado de visíveis ([Duncan et al., 2004](#)).

Levison (1996) dividiu os cometas eclípticos em 3 subgrupos (Fig. 2.13) como são: os cometas da família de Júpiter, os cometas tipo Chiron ou Centauros e os cometas tipo Encke. Os cometas da família de Júpiter apresentam parâmetro de Tisserand  $2 < T_J < 3$ , os quais são cruzadores da órbita deste planeta e gravitacionalmente dominados pelo mesmo; os cometas tipo Chiron ou Centauros têm parâmetro de Tisserand  $T_J > 3$  estes objetos foram definidos pela primeira vez por Kowal et al. (1979) a través do descobrimento de Chiron e foram chamados de Centauros por sua aparência metade asteroide e metade cometa, na atualidade o Minor Planet Center os define como objetos com semieixo maior menor que a órbita de Netuno e maior que a órbita de Júpiter.

Finalmente os cometas tipo Encke apresentam parâmetros de Tisserand  $T_J > 3$  e órbitas interiores à orbita de Júpiter  $a < a_J$ . Existem também alguns objetos com parâmetro de Tisserand  $T_J > 3$  chamados cometas quasi-Hilda que dinamicamente pertencem a família de Júpiter já que não são desacoplados do planeta e apresentam frequentemente encontros de longa duração com o mesmo (Kresak, 1979; Duncan et al., 2004; Toth, 2006).

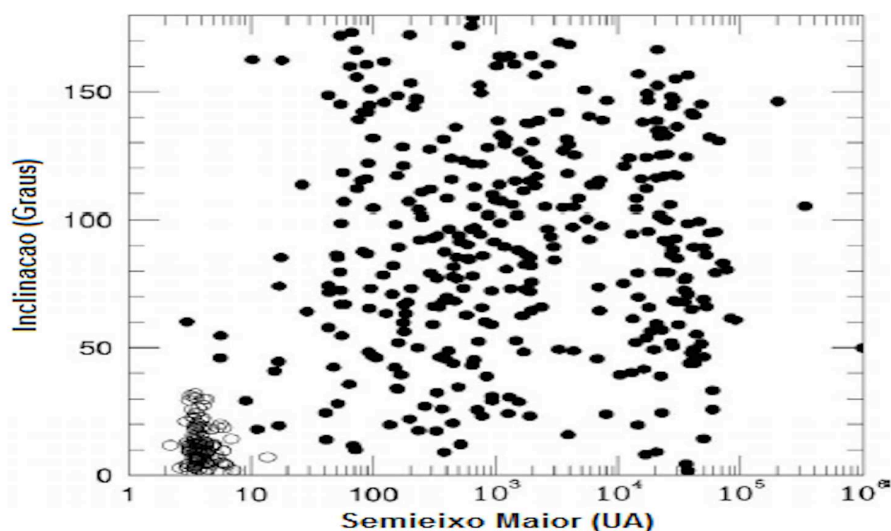


Figura 2.14: Distribuição de Cometas onde se mostra os cometas eclípticos (círculos abertos) e os cometas quase isotrópicos (círculos fechados) Levison & Dones (2007).

Os cometas quase isotrópicos Levison (1996) os dividiu da mesma forma que na classificação clássica, em cometas novos e cometas que voltam. Os cometas novos como mencionado acima tem a ver com o fato que dinamicamente estes cometas estão atravessando pela primeira vez o sistema solar, enquanto os cometas que voltam já têm atravessado o mesmo. Levison (1996) usando o resultado de Carusi et al. (1987), o qual encontra que uma fração significativa dos cometas voltantes com semieixo pequeno são capturados temporalmente em ressonância com Júpiter, dividiu os cometas voltantes em dois subgrupos como são cometas externos e cometas tipo Halley, dependendo se estes são capturados ou não em ressonância de movimento médio com um planeta gigante. O problema agora era conhecer que tão pequeno devia ser o semieixo maior, para isto Levison (1996) propõe que devido a que Plutão é o objeto mas afastado em ressonância com um planeta gigante (Netuno) o semieixo maior deveria ser o deste corpo ( $a \approx 40$  UA).

Na Fig. 2.15 mostra-se a localização das classes de cometas na taxonomia de Levison (1996) em função do parâmetro de Tisserand e o semieixo maior. Como pode-se ver tanto os cometas eclípticos quanto os cometas quase isotrópicos são definidos pelo valor de  $T_J$  e

são independente do valor do semieixo maior, onde as regiões de cada uma das subclasses são mostradas com diferente sombreamento, as regiões em preto são aquelas que não tem significado físico ao assumir que o periélio  $q \leq 2.5$  UA e que o semieixo cumpre com os requerimentos no semieixo para cada classe.

Como temos visto nos parágrafos anteriores o parâmetro de Tisserand é uma medida útil para distinguir e classificar os asteroides dos cometas. No entanto, existem objetos que não obedecem com esta classificação como os cometas em orbitas eclípticas tipo Encke e tipo Chiron, além dos asteroides em orbita cometária tipo halley (Damocloides) e os asteroides em orbita cometária da família de Júpiter(JF-ACOs), objetos que serão estudados posteriormente nas seguintes seções.

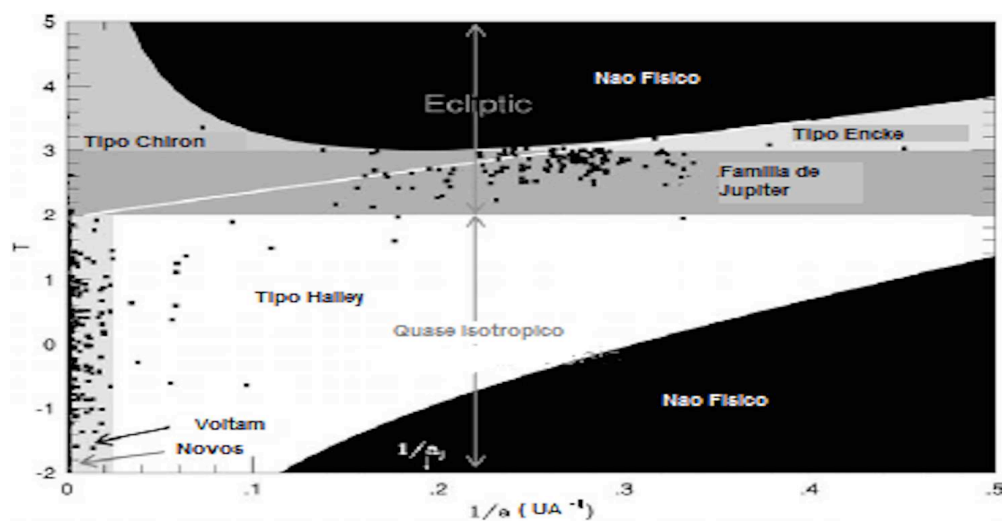


Figura 2.15: Distribuição dos cometas da classificação taxonomia de [Levison \(1996\)](#) no espaço  $T_J$  Vs  $1/a$  onde as regiões de cada uma das subclasses são mostradas com diferente sombreamento.

## 2.2.4 Distribuição dos TNO

Na seção anterior vimos como através do parâmetro de Tisserand pode-se dividir os cometas em distintas classes ou grupos. O fato de que estes grupos tenham um parâmetro de Tisserand com respeito a Júpiter diferente sugere que as fontes que os fornecem são diferentes. Como já tínhamos visto os cometas de longo período caracterizam-se por ter inclinações diversas e por ter cometas retrógrados o qual tem a ver com a estrutura esférica da nuvem de Oort, a diferença destes cometas, os cometas da família de Júpiter caracterizam-se por ter baixas inclinações e cometas não retrógrados o qual sugere que a fonte destes objetos seja uma estrutura tipo disco. [Fernandez \(1980\)](#) propõe a existência deste disco como fonte dos cometas da família de Júpiter chamando-a cinturão de Kuiper, hipótese que é demonstrada posteriormente nos modelos de [Duncan et al. \(1988\)](#) e confirmado por [Jewitt & Luu \(1993\)](#) através do descobrimento do objeto 1992 QB1.

Na atualidade é sabido que esta estrutura tipo disco apresenta várias estruturas diferentes que se sobrepõem entre si as quais fazem parte dos chamados objetos transnetunianos (TNO). Estes objetos são uma vasta população que orbita o Sol a uma distância maior que o semieixo de Netuno entre 30-50 UA, eles têm sido agrupados dependendo da forma e tamanho da sua órbita em objetos clássicos, ressonantes, plutinos, espalhados e destacados. (Fig.2.16(a)).

Os TNO clássicos têm órbitas com excentricidades pequenas entre 0-0.2 e semieixos entre 40-47 UA ou inclusive ir além destas (Fig. 2.16(b)), com uma distribuição de cor e inclinação bimodal, pelo qual são subdivididos em TNO clássicos frios com cores vermelhos e TNO clássicos quentes com um amplo intervalo de cores, as inclinações destes objetos são próximas a  $i=2^\circ$  para os TNO clássicos frios e a partir de  $i=20^\circ$  para os TNO clássicos quentes (Fig. 2.16(c)). O grupo dos TNO clássico é definido como um grupo estável a longo prazo já que não se aproximam suficientemente a Netuno para ser ejetado por ele. O comportamento destes objetos é similar àqueles modelados por [Fernandez \(1980\)](#) o qual ele chamou de cinturão de Kuiper, onde predizia-se que o cinturão era delgado e com órbitas quase circulares.

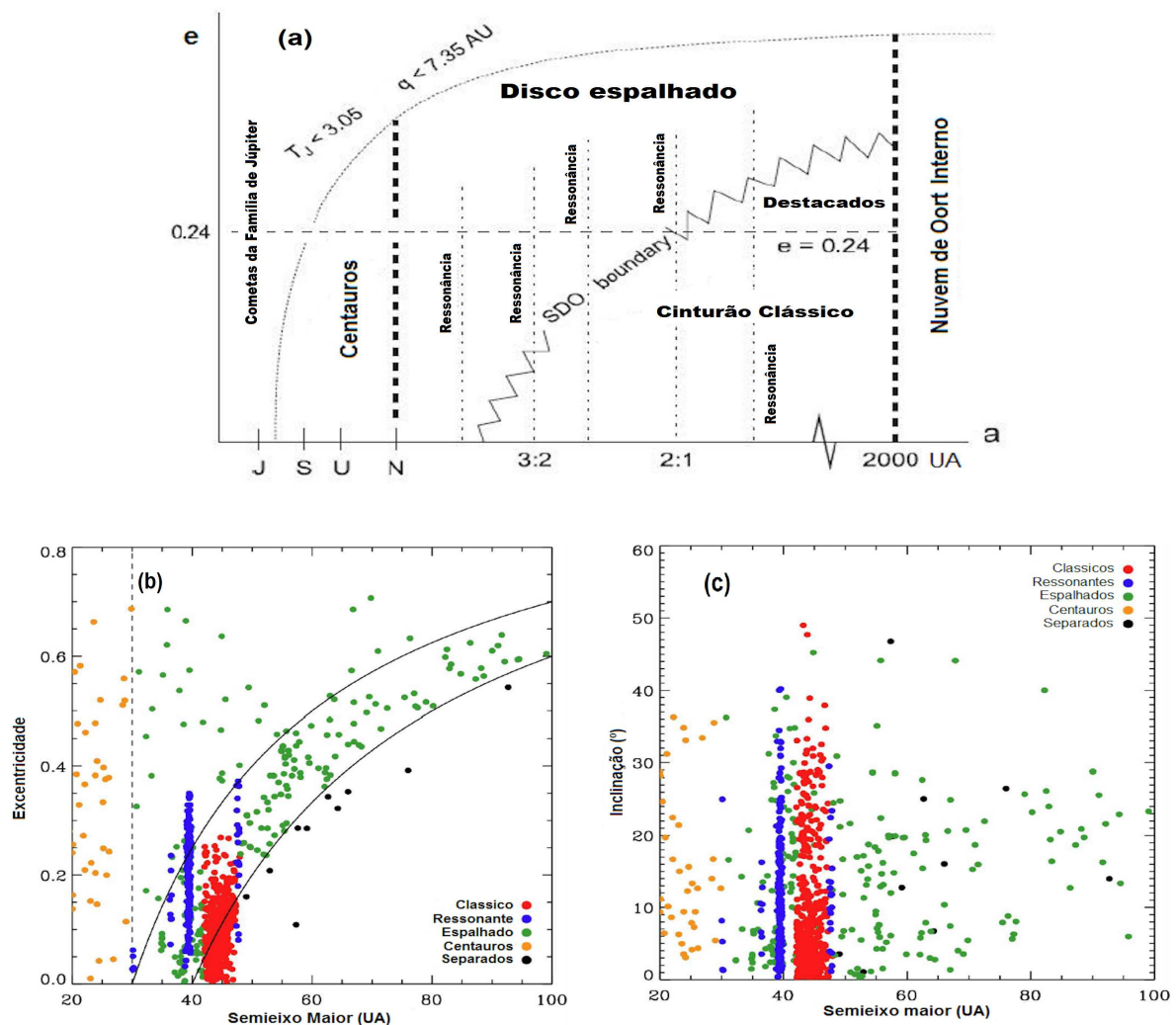


Figura 2.16: Distribuição de objetos do sistema solar exterior. a) Gráfico da Excentricidade como função do semieixo maior onde se mostra a região dos centauros, dos cometas da família de Júpiter, o disco espalhado, o cinturão clássico, os objetos destacados e o interior da nuvem de Oort ([Gladman et al., 2008](#)). b) Gráfico da excentricidade como função do semieixo onde se mostra os TNO clássicos (vermelho), ressonantes(azul), espalhados(verde), separados(preto) e centauros(amarelos) ([Jewitt et al., 2009a](#)). c) Gráfico da inclinação como função do semieixo maior dos TNO para os mesmos objetos que os mostrados em b) ([Jewitt et al., 2009a](#)).

Os TNO ressonantes são objetos que estão em ressonâncias de movimentos médios com Netuno. Alguns destes se encontram em ressonância 3:2 os quais tem semieixo  $a=39.3$

UA, os objetos nestas ressonâncias são conhecidos com o nome de plutinos, já que Plutão foi o primeiro membro descoberto desta população. Outra ressonância importante é a ressonância 2:1 com semieixo  $a=47.6$  UA (Fig. 2.16(a), 2.16(b), 2.16(c)), os objetos que se encontram nesta ressonância são chamados de twotinos devido ao acrônimo em inglês das duas palavras Two e Plutinos, além destes objetos também temos os troianos de Netuno os quais se encontram na ressonância 1:1. Todos estes objetos são dinamicamente estáveis e acredita-se que foram parte dos TNO clássicos que foram capturados na migração planetária (Jewitt et al., 2009a).

Os TNO espalhados são objetos em órbitas excêntricas e inclinadas com periélio entre 30-40 UA (Fig. 2.16(a), 2.16(b), 2.16(c)). O primeiro objeto conhecido desta população foi o 1996 TL66. O disco espalhado caracteriza-se por ter uma quantidade muito grande de objetos num estado não estacionário, o que significa que o número de objetos que sai do disco espalhado, maioritariamente para o interior do sistema solar é maior que o número de objetos que entram desde o disco clássico, fato pelo qual acredita-se que o disco espalhado deveria dominar a produção de cometas da família de Júpiter sobre o disco clássico Morbidelli (2005).

Os TNO separados são objetos com órbitas muito similares às das dos TNO espalhados, mas com periélios acima das 40 UA (Fig. 2.16(a), 2.16(b), 2.16(c)). Os objetos típicos desta população são 2000CR105 com periélio  $q=44$  UA e Sedna a  $q=74$  UA. Acredita-se que estes objetos não são perturbados por Netuno. O mecanismo pelo qual estes objetos foram separados de Netuno é desconhecido, mas existem hipóteses que acreditam que seja pela passagem de uma estrela nas cercanias do sistema solar ou por planetas extra solares (Morbidelli & Levison, 2004), enquanto outros acreditam que foi causada pela migração dos planetas no início do sistema solar.

Os TNO poderiam ser a fonte dos cometas da família de Júpiter, principalmente os TNO do disco espalhado. No entanto, entre os TNO e os cometas da família de Júpiter existem objetos intermediários como são os Centauros (Tegler et al., 2008).

### 2.2.5 Distribuição dos Centauros

Os Centauros são corpos do sistema solar que interatuam fortemente com os planetas gigantes, e como já tínhamos dito, com periélios entre a órbita de Júpiter e Netuno os quais não se encontram em ressonâncias 1:1 com os planetas (Jewitt, 2009) (Fig. 2.16(a)). Estes objetos são dinamicamente instáveis já que cruzam a órbita dos planetas externos, acredita-se que alguns destes objetos puderem ser expulsos do sistema solar, outros colidir com os planetas gigantes e outros evoluir a cometas da família de Júpiter onde alguns destes cometas voltariam de novo a esta região (Tegler et al., 2008).

É conhecido que os centauros apresentam uma bimodalidade nas cores B-R (Fig. 2.17(a), 2.17(b)), mas Lamy & Toth (2009) encontra que apresentam uma distribuição de cor não bimodal nas cores B-V, V-R, R-I e V-R, com uma alta correlação de cores entre os TNO clássicos, os plutinos e os TNO do disco espalhado e acredita que a população de centauros com índice de cor (B-R)  $> 1.7$  seja composto por TNO clássicos frios, enquanto centauros com (B-R)  $< 1.4$  poderiam ser de uma população de objetos evoluídos que já tem visitado o interior do sistema solar e que tem voltado de novo pelas perturbações causadas por Júpiter.

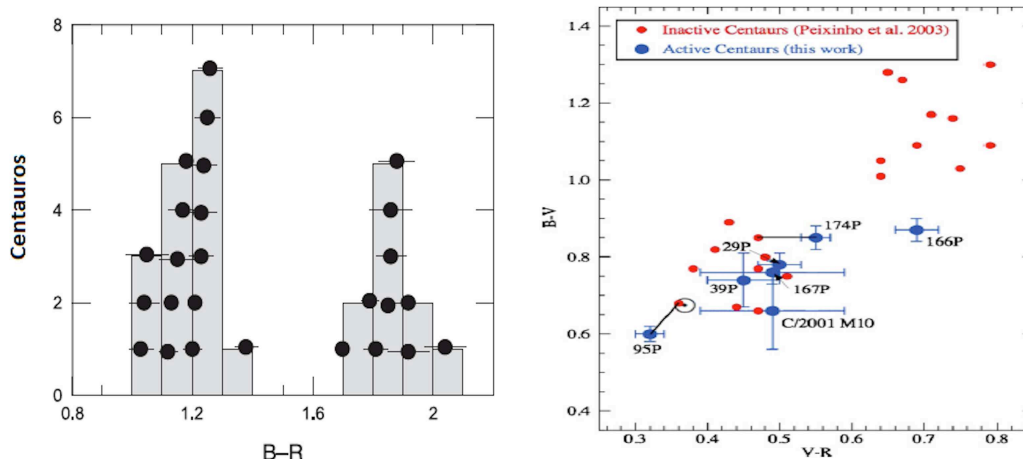


Figura 2.17: (Painel esquerdo) Histograma de cores B-R de centauros, onde se mostra duas populações uma com cores solares levemente avermelhadas  $1.0 < B-R < 1.4$  e outra com cores avermelhados  $1.7 < B-R < 2.1$ . Como referência o Sol tem cor  $B-R=1.03$ . (Tegler et al., 2008). (Painel direito) Índice da cor B-V como função do índice da cor V-R onde se mostra os centauros ativo (pontos azuis) e os centauros inativos (pontos vermelhos) mostrando a cor solar com o símbolo  $\odot$  (Jewitt, 2009)

Na atualidade o "Jet Propulsion Laboratory"(JPL) reconhece 385 centauros e 13 centauros ativos ou cometas tipo Chiron. Jewitt (2009) estuda uma amostra de 23 centauros onde 9 destes são ativos, encontrando que os centauros ativos são menos avermelhados que os centauros inativos (Fig. 2.17(b)) e que na média os centauros ativos têm periélio menor que os centauros inativos (5.9 UA vs 8.7 UA respectivamente) e muito menor da média do total de todos os centauros (12.4 UA)(Fig. 2.18(a), 2.18(b)), desta forma a atividade deveria se dever a sublimação de material volátil.

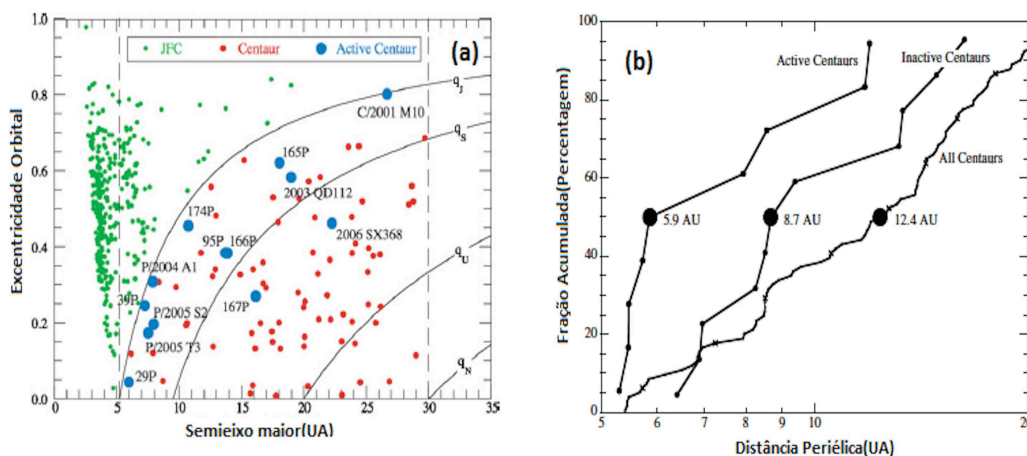


Figura 2.18: a) Distribuição de centauros da excentricidade como função do semieixo maior, onde se mostra os cometas da família de Júpiter (pontos verdes), centauros (pontos vermelhos) e os centauros ativos (pontos azuis), assim como as órbitas dos planetas maiores. b) Distribuição cumulativa como função do periélio maior, mostrando a distância periélica média os centauros ativos (59 UA), os centauros inativos (87 UA) e todos os centauros (124 UA).(Jewitt, 2009)



A distância dos centauros são muito grandes para que a atividade nestes objetos se deva à sublimação de gelo de água cristalina, e ainda quando tem sido encontrado  $\text{CO}_2$  e  $\text{CO}$  em alguns destes objetos, não tem sido achado estas moléculas em distancias maiores que a orbita de Urano, coisa que deveria acontecer pela alta volatilidade destas (Jewitt, 2009) (Fig. 2.19), de tal forma se considera que a atividade se pode dever a conversão de gelo de água amorfa a gelo de água cristalina acompanhada pela liberação de gases capturados de  $\text{CO}$ , hipóteses que é justificada pelo fato que o tempo de cristalização é mais curto que o período orbital.

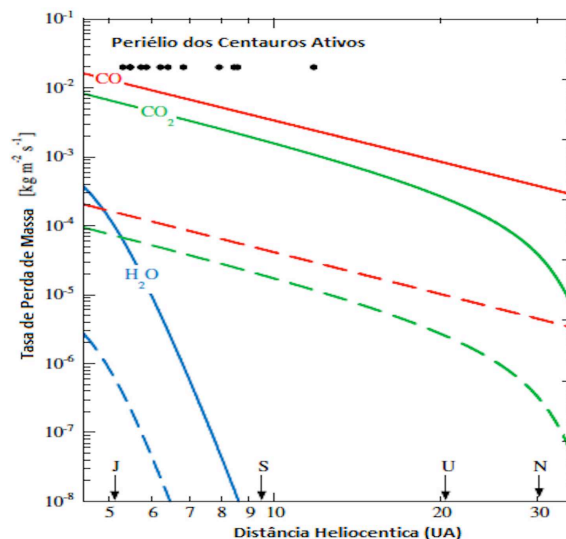


Figura 2.19: Taxa de produção de  $\text{H}_2\text{O}$  (linha azul),  $\text{CO}_2$  (linha verde) e  $\text{CO}$  (linha vermelha) como função da distância heliocêntrica. Nestes gráficos a linha sólida representa o caso limite de alta temperatura enquanto a linha tracejada representa a caso limite de baixa temperatura. (Jewitt, 2009)

Os centauros como já tem sido discutido são esses objetos transicionais entre os TNO e os Cometas da Família de Júpiter com uma composição química superficial aparentemente rica em voláteis e que se começam a sublimar quando estes se encontram a distâncias próximas às dos cometas da família de Júpiter, o que significa que estes objetos podem ser considerados uma especie de cometas adormecidos. Se estas afirmações são reais deveriam existir características composicionais similares entre estes objetos que poderiam ser vistas a través dos seus espectros de reflectância características que poderiam servir na hora de classificar estes a través da sua taxonomia.

## 2.2.6 Taxonomia de TNO e Centauros

A primeira aproximação ao entendimento da composição superficial dos asteroides tem sido feita através do estudo espectrofotométrico destes, conseguindo assim determinar espectros característicos e desta forma agrupar através de métodos estatísticos, como o método das componentes principais, os espectros dos asteroides que apresentam características similares. Usando critérios parecidos, diferentes autores têm tentado classificar os TNO, um destes primeiros intentos foi feito por Tegler & Romanishin (1998), onde mediou a magnitude nos filtros B e V de 16 TNO, encontrando duas populações diferentes, uma formada por objetos cuja cor superficial é só um pouco mais avermelhada que o sol, enquanto a outra é uma população muito avermelhada.

Barucci et al. (2001) usando uma amostra de 21 TNO e Centauros nos filtros B, V, R, I, J mostra a existência de 4 grupos de espectros de TNO, com espectros que vão de neutros a espectros avermelhados, interpretando seus resultados como uma consequência da evolução dos TNO. Posteriormente Barucci et al. (2005) encontra os mesmos resultados que Barucci et al. (2001), mas agora considerando uma amostra de 51 objetos, classificando estes como: BB, BR, IR, RR (Fig. 2.20(a)); onde o grupo BB contém objetos com espectros de reflectância neutra (espectros planos) e em alguns casos azulados no infravermelho próximo com uma banda devido ao gelo da água em  $\approx 1.8 \mu\text{m}$ . O grupo RR apresenta os espectros mais avermelhados do sistema solar. O grupo IR é um grupo menos avermelhado que o grupo RR e parece estar formado por silicatos hidratados. O grupo BR é um grupo intermediário entre os grupos BB e IR, onde seus espectros não mostram bandas de absorção. Para explicar todos estes espectros tem-se considerado modelos composicionais com pouca percentagem de água.

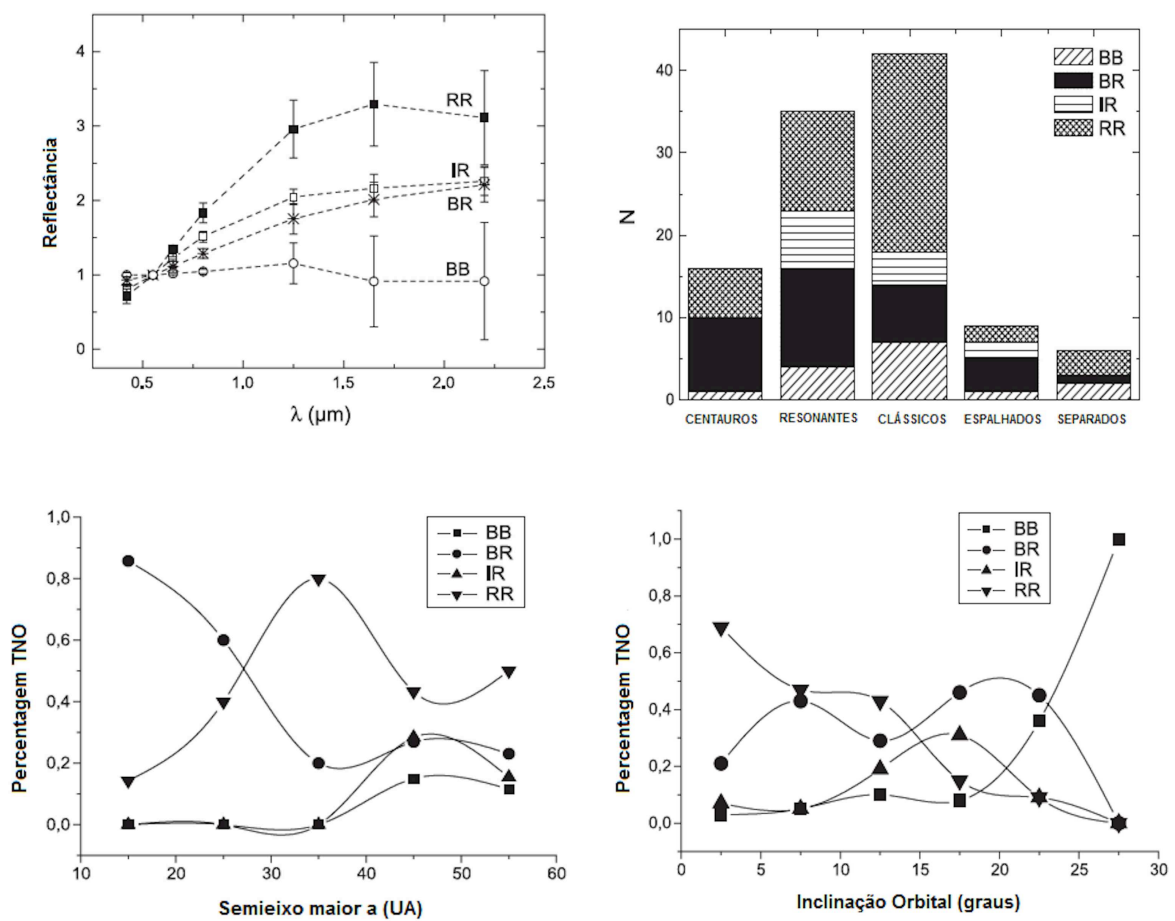


Figura 2.20: a) Espectros de reflectância médios nos filtros B, V, R, I, J, K, obtido para cada tipo taxonômico normalizado nas cores solares e no filtro V (Fulchignoni et al., 2008). b) Distribuição da taxonomia dos TNO para cada classe dinâmica. c) e d) Percentagem de objetos de uma classe taxonômica específica vs o semieixo maior e vs a inclinação.

De Sanctis et al. (2006) classifica os TNO usando um conjunto de 81 objetos baseado nos elementos orbitais e nas propriedades físicas como o índice da cor B-V e V-R, usando o método estadístico "G-mode", obtém grupos próximos aos TNO clássicos, os TNO ressonantes conhecidos como plutinos, os TNO dispersos e os TNO separados.

Fulchignoni et al. (2008) da mesma forma que De Sanctis et al. (2006) classifica os TNO baseando-se nos elementos orbitais e nas cores de 67 objetos medidas nos filtros B, V, R, I, J, K utilizando agora as análises das componente principais e do "G-mode" para obter cada um dos grupos na classificação de Barucci et al. (2005) (BB, BR, IR, RR). Para cada um destes grupos se obtém um espectro médio (Fig. 2.20(a)), assim como também o comportamento destes com respeito aos elementos orbitais (Fig. 2.20(c), Fig. 2.20(d)), através destes gráficos pode-se ver que os Centauros pertence ao grupo BR ou RR, confirmando assim a bimodalidad observada nestes objetos. Por outro lado na Fig. 2.20(b) também podemos ver que os grupos de TNO são distribuídos em todas as taxonomias onde a maioria dos membros do grupo RR são TNO clássicos. Na Fig. 2.20(d) vemos que o grupo RR apresenta inclinações baixas, fato pelo qual tem-se associado com a população fria dos TNO, enquanto os membros do grupo BB apresentam altas inclinações (Fig. 2.20(d)) representando assim a população quente. Por ultimo na Fig. 2.20(b) vemos que os objetos classificados como IR aparentemente se concentram nos objetos ressonantes e clássicos.

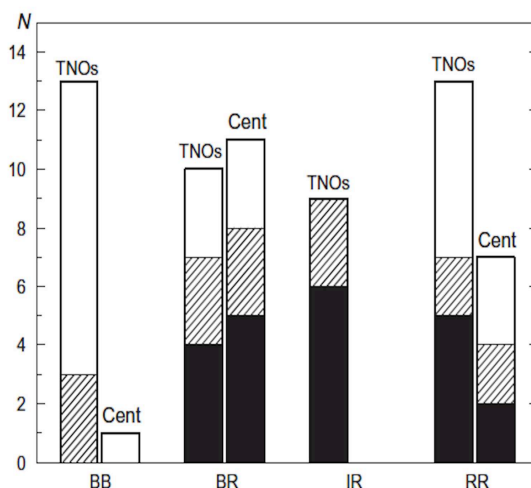


Figura 2.21: Número de corpos com gelo (branco) e sem gelo (preto) como uma função da suas classes taxonômicas. Os objetos onde não se tem certeza da presença de gelo são representados com linhas.

Barucci et al. (2011) estuda agora a composição de gelos nas classes taxonômicas (Fig. 2.21), encontrando da mesma forma que Barucci et al. (2005) que os Centauros se encontram distribuídos nas classes BR e RR com uma distribuição similar de gelo de água, esta última classe é a única onde se observa presença de metanol. Na classe BB os Centauros são escassos onde todos os objetos classificados principalmente como TNO apresentam gelo superficial. Por outro lado na classe IR, na qual se encontram só TNO especificamente TNO clássicos e TNO ressonantes, não tem nenhum objeto onde se tenha certeza que na sua superfície apresenta gelo. Barucci et al. (2011) encontra que em geral as propriedades dos centauros e os TNO são diferentes o qual poderia se dever a evoluções dinâmicas diferentes, além disto a comparações foram feitas sem levar em consideração o tamanho destes objetos o qual introduziria um "bias" observacional, já que tem-se observado diferenças entre objetos de diferentes tamanhos, onde para objetos maiores se encontram compostos principalmente por gelo de metano, os intermediários por gelo de água e algumas vezes com traços de outros voláteis enquanto os menores não apresentam bandas características (Peixinho et al., 2012).

Como temos visto a presença de algum tipo de gelos nos TNO e nos Centauros é evidente e com os caminhos dinâmicos destes objetos aos cometas da família de Júpiter se faz logico pensar que estes poderiam um reservatório de cometas.

### 2.2.7 Composição Química e Espectros de Cometas

A primeira descrição dada para um cometa é que era uma bola de neve suja misturada, a grosso modo, em proporções iguais de gelo e poeira (Whipple, 1951; Mumma & Charnley, 2011; Cochran et al., 2015), onde o gelo é a fase sólida de compostos ou minerais voláteis como  $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $CH_4$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ , entre outros.

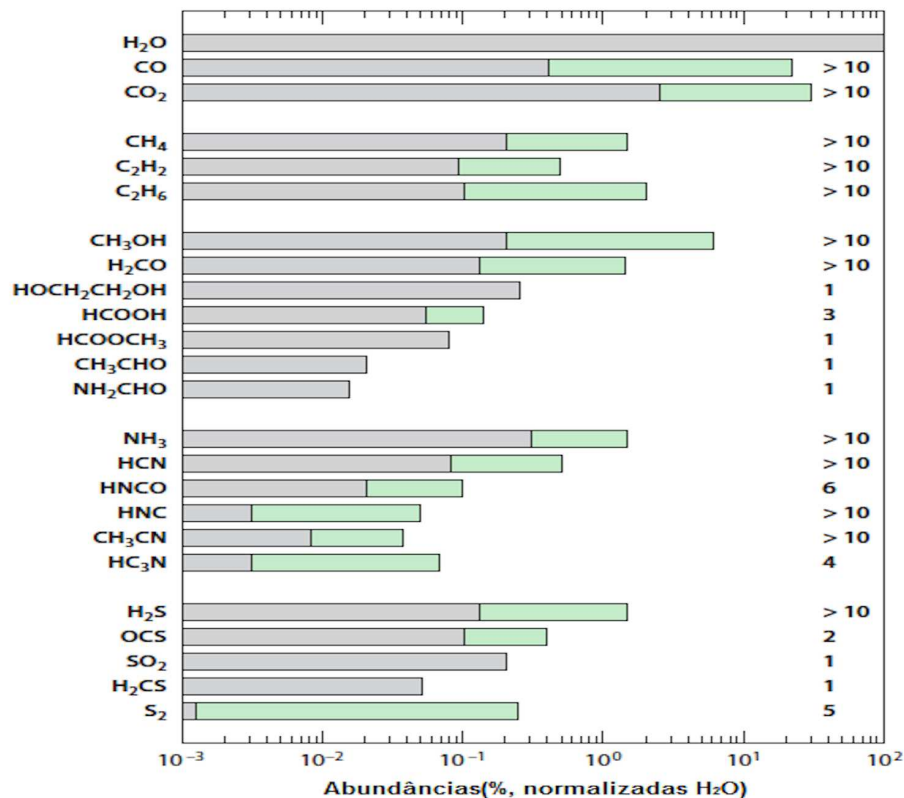


Figura 2.22: Taxa de produção relativa em varias especies voláteis normalizada a taxa de produção de  $H_2O$  (Mumma & Charnley, 2011).

Mumma & Charnley (2011) mostra a taxa de produção de água de voláteis dos cometas normalizada a taxa de produção de água observada em 26 cometas, isto é observado na Fig. 2.22, onde na parte direita do gráfico vemos o número de cometas na qual tem sido detetado uma determinada especie molecular e onde é colocado em verde o intervalo na qual foi observado dita especie, observando-se que moléculas como  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$ ,  $CH_3OH$ ,  $H_2CO$ ,  $NH_3$ ,  $HCN$ ,  $HNC$ ,  $CH_3CN$  e  $H_2S$  são muito abundantes já que se encontram na amostra em mais de 10 cometas, enquanto moléculas como  $HOCH_2CH_2OH$ ,  $HCOOCH_3$ ,  $CH_3CHO$ ,  $NH_2CHO$ ,  $SO_2$  e  $H_2CS$  são pouco abundante ja que tem sido detetadas unicamente no cometa Hale-Bopp. Mumma & Charnley (2011) também observaram que os voláteis com maior presença nos cometas da amostra são observados independentemente se o cometa é quase isotrópico ou é um cometa eclíptico da família de Júpiter (Fig. 2.23), não encontrando nenhuma relação entre as especies moleculares e as fontes que os proveem.

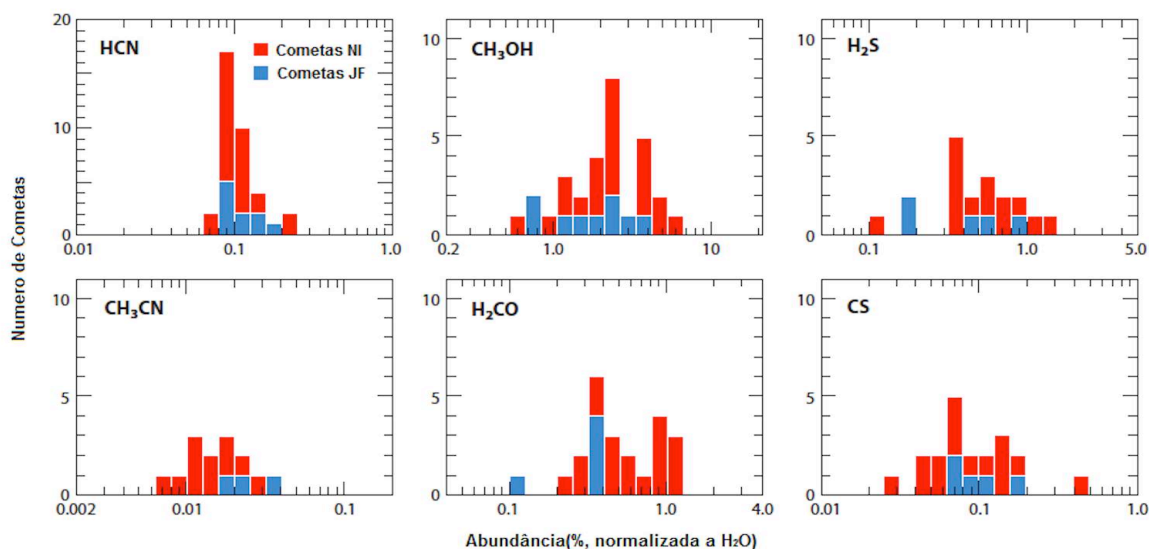


Figura 2.23: Histogramas de abundâncias moleculares normalizado à abundância de água. A molécula de CN tem sido detetado em 36 cometas. A subamostra de cometas da família de Júpiter (JF) é mostrada em azul enquanto a dos cometas quase isotrópicos é mostrada em vermelho (NI) (Mumma & Charnley, 2011).

Devido ao alto aquecimento do núcleo cometário os materiais altamente voláteis não deveriam ser observados no mesmo. No entanto, observacionalmente tem-se encontrado materiais altamente voláteis como o metano ( $\text{CH}_4$ ). A presença destes voláteis é explicados a través da formação de clatratos, moléculas onde o CH fica preso numa "gaiola" de  $\text{H}_2\text{O}$  (Delsemme & Swings, 1952), estas moléculas ao ser irradiadas pelo sol são ionizadas e formam moléculas de "tholin", estas moléculas são as que explicam os grandes avermelhamentos observados nos espectros dos cometas (Sagan & Khare, 1979).

Por outro lado, antes das observações do cometa Halley obtidas pela missão espacial Giotto se acreditava que a poeira cometária era composta unicamente por silicatos de olivina e piroxênio ricos em Mg, no entanto foram encontrados materiais orgânicos refractários como grãos com carbono, hidrogênio, oxigênio, nitrogênio, fosforou e enxofre, conhecido como CHON-PS, assim como foram encontrados também, através da missão "Stardust" compostos mais complexos como hidrocarbonatos alifáticos (compostos de carbono e hidrogênio aromáticas ou simples composto por metano ( $\text{CH}_4$ )) (Mumma & Charnley, 2011).

Composicionalmente a diferença fundamental entre um asteroide e um cometa é que em principio o primeiro não deveria apresentar gelos e o segundo sim. A'Hearn et al. (1995) tem feito uma classificação química dos cometas medindo as abundâncias de voláteis encontrados nos cometas como OH, CN,  $\text{C}_2$ ,  $\text{C}_3$  e NH, identificando duas classes de cometas baseada na taxa de produção de  $\text{C}_2$  ( $Q(\text{C}_2)$ ) e CN ( $Q(\text{CN})$ ), normalizada a taxa de produção de OH,  $Q(\text{OH})$ , chamado-as "tipicas" e "empobrecidas". Na classe identificada como "tipicas" a taxa de produção de CN e  $\text{C}_2$  variam do mesmo jeito com respeito a taxa de produção de OH, enquanto na classe "empobrecida" ao aumentar a taxa de produção de CN diminui a taxa de produção de  $\text{C}_2$  (Fig. 2.24(a)), este tipo de comportamento provavelmente deva-se a fonte na qual estes objetos se formaram (A'Hearn et al., 1995).

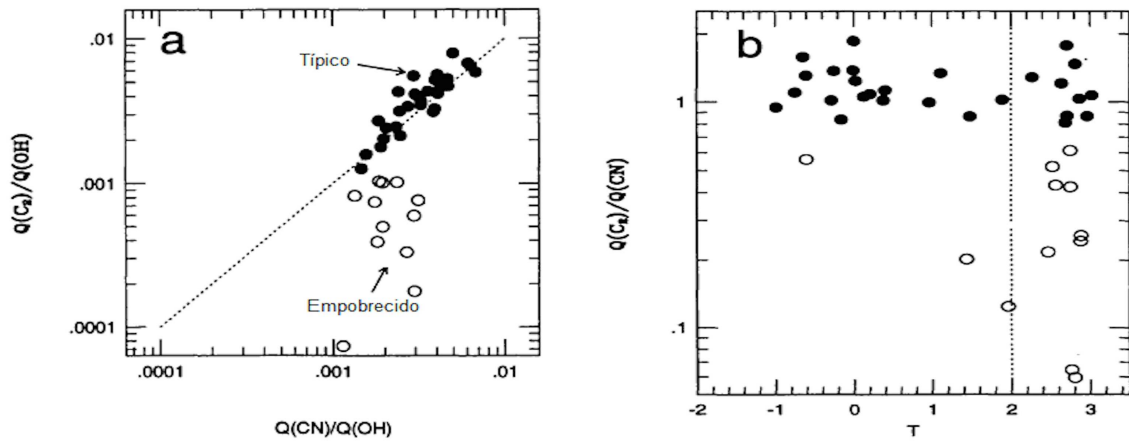


Figura 2.24: a) Taxa de produção de  $C_2$  como função da taxa de produção de CN, ambas normalizadas à taxa de produção de OH, usando os dados de A'Hearn et al. (1995), onde os círculos abertos são os cometas definidos como típicos e os círculos cheios são os cometas definidos como empobrecidos, a linha pontilhada representa a razão unitária, (Levison, 1996). b) Razão entre a taxa de produção de  $C_2$  com a taxa de produção de CN como função do parâmetro de Tisserand, onde a linha pontilhada vertical representa o limite entre os cometas quase isotrópicos e os cometas eclípticos (Levison, 1996).

Levison (1996) fez uma comparação entre sua taxonomia dinâmica de cometas e a classificação química de A'Hearn et al. (1995), onde dos 41 objetos na amostra de A'Hearn et al. (1995), Levison (1996) identificou que 23 são cometas quase isotrópicos e 18 são eclípticos. Dos 23 objetos quase isotrópicos 20 são típicos e 3 são empobrecidos; enquanto dos 18 cometas classificados como eclípticos 9 são típicos e os outros nove são empobrecidos, este comportamento pode-se observar na (Fig. 2.24(b)) onde se mostra  $Q(C_2)/Q(OH)$  como função do parâmetro de Tisserand ( $T_J$ ), onde sabemos que se  $T_J < 2$  os cometas são quase isotrópicos e se  $T_J > 2$  são eclípticos. Esta diferença deve-se a que os cometas quase isotrópicos formaram-se numa região rica em voláteis como é a nuvem de Oort, enquanto os cometas eclípticos são produto das duas fontes a nuvem de Oort e o cinturão de Kuiper (Levison, 1996).

Até aqui temos estudado a composição química dos cometas e seus elos com a dinâmica cometária, onde dita composição tem sido inferida quando estes se encontram ativos através de seus espectros de emissão de gás (Fig. 2.25(a)). Através destes espectros também se determina parâmetros importantes nos estudos cometários como é a taxa de produção de água, mas é de acotar que a presença desta nos espectros de emissão não é medida diretamente, mas é calculada através das linhas de OH, já que a molécula de  $H_2O$  se dissocia num 90 % OH ( $H_2O + h\nu \rightarrow OH + H$ ). Usando agora o modelo de Haser (1957) se calcula a taxa de produção de OH ( $Q_{OH}$ ) para assim obter a taxa de produção de  $H_2O$  ( $Q_{H_2O}$ ), já que é conhecido que  $Q_{OH} = (90\%)Q_{H_2O}$  o que significa que  $Q_{H_2O} = 1.1Q_{OH}$  (Stief et al., 1975; Roettger et al., 1990; Lamy et al., 2009; Jewitt et al., 2009b; Hsieh et al., 2012a,b), no entanto a banda de OH é difícil de observar já que tem que ser feitas correções pela atmosfera da terra, assim como é difícil de medir devido a ausência de detetores precisos na banda de  $0.3 \mu m$  (Cochran, 1990), devido a isto tem-se feito trabalhos para diferentes cometas onde estudam as relações entre  $Q_{H_2O}$  e as moléculas com linhas de emissão intensas como é a molécula de CN, onde na média se encontra que  $Q_{H_2O} \approx 360Q_{CN}$  (A'Hearn & Millis, 1980; A'Hearn et al., 1995; Jewitt et al., 2009b; Hsieh et al., 2012a,b).

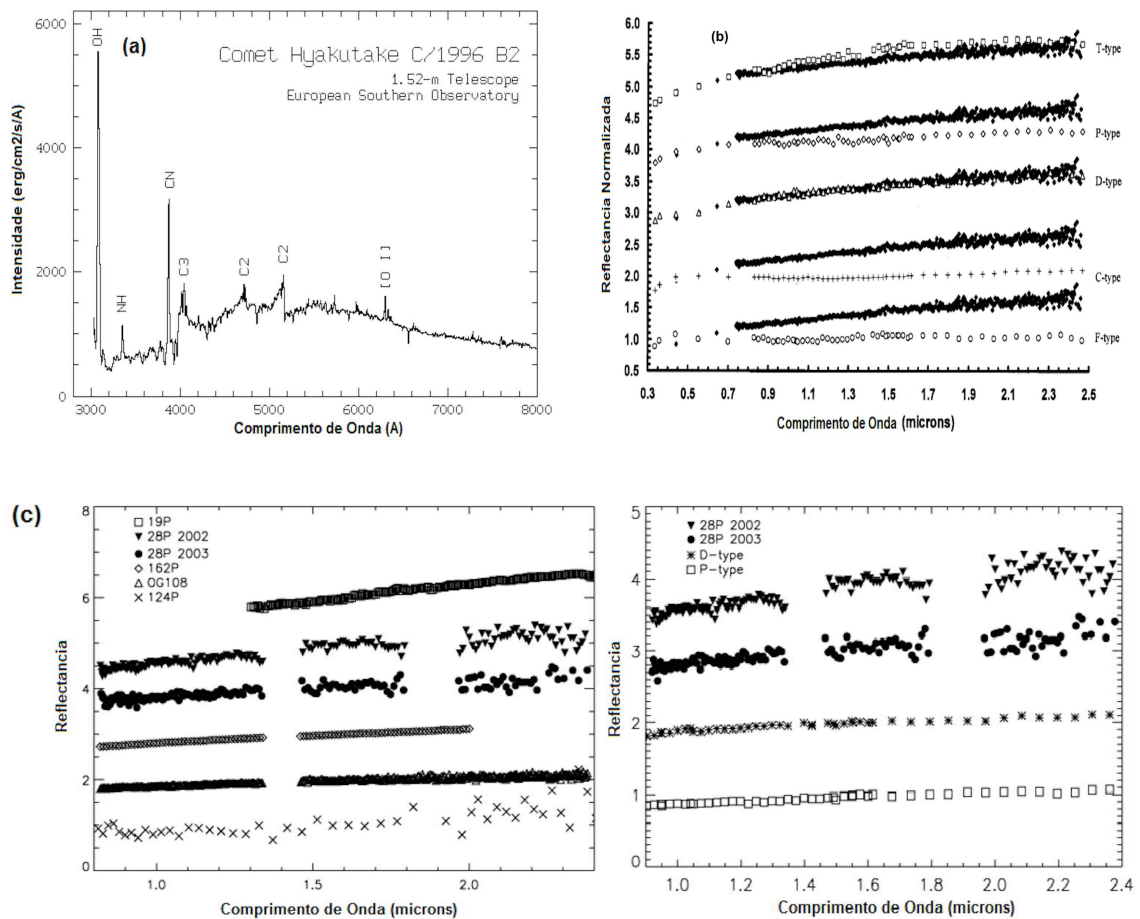


Figura 2.25: a) Espectro de emissão do cometa C/1996 B2 Hyakutake onde se mostra os diferentes picos de emissão (ESO/ Hilmar Duerbeck) ([www2.jpl.nasa.gov/comet/hyakutake/news19.html](http://www2.jpl.nasa.gov/comet/hyakutake/news19.html)). b) Espectro de reflectância do núcleo do cometa C/2001 OG108 (Loneos) em círculos cheios mostrando os espectros característicos dos asteroides tipo F, C, D, P e T (Abell et al., 2005). c) Espectros de reflectância dos núcleos dos cometas 19P, 28P, 162P, OG108, 124P no infravermelho próximo (Painel esquerdo). Comparação do espectro do cometa 28P com os espectros característicos dos asteroides tipo D e P (Painel direito) (Campins et al., 2007).

Por outra parte a composição superficial do núcleo dos cometas é inferida através de seus espectros de reflectância, onde se encontra que os núcleos cometários dos cometas apresentam composições que fazem que tenham albedos baixos similares aos dos asteroides com classes espectrais F, C, D, P e T (Abell et al., 2005), os quais se caracterizam por ter espectros similares a dos silicatos ricos em materiais orgânicos (Fig. 2.3)(Tholen, 1984).

Todos estes tipos taxonômicos são espectros sem bandas de absorção, como os espectros de cometas, no entanto a composição química dos cometas produzem espectros de reflectância avermelhados (Fig. 2.3, 2.25(a), 2.25(c)). Os espectros dos asteroides tipo F são avermelhados até um comprimento de onda de  $0.4 \mu\text{m}$  e posteriormente fica um espectro plano, os dos asteroides tipo C diferem no visível virando depois planos, enquanto os outros três espectros D, P e T são mais vermelhos. Estes três espectros são os que apresentam características mais próximas a dos núcleos cometários, no entanto o tipo T tende a se aplanar quando aumenta o comprimento de onda (Fig. 2.25(a), 2.25(c)), coisa que não acontece nos espectros cometários. Das cinco classes o mais avermelhado

é o tipo D, os quais são ligeiramente avermelhados em comprimento de ondas menores a  $0.55 \mu\text{m}$ , mas muito avermelhados em comprimentos de onda maiores que este. Autores como [Hartmann et al. \(1987\)](#); [A'Hearn \(1988\)](#); [Licandro et al. \(2003\)](#); [Abell et al. \(2005\)](#); [Campins et al. \(2007\)](#) concluem que a classe espectral D é a mais próxima a dos núcleos cometários tanto na forma do espectro quanto nos valores dos albedos.

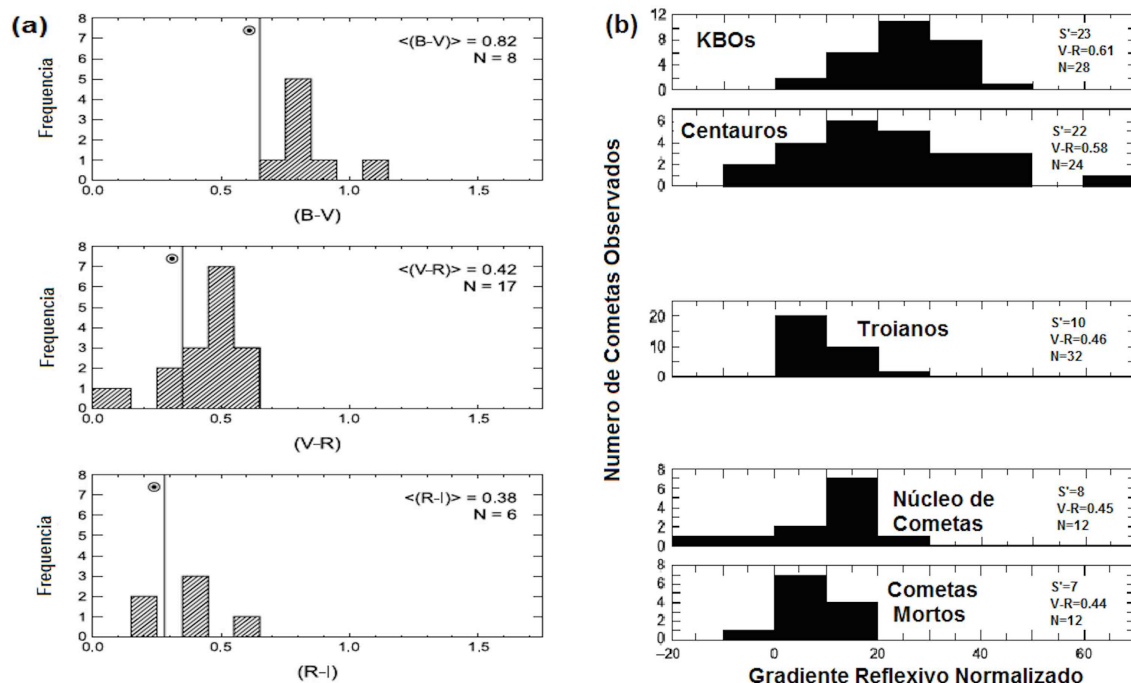


Figura 2.26: a) Distribuição dos índices de cores (B-V), (V-R) e (R-I) dos cometas eclípticos onde se mostra os índices de cores meios, a quantidade de cometas considerados na amostra (N) e o índice de cor do Sol ( $\odot$ ) (painel esquerdo) ([Lamy et al., 2004](#)). b) Histograma do gradiente de reflectividade ( $S'$ ) no visível para os objetos do cinturão de Kuiper (KBO), centauros, troianos, núcleos cometários e cometas mortos ([Jewitt, 2002, 2004](#)).

Outro aspecto importante na hora de estudar a composição do núcleo dos cometas são as cores destes, informação que pode ser tirada do seus espectros. Na Fig. 2.26(a) podemos ver que os núcleos cometários tem cores médios  $\langle B-V \rangle = 0.82$ ,  $\langle V-R \rangle = 0.42$  e  $\langle R-I \rangle = 0.38$  enquanto as cores solares são  $\langle B-V \rangle_{\odot} = 0.65$ ,  $\langle V-R \rangle_{\odot} = 0.35$  e  $\langle R-I \rangle_{\odot} = 0.28$  observando desta forma que as cores dos núcleos cometários são mais avermelhados que o sol. Na Fig. 2.26(b) podemos ver que as cores e o gradiente de reflectividade ( $S'$ )<sup>2</sup> dos KBO são mais avermelhados que os centauros e que tanto os troianos quanto os cometas mortos tem cores e gradiente de reflectividade muito próximas com os núcleos cometários, isto é compatível com o fato que se acredita que os troianos são uma das fontes dos cometas da família de Júpiter e que os cometas mortos sejam a última etapa evolutiva dos cometas, também conhecidos como asteroides em órbitas cometárias (ACOs) e que veremos na seguinte seção como um dos elos entre asteroides e cometas.

<sup>2</sup>O gradiente de reflectividade ( $S'$ ) é o cambio percentual da reflectividade num comprimento de onda [ $S' = (dS/d\lambda)/\bar{S}$ ] geralmente tomasse uma diferencia entre os centros das bandas V e R igual a  $1000 \text{ \AA}$  ([Jewitt, 2002, 2004](#)).



## 2.3 Relação asteroides e Cometas

Existem relações entre asteroides e cometas e especificamente entre populações no sistema solar tanto dinamicamente como em termos de composição (Fig. 2.27). Um caso específico destas ligações é dos cometas da família de Júpiter o qual tem como fonte o disco espalhado (Duncan et al., 1988), os centauros (Tegler et al., 2008) e possivelmente os troianos de Júpiter (Marzari et al., 1995) e a sua vez os cometas da família de Júpiter contribuem num 6% como fonte dos objetos próximos da terra (Near Earth Object-NEA) (Bottke et al., 2002). Por outro lado a Nuvem de Oort é a fonte dos cometas de longo período e possivelmente dos cometas tipo Halley e no sistema solar interno os asteroide do cinturão principal são a principal fonte dos NEA, através das ressonância  $\nu_6$  e 3:1 (Wetherill, 1979, 1985, 1987, 1988).

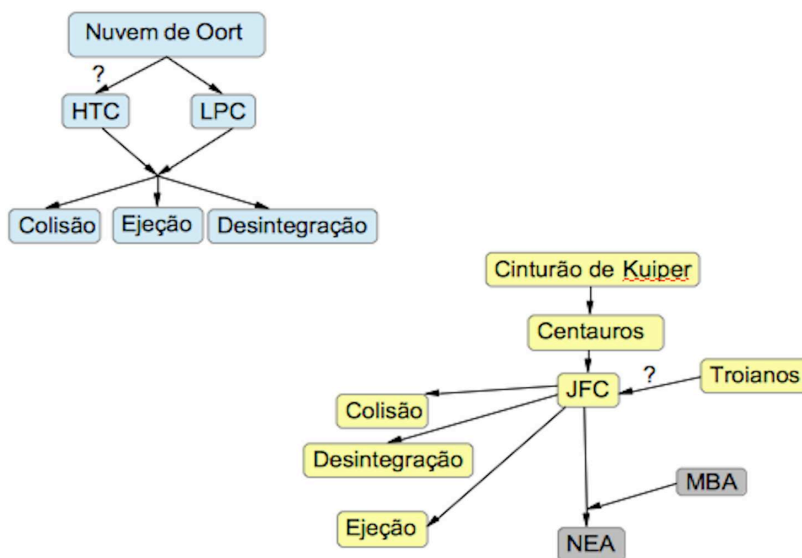


Figura 2.27: Inter-relação entre as populações do sistema solar. Cometas tipo Halley (Halley Type Comets-HTC), cometas de longo período (Long Period Comets-LPC), Cometas da família de Júpiter (Júpiter Family Comets-JFC), cinturão principal de asteroides (Main Belt Asteroids-MBA), asteroides próximos a Terra (Near Earth Asteroids-NEA). O símbolos de interrogação mostra que o caminho evolutivo da nuvem de Oort aos HTC e dos troianos aos JFC é incerta. Pode-se também observar que tanto os JFC quanto os MBA contribuem na produção de NEA's.

Os asteroides e os cometas têm sido considerados duas classes diferentes de corpos do sistema solar, ambos formados como remanescentes da formação inicial deste. Acredita-se que os cometas se formaram na região externa do sistema solar, estes aparentemente têm uma composição química pouco modificada e rica em materiais voláteis, enquanto os asteroides são considerados como o produto da evolução dinâmico e colisional de corpos formados em regiões mais internas. Os asteroides e os cometas, como já foi mencionado, tendem a apresentar valores característicos do parâmetro de Tisserand, no entanto, nas últimas décadas tem-se descoberto asteroides em órbitas cometárias que nunca mostraram atividade (ACOs) (Hahn & Rickman, 1985; Fernández et al., 2005; Alvarez-Candal & Licandro, 2006) e objetos em órbitas de asteroides, mas mostrando atividade cometária, chamados asteroides ativos (AA) com  $T_J < 3$  (Jewitt, 2012), não cumprindo assim com a definição na qual os asteroides devem ter  $T_J > 3$  e os cometas  $T_J < 3$  (Fig. 2.28).

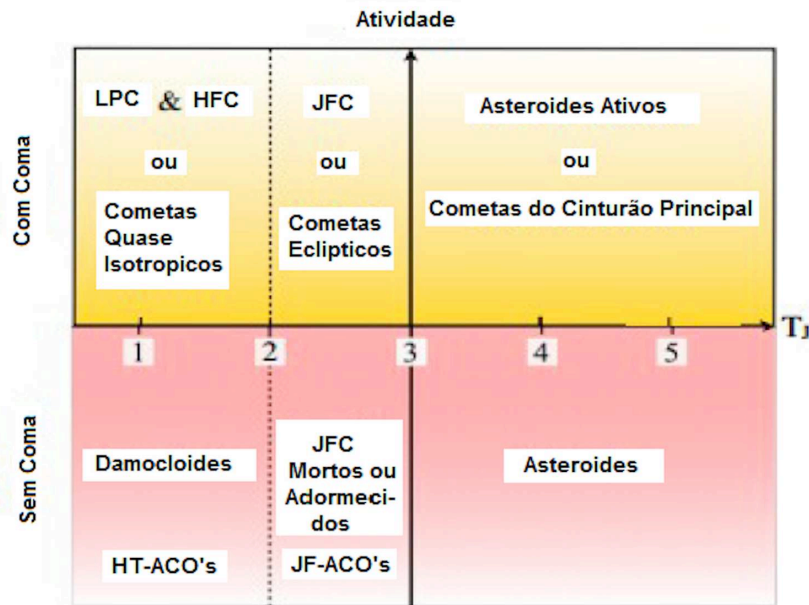


Figura 2.28: Classificação empírica de asteroides e cometas, pelo parâmetro de Tisserand (eixo Y) e pela morfologia (eixo X). Onde LPC vem das siglas em inglês Long Period Comets, HFC de Halley Family Comets, JFC de Jupiter Family Comets, HT-ACO's de Halley Type-Asteroids Cometary Orbits, JF-ACO's de Jupiter Family-Asteroids Cometary Orbits (Jewitt, 2012).

### 2.3.1 Asteroides em Orbitas Cometárias

Os ACOs se podem dividir como asteroides em órbita cometária tipo cometas da família de Júpiter (JF-ACO) ou asteroides em órbita cometária tipo cometas Halley (HT-ACO ou Damocloides (Asher et al., 1994; Jewitt, 2005)). Tem sido consideradas duas hipóteses para entender o comportamento destes objetos, uma delas é que são objetos que escaparam do cinturão principal e que evoluíram até órbitas semelhantes às dos cometas (Bottke et al., 2002; Tancredi, 2014). Outra das hipóteses é que estes objetos são a etapa final evolutiva dos cometas da família de Júpiter e dos cometas tipo Halley respectivamente, onde os cometas desenvolveram uma aparência asteroidal provavelmente devida à perda de voláteis, se convertendo em cometas mortos ou extintos (Licandro et al., 2008), ou pelo crescimento de uma crosta de material refratário que impede que a onda térmica penetre na superfície do objeto conseguindo sublimar o material volátil subsuperficial, se convertendo desta forma em cometas adormecidos (Licandro et al., 2008).

Para determinar se os ACOs são cometas extintos/adormecidos ou simplesmente asteroides que escaparam do cinturão principal é necessário estudar as propriedades superficiais destes objetos para ver se existe algum elo entre estes e os cometas. Fernández et al. (2005) estuda os albedos geométricos na banda R de 32 ACOs, dos quais 10 são NEAs, e os compara com 56 NEAs em órbitas de asteroides (Fig. 2.29); encontrando que o 64% dos ACOs estudados tem albedos na banda R similares aos cometas ( $p_R = 0.075$ ), o que faria a estes objetos candidatos a cometas extintos ou adormecidos. Fernández et al. (2005) também observa que quase todos os objetos em estudo com parâmetro de Tisserand  $T_J < 2.6$  tem albedos como cometas, com um máximo espalhamento dos albedo próximo a  $T_J = 3$ , e que para os objetos com  $T_J > 3$  só o 10% da amostra tem albedo como a dos cometas.

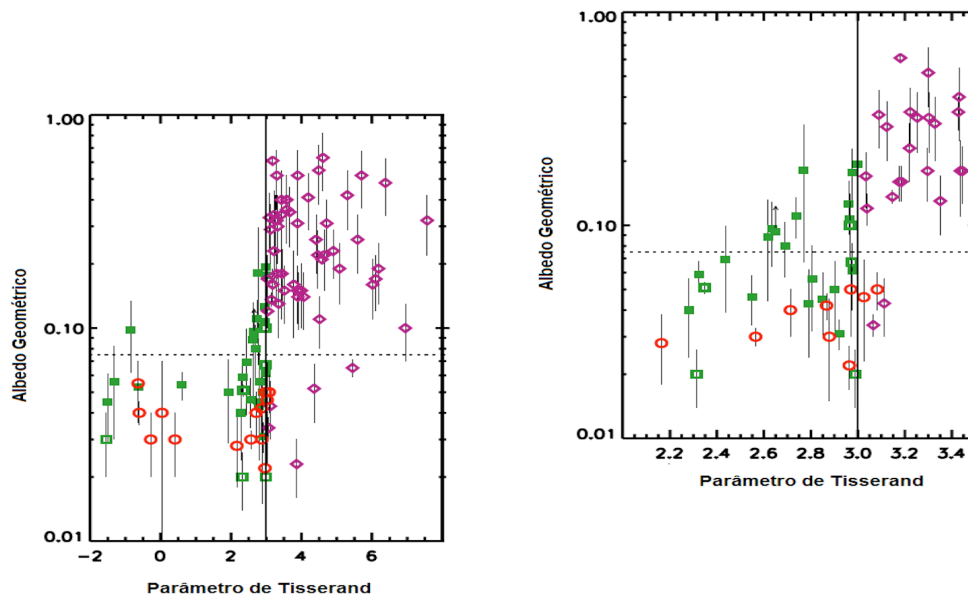


Figura 2.29: Albedo geométrico versus o parâmetro de Tisserand  $T_J$  para 32 ACOs com  $T_J < 3$ , onde os quadros verdes cheios são de [Fernández et al. \(2005\)](#) e os abertos são tomados por este na literatura. A linha vertical marca o limite dinâmico  $T_J = 3$ . Os diamantes roxos representa 57 objetos com albedos altos com parâmetros de Tisserand  $T_J > 3$ , onde 56 destes são NEAs, enquanto os núcleos cometários são mostrados em círculos vermelhos. O painel da direita mostra uma ampliação nas proximidades de  $T_J = 3$  ([Fernández et al., 2005](#)).

[Licandro et al. \(2016\)](#) encontra resultados similares ao ajustar um modelo térmico aos dados observacionais de WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer), usando o critério de [Tancredi \(2014\)](#), onde não usa só o parâmetro de Tisserand na seleção dos ACOs, mas também a mínima distância de interseção com os planetas gigantes (MOID- Minimum Orbital Intersection Distance), a distância afélica e periélica e sem levar em consideração os objetos em ressonâncias de movimentos médios, identificando assim 331 ACOs dos quais 202 seriam da família de Júpiter (JF-ACOs), 72 são centauros e 62 são ACOS damocloides (HT-ACOs) encontrando que os albedos médios na banda V tanto para os JF-ACOs quanto para os damocloides é de  $p_v \approx 0.05$  (Fig. 2.30).

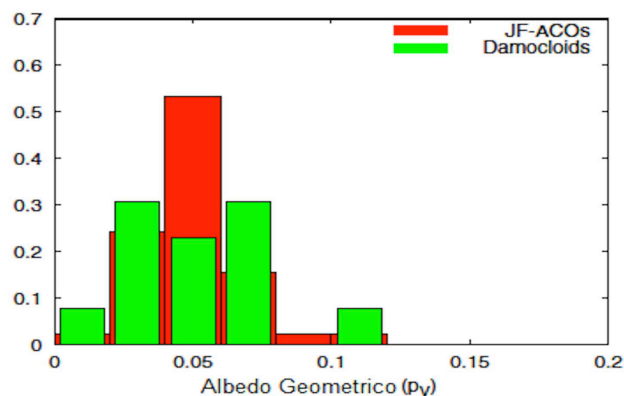


Figura 2.30: Histograma dos albedos geométrico de JF-ACOs e damocloides ([Licandro et al., 2016](#)).

Além do albedo, os parâmetros espectrais dos ACOs poderiam nos dar informação relevante sobre estes objetos. [Licandro et al. \(2008\)](#) analisa os espectros de uma amostra de 41 ACOs para entender a relação entre estes e os cometas da família de Júpiter e as populações do cinturão principal mais externos como são os asteroides tipo Hilda, Cybeles e Troianos (Fig. 2.31). Dos 41 objetos em estudo 17 são NEAs dos quais 6 apresentam bandas, sendo classificados como asteroides tipo S e V, enquanto os outros 11 NEAs não mostram bandas, classificando-os como tipo B e D. Dos não NEAs um objeto tem banda e é classificado como tipo S enquanto os outros 23 não apresentam banda alguma, sendo também classificados como B e D. A presença de bandas nos espectros de asteroides e os tipos espectrais S e V são típico dos objetos do cinturão principal interno, desta forma a abundância de objetos com bandas nos NEAs indicaria que os ACOs se encontram compostos por objetos do cinturão principal interno, enquanto os espectros sem bandas que mostram os ACOs com tipo espectral B e D dos objetos que não são NEAs indicaria que estes viriam do cinturão principal mais externo ou de núcleos cometários não ativados. [Licandro et al. \(2008\)](#) também encontra que existe uma anticorrelação entre a inclinação espectral e o parâmetro de Tisserand, observado que os ACOs mais avermelhados tem parâmetros de Tisserand menores. Também encontra que todos os ACOs observados com  $T_J < 2.9$  não apresentam bandas nos seus espectros o que indicaria que estes objetos viriam de regiões externas ao cinturão principal e que o mecanismo que leva os asteroides do cinturão interno a órbitas cometárias é só eficiente produzindo órbitas próximas a  $T_J = 3$ .

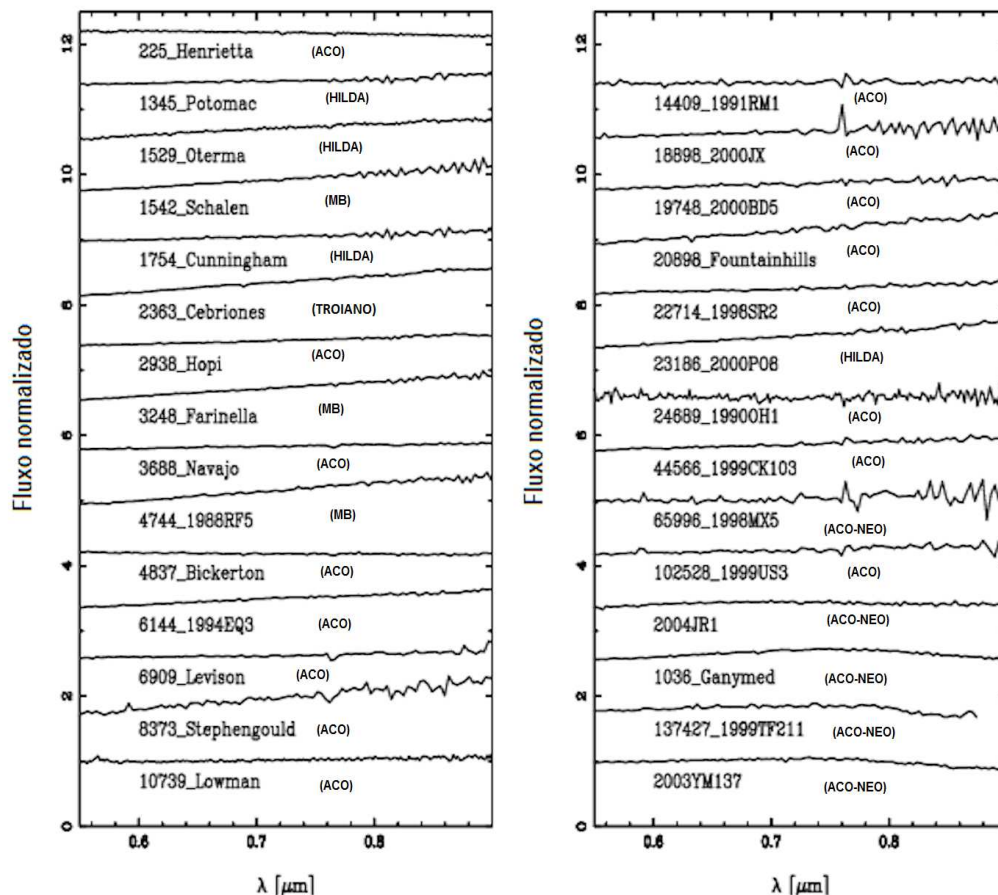


Figura 2.31: Espectro de refletância no visual de ACOs, Hildas e Troianos, normalizada a  $0.6 \mu\text{m}$  ([Licandro et al., 2008](#)).

Ainda falta muito por conhecer dos ACOs, mas como temos visto na população de ACOs não NEAs é muito pouco provável que a origem destes objetos seja do cinturão principal interior, enquanto que para os NEA parece indicar que estes estão compostos por uma fração significativa de asteroides dispersados dinamicamente desta região. As analogias entre os ACOs e os objetos do cinturão principal externo assim como com os núcleos cometários em termos de albedo e presenças de banda é muito grande, no entanto, ao comparar os espectros não tem sido possível achar características discriminatórias entre a origem asteroidal ou cometária (Licandro et al., 2008).

### 2.3.2 Asteroides Ativos

Os asteroides ativos (AA) são um grupo de pequenos corpos do sistema solar que inclui os chamados cometas do cinturão principal, ou Main Belt Comets (MBC) (Hsieh & Jewitt, 2006), os quais apresentam evidência de ejeção de poeira através das suas imagens onde se mostra uma coma. A ejeção de partículas de poeira que se encontra sobre a superfície do asteroide pode se dever a presença de material volátil, a uma colisão, a uma rápida rotação dos asteroides, efeitos eletrostáticos, efeitos térmicos e a pressão de radiação solar (Jewitt, 2012; Jewitt et al., 2015c).

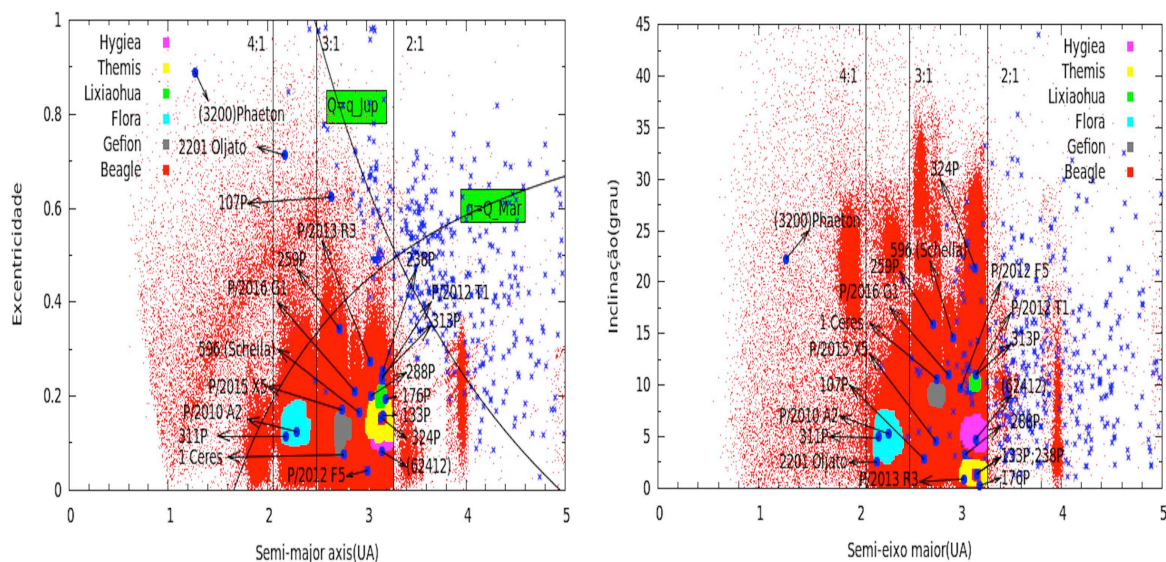


Figura 2.32: Distribuição de AA (círculos azuis) asteroides (círculos vermelhos) e cometas (cruzes azuis) a) em excentricidade como função do semieixo maior b) em inclinação como função do semieixo onde se observa algumas famílias de asteroides (quadrados).

Uma das dificuldades de considerar que os AA apresentam material volátil é que estes se encontram a distâncias iguais ou menores que o cinturão principal (Fig. 2.32(a), 2.32(b)), distância que é inferior a linha de gelo<sup>3</sup>. No entanto estes objetos poderiam ter desenvolvido uma crosta de material refractário permitindo assim que o gelo primordial tenha sobrevivido ao aquecimento solar. Desde o ponto de vista dinâmico também existe a possibilidade que objetos do cinturão de Kuiper tenham evoluído dentro do cinturão principal, desta forma poderíamos encontrar na atualidade objetos dentro do cinturão principal com material volátil (Levison et al., 2009).

<sup>3</sup>Linha de gelo: É a distância mínima à protoestrela na qual os voláteis podem condensar em forma de gelo, esta distância evolui no tempo (Zhang & Jin, 2015) e depende do composto. Para o sistema solar atual se tem calculado que a linha de gelo de água se encontra dentro do cinturão principal a uma distancia  $R_{Snow} = 2.7UA$  (Martin & Livio, 2012, 2013).

Na atualidade só existem 20 objetos classificados como AA, cada um com características orbitais (Tabela. 2.1) e físicas (Tabela. 2.2) diferentes, 17 se encontram dentro do cinturão principal e 3 com órbitas cruzadoras da órbita dos planetas interiores (Fig. 2.32(a)). A seguir listamos pelo parâmetro de Tisserand em ordem decrescente os AA conhecidos até o momento, incluindo objetos descobertos após [Jewitt et al. \(2015c\)](#) terem publicado uma lista semelhante.

### (3200) Phaeton, $T_J=4.508$

Este asteroide é um NEA (Fig. 2.32(a)) com tipo espectral B e com uma distância periélica de 0.14 UA, o tempo de vida para ser espalhado por planetas internos é de  $\approx 100$  mega anos ([de León et al., 2010](#)). Neste objeto não tem sido reportado gás, tem-se reportado através de seus espectros presença de minerais hidratados, o qual é um indicativo que não tem origem cometário ([Licandro et al., 2007](#)), já que como sabemos os espectros dos cometas são avermelhados e sem banda. A última aparição deste objeto foi em agosto de 2016 e seu próximo passo pelo periélio será em dezembro de 2017. Tem um período orbital de 1.43 anos.

### 311P/Panstars (P/2013 P5), $T_J=3.662$

Este asteroide é um objeto do cinturão principal interno (Fig. 2.32(a),2.32(b)), possivelmente seja um tipo espectral S ([Jewitt et al., 2015b](#)), encontra-se nas proximidades da família de Flora (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) ([Jewitt et al., 2013a](#)). Durante nove meses no ano 2013 este objeto mostrou atividade com um sistema de 6 caudas que mudavam drasticamente (Fig. 2.34). A morfologia da sua cauda faz pensar que a rápida rotação deste corpo foi o mecanismo causante da ejeção de material([Jewitt et al., 2013a, 2015b](#)). Foi observado por última vez em abril de 2014 e será observável novamente em Julho de 2017, tendo um período orbital de 3.24 anos.

Tabela 2.1: Elementos orbitais e famílias dos asteroides ativos. Período orbital( $P_{Orb}$ ), excentricidade (e), semieixo maior(a), distância periélio(q), inclinação (I) e distância afélica (Q).

Objeto	$P_{Orb}$ (d)	e	a(UA)	q(UA)	I	Q(UA)	Família
(3600) Phaeton	523.485	0.8898	1.2711	0.1400	22.239	2.4023	NEA
311P/Panstars (P/2013 P5)	1182.70	0.1152	2.1886	1.9363	4.9684	2.44	Flora
P/2010 A2 (Linear)	1266.12	0.12456	2.2904	2.0051	5.2542	2.5757	Flora
P/2016 G1	1516.49	0.21	2.883	2.28	10.97	3.15	?
P/2015 X6	1669.98	0.170	2.756	2.29	4.56	3.22	?
(1) Ceres	1681.63	0.075	2.7675	2.557	10.593	2.9773	Gefion
(2201) Oljato	1169.00	0.7127	2.1717	0.6237	2.5236	3.7197	NEA
P/2012 F5 (Gibbs)	1902.42	0.0414	3.0047	2.8802	9.7378	3.1291	Gibbs
259P/Garradd	1643.70	0.3421	2.7257	1.7930	15.90	3.6584	?
(596) Scheila	1828.75	0.16485	2.92665	2.44	14.66	3.41	Único
288P/(300163) 2006VW139	1943.26	0.2011	3.0475	2.4347	3.2406	3.6604	Themis
(62412) 2000 SY178	2043.74	0.082	3.1517	2.8930	4.7376	3.41	Hygiea
P/2013 R3 (Catalina-PanSTARSS)	1929.26	0.2734	3.0329	2.20	0.8959	3.8622	?
133P/(7968) Elst-Pizarro	2050.61	0.1600	3.1616	2.6555	1.38	3.66	Themis
176P/(118401) Linear	2084.94	0.1929	3.1939	2.5776	0.2348	3.8103	Themis
238P/Read (P/2005 U1)	2054.21	0.2527	3.1632	2.36	1.265	3.9628	Themis
P/2012 T1 (PanSTARRS)	2045.89	0.2356	3.1539	2.4108	11.059	3.8971	Lixiahua
313P/Gibbs (P/2014 S4)	2047.53	0.2424	3.1556	2.3906	10.966	3.9206	Lixiahua
324P/La Sagra (P/2010 R2)	1992.49	0.1537	3.0988	2.6224	21.395	3.5752	?
107P/Wilson-Harrington (4015)	1568.505	0.6238	2.6419	0.9937	2.7824	4.29	NEA

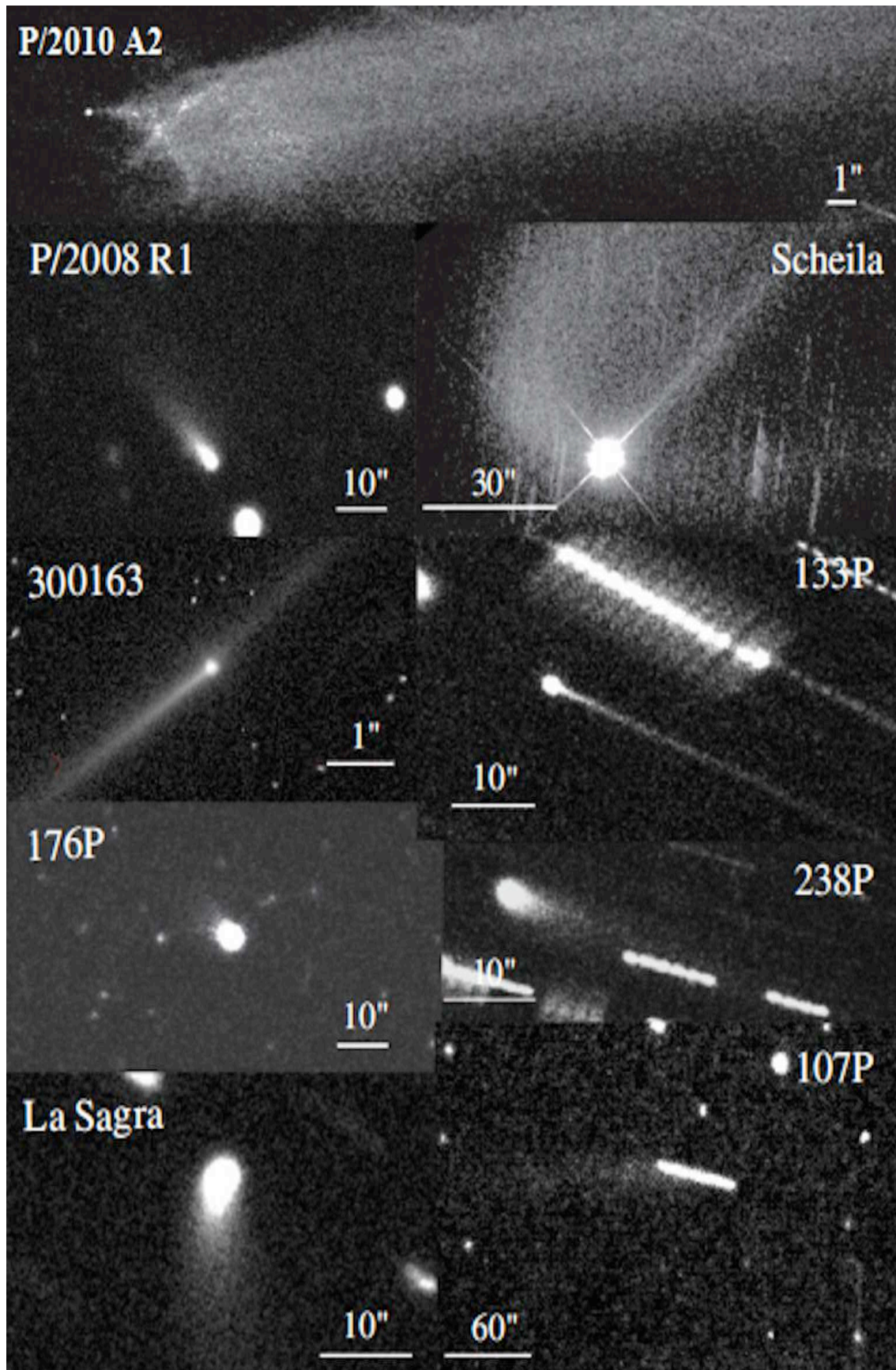


Figura 2.33: Imagens dos asteroides ativos P/2010 A2, P/2008 R1, 596 Scheila, 288P (300163) (2006VW139), 133P, 176P, 238P, 324P/La Sagra (P/2010 R2) e 107P mostrando sua aparência cometária (Jewitt, 2012).

**P/2010 A2 (Linear),  $T_J=3.582$** 

P/2010 A2 também é um objeto do cinturão principal interno próximo a família de Flora (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) com tipo espectral S (Jewitt et al., 2013b), cuja perda de massa pode-se dever a uma fratura do núcleo causada por uma colisão ou por uma rápida rotação (Fig. 2.33)(Jewitt et al., 2013b). Foi descoberto em dezembro de 2009, e observado por ultima vez em outubro de 2012 e será observável novamente em novembro de 2016. Este AA tem um período orbital de 3.47 anos.

**P/2016 G1 (Panstarrs),  $T_J=3.38$** 

É um objeto do cinturão principal intermediário (Fig. 2.32(a), 2.32(b)). Foi descoberto o 1 de abril de 2016. Acredita-se que sua atividade deva-se a um evento de curta duração já que a distribuição de poeira observada sobre ele ajusta com um evento colisional (Fig. 2.34) (Moreno et al., 2016b). Este objeto foi observado por última vez o 9 de agosto de 2016 e tem um período orbital de 4.15 anos.

**P/2015 X6 (Panstarrs),  $T_J=3.32$** 

É um objeto do cinturão principal intermediário (Fig. 2.32(a), 2.32(b)). Foi descoberto no 7 de Dezembro de 2015 e foi observado ativo até finais de Janeiro de 2016. Acredita-se que a causa da atividade observada nele seja a sublimação ou a instabilidade rotacional já que a morfologia da poeira ejetada é consistente com estes mecanismos (Fig. 2.34) (Moreno et al., 2016a). Este objeto foi observado por última vez em fevereiro de 2016 e tem um período orbital de 4.57 anos.

**(1) Ceres,  $T_J=3.309$** 

Ceres é um planeta anão situado no cinturão principal intermediário, é considerado um intruso da família de Gefion (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) já que é um tipo espectral C enquanto esta família caracteriza-se por ser tipo S (Rivkin et al., 2014). É o único entre os AA conhecidos na qual tem-se detectado espectroscopicamente sublimação de água. A'Hearn & Feldman (1992) é o primeiro em sugerir a presença de vapor de água em Ceres devido à detecção de fotodissociação de água em hidroxilo (OH), isto tem sido estudado posteriormente por Rousselot et al. (2011) não detectando presença de OH. Finalmente é Küppers et al. (2014) quem detecta o vapor de água em seu espectro, propondo que esta pode se dever a sublimação tipo cometa ou que poderia ser causada por criovulcanismo. Ceres foi observado por última vez em setembro de 2013 e tem um período orbital de 4.61 anos.

**(2201) Oljato,  $T_J=3.299$** 

Em 1980 a sonda espacial "Pioneer" observa modificações do campo magnético nas cercanias de Vênus. Russell et al. (1984) sugere que estas modificações pode-se dever às desacelerações do vento solar, causadas num 25 % pela perda de massa carregada por gás ionizado por algum mecanismo desconhecido de Oljato, o qual esta dentro da órbita de Vênus quando encontra-se perto do periélio. Chamberlin et al. (1996) estuda o espectro de Oljato não encontrando emissões de CN no espectro deste asteroide. Oljato foi visível em maio de 2015 e tem um período orbital de 3.21 anos.



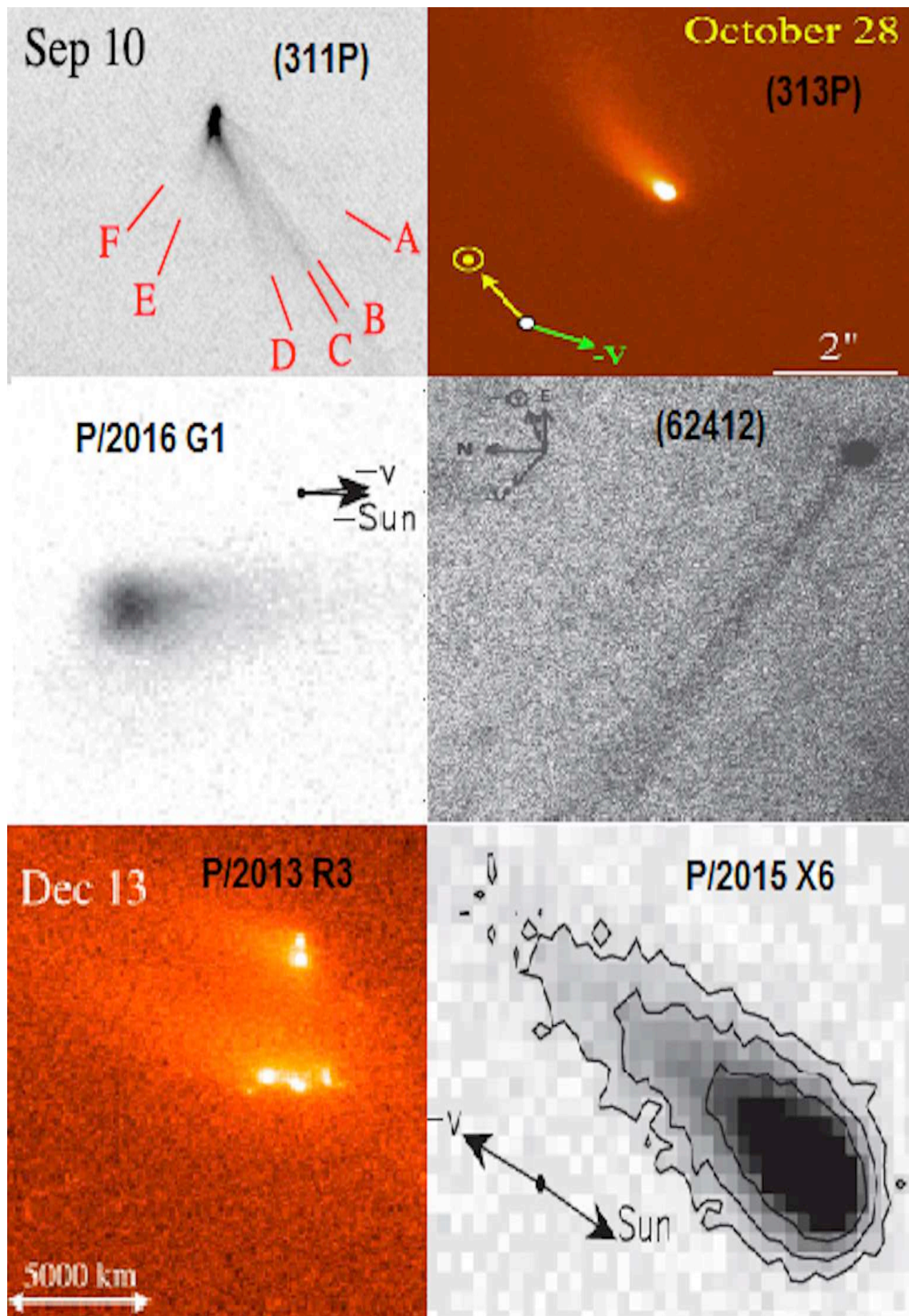


Figura 2.34: Imagens dos asteroides ativos 311P (Jewitt et al., 2015b), 313P (Jewitt et al., 2015a), P/2016 G1 (Moreno et al., 2016b), (62412)(2000 SY178) (Sheppard & Trujillo, 2015), P/2013 R3 (Jewitt et al., 2014a), P/2015 X6 (Moreno et al., 2016a), mostrando sua aparência cometária.

**P/2012 F5 (Gibbs),  $T_J=3.228$** 

Este objeto se encontra no cinturão principal exterior, se lhe associa uma nova família chamada família de Gibbs com classe taxonômica Q (Novaković et al., 2014), na qual foi observado ativo em setembro de 2012. De acordo com Moreno et al. (2012) e Stevenson et al. (2012) a morfologia da poeira ejetada é consistente com uma colisão. Gibbs foi observado por ultima vez em dezembro de 2015 e tem um período orbital de 5.21 anos.

**259P/Garradd (P/2008 R1),  $T_J=3.216$** 

Este objeto encontra-se no cinturão principal intermediário, perto da ressonância de movimento médio 8:3 com Júpiter e também é afetado pela ressonância secular  $\nu_6$  (Fig. 2.32(a), 2.32(b)). O tempo de vida dinâmico em sua orbita é curto entre 20 e 30 mega anos (Jewitt et al., 2009b). Seu alto parâmetro de Tisserand, o mais alto dos cometas, indica que a fonte deste objeto seja o cinturão principal externo. Este objeto foi ativo no ano 2008. Jewitt et al. (2009b) acredita que a causa da sua atividade seja a sublimação desencadeada pelo decrescimento na distância periélica (Fig. 2.33). Este objeto foi observado por última vez em abril de 2012 e tem um período orbital de 4.50 anos.

Tabela 2.2: Propriedades físicas e espectrais dos asteroides ativos, como o período de rotação ( $P_{Rot}$ ), o raio (R), a massa do asteroide (M) e a densidade do núcleo do asteroide( $\rho$ ) e o tipo espectral.

Objeto	$P_{Rot}$ (h)	R(Km)	M(Kg)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	Tipo
(3600) Phaeton	3.6032 <sup>(1)</sup>	2.5 <sup>(2)</sup>	1.63x10 <sup>14</sup>	2500 <sup>(2)</sup>	B
311P/Panstars (P/2013 P5)	3.0 <sup>(a)</sup>	0.20 <sup>(3)(4)</sup>	1.10x10 <sup>11</sup>	3300 <sup>(3)(4)</sup>	S
P/2010 A2 (Linear)	3.0 <sup>(a)</sup>	0.078 <sup>(5)</sup>	5.96x10 <sup>9</sup>	3000 <sup>(5)</sup>	S
P/2016 G1 (PanSTARRS)	?	>0.49 <sup>†</sup>	1.48x10 <sup>12</sup>	3000 <sup>†</sup>	?
P/2015 X6 (PanSTARRS)	?	> 0.05 <sup>‡</sup>	1.57x10 <sup>9</sup>	3000 <sup>‡</sup>	?
(1) Ceres	9.075 <sup>(6)</sup>	476.2 <sup>(6)</sup>	9.39x10 <sup>20</sup>	2077 <sup>(6)</sup>	C
(2201) Oljato	26 <sup>(*)</sup>	1.80 <sup>(*)</sup>	?	?	?
P/2012 F5 (Gibbs)	3.0 <sup>(a)</sup>	<2.1 <sup>(7)</sup>	4.339x10 <sup>13</sup>	1000 <sup>(7)</sup>	Q
259P/Garradd	5.0 <sup>(a)</sup>	0.30 <sup>(8)</sup>	1.47x10 <sup>11</sup>	1300 <sup>(8)</sup>	?
(596) Scheila	15.877 <sup>(a)</sup>	56.67 <sup>(9)</sup>	1.14x10 <sup>18</sup>	1500 <sup>(9)</sup>	D
288P/(300163) 2006VW139	5.0 <sup>(a)</sup>	1.8 <sup>(10)</sup>	2.44x10 <sup>13</sup>	1000 <sup>(10)</sup>	C
(62412) 2000 SY178	3.33 <sup>(11)</sup>	5.187 <sup>(11)</sup>	8.77x10 <sup>14</sup>	1500 <sup>(11)</sup>	C
P/2013 R3 (Catalina-PanSTARSS)	0.8 <sup>(12)</sup> 1.9 <sup>(12)</sup>	0.2 <sup>(12)</sup> 0.5 <sup>(12)</sup>	3.35x10 <sup>10</sup> 5.23x10 <sup>11</sup>	1000 <sup>(12)</sup>	?
133P/(7968) Elst-Pizarro	3.471 <sup>(13)</sup>	1.9 <sup>(14)</sup>	3.73x10 <sup>13</sup>	1300 <sup>(14)</sup>	B
176P/(118401) Linear	22.23 <sup>(15)</sup>	2.0 <sup>(14)</sup>	4.75x10 <sup>13</sup>	1300 <sup>(15)</sup>	C
238P/Read (P/2005 U1)	5.0 <sup>(a)</sup>	0.4 <sup>(16)</sup>	4.02x10 <sup>11</sup>	1500 <sup>(9)</sup>	C
P/2012 T1 (PanSTARRS)	?	<1.3 <sup>(17)</sup>	?	?	?
313P/Gibbs (P/2014 S4)	5.0 <sup>(18)</sup>	0.5 <sup>(18)</sup>	5.24x10 <sup>11</sup>	1000 <sup>(18)</sup>	?
324P/La Sagra (P/2010 R2)	5.0 <sup>(a)</sup>	0.55 <sup>(19)</sup>	9.75x10 <sup>11</sup>	1400 <sup>(19)</sup>	?
107P/Wilson-Harrington (4015)	7.15 <sup>(20)</sup>	1.73 <sup>(21)</sup>	4.33x10 <sup>13</sup>	2000 <sup>(20)</sup>	C, D, P
<sup>(1)</sup> Ansdell et al. (2014), <sup>(2)</sup> Jewitt & Li (2010), <sup>(3)</sup> Jewitt et al. (2013a), <sup>(4)</sup> Jewitt et al. (2015b),					
<sup>(5)</sup> Jewitt et al. (2013b), <sup>(6)</sup> Thomas et al. (2005), <sup>(7)</sup> Stevenson et al. (2012),					
<sup>(8)</sup> MacLennan & Hsieh (2012), <sup>(9)</sup> Moreno et al. (2011b), <sup>(10)</sup> Licandro et al. (2013),					
<sup>(11)</sup> Sheppard & Trujillo (2015), <sup>(12)</sup> Hirabayashi et al. (2014), <sup>(13)</sup> Hsieh et al. (2004)					
<sup>(14)</sup> Hsieh et al. (2009a), <sup>(15)</sup> Hsieh et al. (2011a), <sup>(16)</sup> Hsieh et al. (2011b), <sup>(17)</sup> O'Rourke et al. (2013)					
<sup>(18)</sup> Jewitt et al. (2015a), <sup>(19)</sup> Hsieh (2014), <sup>(20)</sup> Urakawa et al. (2011), <sup>(21)</sup> (Licandro et al., 2009)					
<sup>(a)</sup> Valor Assumido, <sup>(*)</sup> <a href="http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/LightcurveDat.html">http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/LightcurveDat.html</a>					
<sup>†</sup> Moreno et al. (2016b), <sup>‡</sup> Moreno et al. (2016a)					

**(596) Scheila,  $T_J=3.208$** 

Scheila encontra-se no cinturão principal externo, acredita-se que este objeto não faz parte de uma família de asteroides (Fig. 2.32(a), 2.32(b))(Hsieh et al., 2012a). Tem um espectro sem bandas de absorção e é classificado como um asteroide tipo D (Yang & Hsieh, 2011; Hsieh et al., 2012a). Este objeto desenvolveu uma coma a finais de 2010 a qual foi observada durante um mês. De acordo com Moreno et al. (2011b) a coma em Scheila era de poeira espalhada desde o núcleo, onde a morfologia das partículas de poeira são consistentes com um modelo de colisão como mecanismo de ejeção das partículas (Fig. 2.33). Este objeto tem um período orbital de 5.01 anos e se encontrará no periélio em maio de 2017.

**288P/(300163) 2006VW139,  $T_J=3.203$** 

Este objeto encontra-se no cinturão principal externo e provavelmente seja membro da família de Themis (Fig. 2.32(a), 2.32(b))(Hsieh et al., 2012b; Novaković et al., 2012). Tem sido ativo no 2011 e tem classe espectral C (Licandro et al., 2013). Acredita-se que o mecanismo causante da atividade seja a sublimação já que durante um mês o brilho permaneceu constante nas proximidades do núcleo e posteriormente teve uma queda rápida no brilho (Fig. 2.33), no entanto, não tem sido detectado CN no seu espectro (Licandro et al., 2013).

**(62412) 2000 SY178,  $T_J=3.197$** 

Este asteroide pertence ao cinturão principal externo e apresentou atividade em março de 2014. Provavelmente é um asteroide tipo C, pertence a família de Hygiea (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) com uma composição muito parecida com os membros da família de Themis, família que caracteriza-se por ter distintos asteroides ativos como 133P, no entanto a inclinação de 62411 é muito alta para fazer parte desta família (Sheppard & Trujillo, 2015). A atividade neste asteroide está provavelmente relacionada com a rápida rotação observada nele (Fig. 2.34)(Sheppard & Trujillo, 2015). Tem um período orbital de 5.60 anos e se encontrara em seu periélio em outubro de 2018.

**P/2013 R3 (Catalina-PanSTARRS),  $T_J=3.185$** 

P/2013 R3 é um asteroide ativo que foi observado se desintegrando. Foram observados 10 fragmentos desde outubro a dezembro de 2014, onde os mais famosos são P/2013 R3-A e P/2013 R3-B (Jewitt et al., 2014a). A rápida rotação do núcleo é a possível causa da quebra deste objeto (Fig. 2.34), isto é respaldado com o fato que os fragmentos tem uma velocidade próxima a velocidade de escape do asteroide (Jewitt et al., 2014a; Hirabayashi et al., 2014). A cor de seus espectros é compatível com os dos asteroides tipo C (Hirabayashi et al., 2014). P/2013 R3 teve sua passagem pelo periélio em agosto de 2013 e seu período orbital foi calculado a ser de 5.28 anos.

**133P/(7968)Elst-Pizarro,  $T_J=3.184$** 

Este asteroide encontra-se no cinturão principal externo (Fig. 2.32(a), 2.32(b)). Foi o primeiro em ser observado ativo no ano 1996 posteriormente foi ativo novamente nos anos 2002, 2007 e 2013. Apresenta uma delgada cauda, indicando que as partículas são ejectadas desde o núcleo muito lentamente (Fig. 2.33). A distribuição de velocidades das partículas ejectadas é consistente com a sublimação como mecanismo de ejeção além das repetidas atividades que este objeto mostra. Tem um espectro similar aos asteroides tipo

B parecido com alguns membros da família de Themis, não mostrando emissão de CN em seus espectros (Licandro et al., 2011b), com um albedo  $p_R \approx p_V \approx 0.05$  (Hsieh et al., 2009a). Este AA tem um período orbital de 5.62 anos e terá passagem pelo periélio em setembro de 2018.

### 176P/ (118401) Linear, $T_J=3.167$

Este asteroide encontra-se no cinturão principal externo (Fig. 2.32(a), 2.32(b)), foi ativo em 2005 (Fig. 2.33). Tem um espectro muito parecido com os membros da família de Themis e os asteroide tipo C, com um albedo  $p_R=0.06$  (Hsieh et al., 2009a). Este objeto tem um período orbital de 5.71 anos e tem seu próximo passo pelo periélio em março de 2017.

### 238P/Read (P/2005 U1), $T_J=3.152$

Este asteroide encontra-se no cinturão principal externo, foi ativo em 2005 e 2010 sendo o segundo AA conhecido (Fig. 2.33). Ao igual que 133P, 176P e 288P pertence a família de Themis (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) com uma taxonomia tipo C (Haghighipour, 2009). O seu período orbital é de 5.63 anos e seu próximo passo pelo periélio será em outubro de 2016.

### P/2012 T1 (Panstarrs), $T_J=3.134$

Este AA encontra-se no cinturão externo (Fig. 2.32(a), 2.32(b)), foi ativo em outubro de 2012. No seu espectro não foi encontrado linhas de emissão de água (O'Rourke et al., 2013) nem presença de minerais hidratados (Hsieh et al., 2013). Dinamicamente encontra-se relacionado com a família de Lixiaohua (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) (Hsieh et al., 2013). Tem um período orbital de 5.60 anos e seu último passo pelo periélio foi em setembro de 2012.

Tabela 2.3: Mecanismos que poderiam causar à atividade nos asteroides ativos. (✓) indica que existe evidência para este processo, (x) existe evidência inconsistente com este processo, (?) evidência insuficiente ou misturada (Modificada de Jewitt et al. (2015c)).

Objeto	Sublimação	Colisão	Eletrostática	Rotação	Térmicos
3600 Phaeton	x	?	?	?	✓
311P/Panstars (P/2013 P5)	x	x	x	✓	x
P/2010 A2 (Linear)	x	✓	x	✓	x
P/2016 G1 (PanSTARSS)	x	✓	?	?	?
P/2015 X6 (PanSTARSS)	✓	x	?	✓	?
1Ceres	✓	x	x	x	x
2201 Oljato	?	?	?	?	x
P/2012 F5 (Gibbs)	✓	x	x	✓	x
259P/Garradd (P/2008 R1)	?	?	?	?	x
596/Scheila	x	✓	x	x	x
288P/(300163) 2006VW139	✓	?	?	?	x
(62412) 2000 SY178	?	✓	?	✓	x
P/2013 R3 (Catalina-PanSTARSS)	?	x	x	✓	x
133P/(7968) Elst-Pizarro	✓	x	?	✓	x
176P/(118401) Linear	✓	?	?	x	x
238P/Read (P/2005 U1)	✓	x	x	?	x
P/2012 T1 (PanSTARRS)	✓	x	x	?	x
313P/Gibbs (P/2014 S4)	✓	x	x	?	x
324P/La Sagra (P/2010 R2)	✓	x	x	?	x
107P/Wilson-Harrington (4015)	?	?	?	x	x

**313P/Gibbs (P/2014 S4),  $T_J=3.132$** 

Este AA encontra-se no cinturão principal externo, foi observado ativo no ano 2003. Na sua passagem seguinte pelo periélio no ano 2009 não foi observado atividade, mas no 2014 foi ativado novamente. Este objeto é o terceiro depois de 133P e 238P em ter atividade em mais de uma passagem pelo periélio, fato pelo qual se acredita que o mecanismo causante da atividade seja a sublimação (Fig. 2.34). Este AA é o segundo em ser associado a família de Lixiaohua (Fig. 2.32(a), 2.32(b)) (Hsieh et al., 2015). Este AA tem um período orbital de 5.61 anos e sua última passagem pelo periélio foi em agosto de 2014.

**324P/La Sagra (P/2010 R2),  $T_J=3.098$** 

Este objeto encontra-se no cinturão principal externo (Fig. 2.32(a), 2.32(b)), foi observado ativo em setembro de 2011 e em março de 2015 (Hsieh & Sheppard, 2015). 324P é o quarto objeto em mostrar atividade repetidas vezes o qual faz supor que o mecanismo causante da sua atividade seja a sublimação (Fig. 2.33), no entanto não tem sido encontrado bandas de emissão de CN em seus espectros (Hsieh et al., 2012c; Hsieh, 2014). Este AA tem um período orbital de 5.45 anos e sua última passagem pelo periélio foi em novembro de 2015.

**107P/Wilson-Harrington (4015),  $T_J=3.083$** 

Este AA faz parte do grupo dos NEA (Fig. 2.32(a), 2.32(b)), tem sido observado ativo em novembro de 1949 em placas fotográficas, mostrando uma cor B-R=-1, o qual é muito azul para ser causada pelo espalhamento da luz por poeira, além de uma direção angular da cauda de apenas 15 graus, sendo inconsistente com a direção esperada para uma cauda de poeira gerada pela pressão de radiação (Fig. 2.33)(Fernández et al., 1997). Este objeto tem sido observado em diferentes oportunidades sem encontrar atividade novamente (Cunningham, 1950), não apresentando linhas de CN em seus espectros (Chamberlin et al., 1996; Ishiguro et al., 2011) com albedo baixo compatível com aqueles dos asteroides tipo C, D e P (Licandro et al., 2009). O AA 107P tem uma periodicidade de 4.29 anos e sua última passagem pelo periélio foi em fevereiro de 2014.

Em cada um dos AA apresentados os mecanismos que poderiam estar causando a ejeção de poeira são diferentes (Tabela. 2.3). A sublimação é considerada ao ser observado em seus espectros linhas de emissão de gases como OH e CN, no entanto quando a sublimação é muito fraca é possível que estas linhas não sejam distinguíveis em seus espectros, como vimos só em (1) Ceres foram detectadas linhas de emissão de OH. No entanto, existem outras características nas observações que poderiam nos indicar que o mecanismo causante da ejeção seja a sublimação, uma destas é se temos observado atividade em mais de duas passagens pelo periélio ou se o brilho do objeto é constante no tempo com quedas abruptas.

Outro mecanismo que pode causar a ejeção de poeira é a colisão, embora uma colisão é pouco provável é possível que seja a causa da ejeção de poeira em AAs como P/2010 A2 Linear, 596/Scheila e 62412. Esta causa é considerada quando a atividade não é repetida em mais de duas passagens pelo periélio e quando se observa que a atividade tem um longo período de tempo com um desvanecimento lento.

Outro fator importante à hora de considerar a atividade nos AA é a rotação do corpo. Este efeito pode causar ejeção de partículas e é considerada para corpos com um alto período de rotação. Este efeito é causado quando a aceleração gravitacional é igual a aceleração

centrípeta do corpo, alcançando assim um período crítico (Eq. 2.2), onde o corpo poderia perder material.

$$P_c = \left( \frac{3\pi}{G\rho} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Além destes mecanismos existem outros como o eletrostático, o qual é causado por uma iluminação desigual na superfície de um corpo com baixa gravidade, desta forma a poeira que se encontra na parte iluminada é ionizada e dispersada por repulsão para a parte escura do corpo a qual termina polarizando a superfície, este fenômeno é observado na superfície lunar. Outro fenômeno que tem sido observado e que possivelmente seja a causa da atividade de 3600 Phaeton é o térmico, este mecanismo produz a atividade quando tem-se um gradiente de temperatura muito alto o que permite atingir o limite elástico do material superficial. Este mecanismo deveria ser observado em superfícies compostas de materiais hidratados, já que estas moléculas se romperiam facilmente ao aumentar sua temperatura para posteriormente ser arrastadas pela pressão de radiação solar (Jewitt & Li, 2010). Por último e não menos importante esta a pressão de radiação solar a qual sempre vai estar presente nos corpos que se encontram nas proximidades do sol e que age sobre as partículas pequenas de poeira com tamanhos inferiores a  $a_\beta$  (Eq. 2.3), onde  $r$  é o raio do asteroide e  $R$  é a distância do asteroide ao sol.

$$a_\beta = 10 \left( \frac{1Km}{r} \right) \left( \frac{1UA}{R} \right)^2 \quad (2.3)$$

Todos estes mecanismos que temos apresentados são importantes na hora de estudar a atividade nos asteroides ativos (AA), cada um destes podem atuar em conjunto com outros mecanismo além da pressão de radiação que sempre vai estar presente.

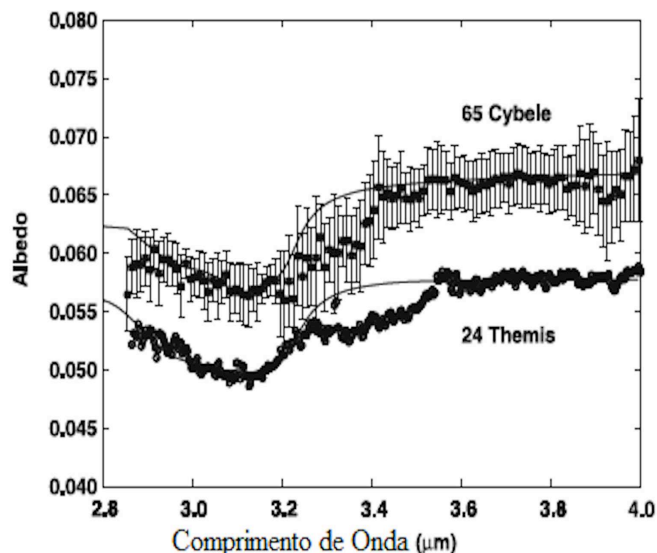


Figura 2.35: Espectro de Themis e de Cybels onde se mostra a banda de absorção em  $3.1 \mu\text{m}$  do gelo água (Licandro et al., 2011a).

Ainda falta muito por conhecer destes objetos e seus mecanismos causantes da atividade, ainda quando se acredita que na maioria destes a sublimação é o processo

que causa a atividade do corpo (Tabela. 2.3), só em (1) Ceres tem-se confirmado a existência de sublimação através das linhas de emissão de gás em seus espectros, nos outros asteroides é assumido já que a atividade se repete em mais de duas passagens pelo periélio e por comparações com modelos de poeira onde o mecanismo causante da ejeção é a sublimação. De maneira similar nos objetos que se tem considerado que o mecanismo causante da atividade é a colisão tem sido pela comparação dos modelos de poeira com as observações, além disto existem ainda objetos onde não se tem uma ideia clara do mecanismo que poderia ter causado a atividade como é o caso de 2201 Oljato. Desta forma existem uma grande quantidade de incógnitas que temos sobre este conjunto de objeto que faz interessante o estudo espectroscópico e dinâmico destes.

Na atualidade tem-se encontrado presença de gelo de água em alguns objetos do cinturão principal, o que vem a fortalecer a hipótese da sublimação como mecanismo causante da ejeção de poeira em alguns AA. Um destes objetos é 24 Themis, o qual tem mostrado bandas de absorção de gelo de água (Fig. 2.35)(Campins et al., 2010), este asteroide pertence a família com seu mesmo nome e onde dita família apresenta vários AA (Fig. 2.32(a), 2.32(b)). Já que um membro de uma família colisional apresenta gelo é de se esperar que os outros membros da família também, desta forma é provável que a atividade dos AA 288P, 133P, 176P e 238P, os quais se encontram dentro da família de Themis (Tabela. 2.1)(Fig. 2.32(a), 2.32(b)), se deva à sublimação, aspecto já observado ao detectar atividade em repetidas passagens pelo periélio e através dos modelos de distribuição de poeira (Tabela. 2.3), desta forma é altamente provável que existam mais AA dentro desta família. Além da família de Themis o grupo Cybele também mostra bandas de absorção de gelo(Fig. 2.35) e embora não tenham-se observado asteroides ativos nesta região, é provável que existam na mesma.

# Capítulo 3

## Modelagem de Objetos com Coma Tênu

### 3.1 Visão Geral

No capítulo anterior estudamos os distintos elos existentes entre os asteroides e os cometas, as relações dinâmicas entre o disco espalhado, os centauros, os cometas da família de Júpiter e possivelmente os troianos. Também vimos as relações existentes entre os cometas da família de Júpiter, os asteroides do cinturão principal e os NEAs. Os asteroides e os cometas foram definidos através de características dinâmicas como o parâmetro de Tisserand e através de aspectos físicos como a presença ou não de uma coma. No entanto, vimos que na atualidade tem sido observado objetos que não cumprem com estas definições como são os objetos em orbita de cometas, mas que não apresentam coma (ACOs) e por outro lado estão os que apresentam coma mesmo tendo parâmetros orbitais típicos de asteroides (AA).

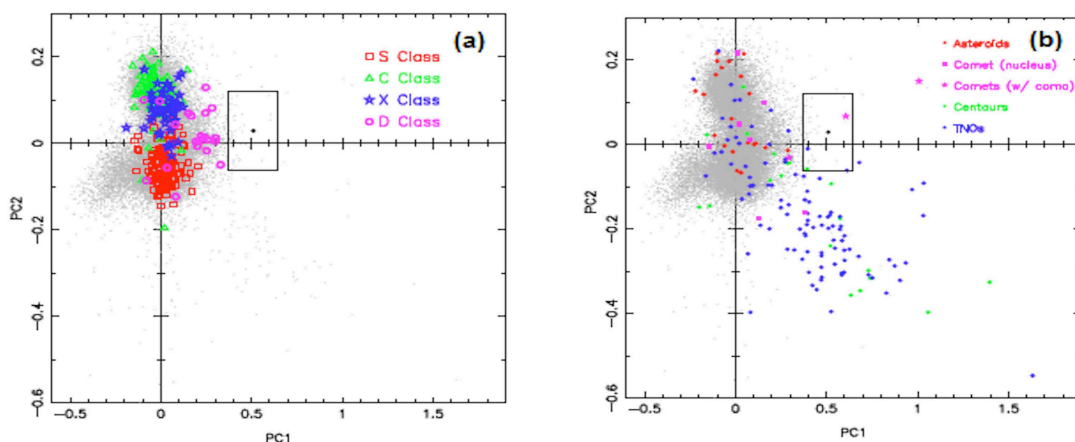


Figura 3.1: Componentes principais para o espectro de (5201) Ferraz-Mello representado através do ponto preto onde a incerteza propagada é delimitado por uma caixa preta. a) Mostra-se as distintas classes de asteroides (pontos cinzas), os asteroides da classe S, da classe C, da classe X e da classe D. b) Componentes principais para o espectro dos asteroides na mesma região dinâmica que (5201) Ferraz-Mello, núcleos cometários, núcleos cometários com coma tênue, centauros, TNOs (Carvano et al., 2008).

Como foi visto no capítulo anterior os espectros dos ACOs e em particular dos núcleos de AA em geral são espectros sem bandas que vão desde espectros planos C e B a espectros avermelhados D e P (Tabela. 2.2), diferindo essencialmente pela inclinação espectral do



contínuo. Esta característica é observada na maioria dos asteroides que se encontram na parte externa do cinturão, nos troianos, nos TNO e nos núcleos cometários, no entanto, quando estes objetos apresentam uma coma tênue é possível que a forma do seu espectro seja modificada. As campanhas que visam detectar objetos com coma tênue, como é o caso dos AA, por perfil fotométrico tem se revelado ineficientes. Uma possibilidade de levantar candidatos a AA seria usar surveys fotométricos para procurar possíveis influências da presença de coma nos espectros observados.

Tabela 3.1: Gradiente de reflectividade normalizada para diferentes objetos e grupos de corpos pequenos do sistema solar (Carvano et al., 2008).

Objeto o grupo	Gradiente de reflectividade normalizada (S')
Cometas mortos	$7.2 \pm 6$
Núcleos cometários	$8.3 \pm 8.4$
Asteroides tipo D	$8.8 \pm 1.5$
Troianos	$9.6 \pm 2.7$
Centauros	$17 \pm 15$
TNOs	$22.9 \pm 5.4$
(5201) Ferraz-Mello	$12.6 \pm 3$

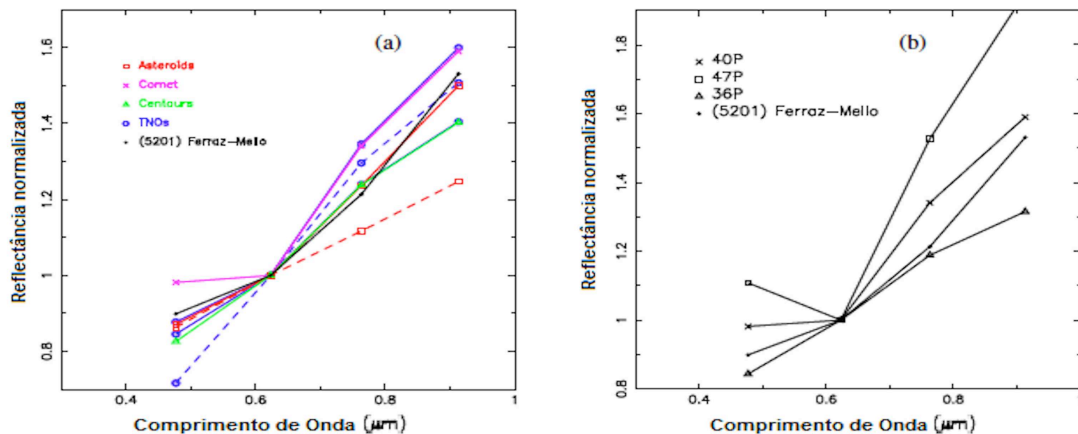


Figura 3.2: Comparação do espectro de reflectância do asteroide (5201) Ferraz-Mello com a) o melhor ajuste de asteroides, cometas, centauros, TNOs (linha sólida) mais o espectro típico dos asteroides tipo D e os TNOs (linhas tracejadas). b) Núcleos cometários que apresentam uma coma fraca durante a observação (Carvano et al., 2008).

Uma evidência de que tais alterações podem ocorrer foi sugerida por Carvano et al. (2008), onde observou o asteroide (5201) Ferraz-Mello nas cores  $g$ ,  $r$ ,  $i$  e  $z$  transformando-as a reflectância e fazendo uma análise em componentes principais do seu espectro<sup>1</sup> com dos asteroides, centauros, TNO e núcleos cometários, observando que o espectro do (5201) Ferraz-Mello é atípico (Figura. 3.1(a), 3.1(b)), com um alto gradiente espectral comparável com os dos TNOs e os centauros (Tabela. 3.1), mas com um incremento na reflectância na banda  $g$  que não é comum nestas populações (Fig. 3.2(a)), mas sim em núcleos cometários com coma tênue (Fig. 3.2(b)). Isto sugere que uma coma fraca de poeira poderia estar gerando este aumento da reflectância na parte azul do espectro.

<sup>1</sup>A análise das componentes principais é um método que nos permite reduzir a dimensionalidade de um conjunto de dados através da rotação de um sistema inicial a um sistema onde as bases sejam os autovetores da matriz de covariância, onde o maior autovalor é o que dá a direção de máxima variância. A primeira componente representa a inclinação do espectro, quanto mais positiva mais avermelhado será, enquanto a segunda componente tem a ver com a presença de bandas no espectro, quanto mais negativa mais profunda a banda (Britt et al., 1992).

Para testar esta hipótese [Carvano & Lorenz-Martins \(2009\)](#) usam um modelo de transferência radiativa assumindo um núcleo esférico e uma coma com simetria esférica composta por partículas esféricas com uma densidade volumétrica que cai com o inverso do quadrado da distância ao centro do asteroide, onde a reflectância causada pelo núcleo é modelada usando a teoria de [Hapke \(1981\)](#), enquanto o espalhamento causado pelas partículas de poeira na coma é modelado usando o método de Monte-Carlo. Através deste modelo [Cavano & Lorenz-Martins \(2009\)](#) conseguem explicar o incremento na reflectância na parte azul do espectro (Fig. 3.3).

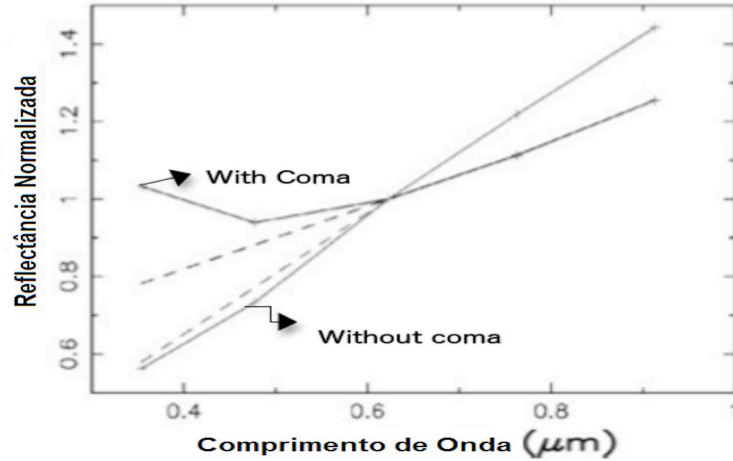


Figura 3.3: Modelo espectral de (5201) Ferraz-Mello com coma e sem coma, onde as linhas tracejadas são extensões do filtro u da inclinação espectral entre os filtros r e i ([Cavano & Lorenz-Martins, 2009](#)).

Um problema com este modelo é o tipo de distribuição de partículas entorno ao asteroide usado, já que uma distribuição homogênea de partículas com densidade volumétrica que cai com o inverso do quadrado da distância como a usada não necessariamente representa o caso real. Pensando nisto na próxima seção desenvolveremos um modelo que nos permita assumir uma distribuição de poeira mais realística estudando alguns dos mecanismos de ejeção de poeira, para assim poder estudar a influência desta nos espectros modelados.

## 3.2 Modelo

### 3.2.1 Modelando a Distribuição de Poeira no Entorno do Asteroide

Para calcular a evolução orbital da partícula após sua ejeção, consideramos que as partículas não tem massa e estão sujeitas apenas à atração gravitacional do asteroide e do Sol, com o movimento do asteroide descrito pelo formalismo de dois corpos. A única força não-gravitacional considerada é a pressão de radiação solar e colisões entre partículas são desprezadas. Considerando que tanto a força gravitacional devida ao Sol quanto a pressão de radiação solar são forças radiais, seus efeitos na partícula podem ser combinados no mesmo termo. Escrevendo as equações de movimento no referencial do centro de massa do sistema, temos:

$$\frac{d^2 \vec{r}_s}{dt^2} = -GM_a \frac{\vec{r}_a}{r_a^3} - \mu GM_\odot \frac{\vec{r}_s}{r_s^3}; \text{ Com: } \mu = 1 - \beta \text{ and } \vec{r}_s = \vec{d} + \vec{r}_a \quad (3.1)$$

Onde  $G$  é a constante gravitacional,  $M_a$  é a massa do asteroide,  $M_\odot$  é a massa do sol,  $\vec{r}_s$  é o vetor de posição das partículas com respeito ao sol,  $\vec{r}_a$  é o vetor posição das partículas com respeito ao asteroide,  $\vec{d}$  é o vetor posição do asteroide com respeito ao sol,  $t$  o tempo na qual aconteceu a ejeção das partículas e  $\beta$  é a razão entre a força gravitacional (Eq. 3.2) e a força de pressão de radiação solar (Eq. 3.3) e vem dada através da Eq.3.4.

$$F_{grav} = \frac{GM_\odot}{r_s^2} \left( \frac{4\rho_p \pi r_p^3}{3} \right) \quad (3.2)$$

$$F_{rad} = \frac{Q_{pr}}{c} \left( \frac{E_S}{4\pi r_s^2} \right) \pi r_p^2 \quad (3.3)$$

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} \Rightarrow \beta = \frac{C_{pr} Q_{pr}}{2\rho_p r_p}; \quad \text{onde} \quad C_{pr} = \frac{3E_S}{8\pi c G M_\odot} = 1.19 \times 10^{-3} \quad (3.4)$$

Onde  $E_S = 3.93 \times 10^{16} \text{W}$  é a radiação solar total média,  $Q_{pr} \approx 1$  é a eficiência de espalhamento da pressão de radiação solar de uma partícula absorciva (Burns et al., 1979),  $\rho_p = 1000 \text{ kg m}^{-3}$  é a densidade da partícula,  $r_p$  é seu raio e  $c$  a velocidade da luz.

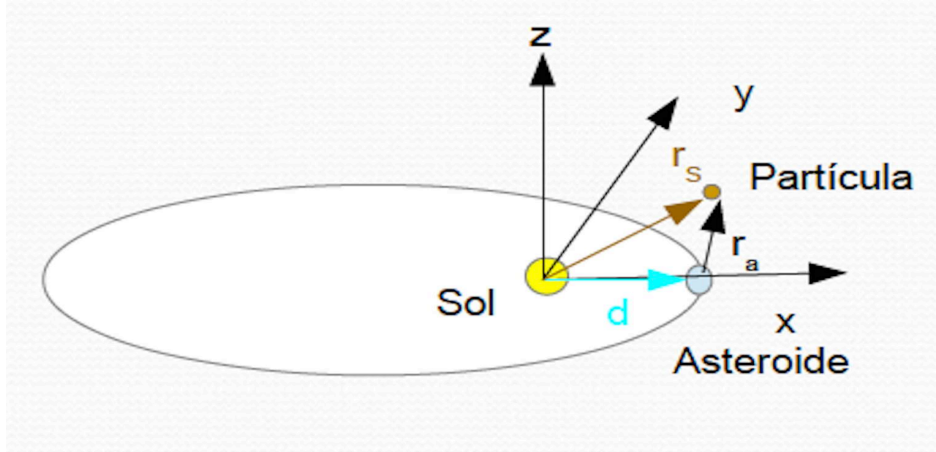


Figura 3.4: Configuração do Sol-asteroide-partícula onde o eixo "x" está na direção ao periélio, "z" esta na direção perpendicular ao plano orbital e "y" está numa direção perpendicular ao eixo "x" e "z".

Através da Fig. 3.4 podemos ver que  $\vec{r}_s$  pode-se escrever como a Eq. 3.5, podendo assim escrever a Eq. 3.1 como a Eq. 3.6

$$\vec{r}_s = \vec{d} + \vec{r}_a \quad (3.5)$$

$$\frac{d^2 \vec{r}_s}{dt^2} = -GM_a \frac{\vec{r}_s}{r_a^3} + GM_a \frac{\vec{d}}{r_a^3} - \mu GM_\odot \frac{\vec{r}_s}{r_s^3} = f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3.6)$$

Esta equação diferencial (Eq. 3.6) é resolvida posteriormente usando o método de Runge-Kutta de 4to ordem (Eq. 3.7), podendo-se assim obter as posições e velocidades das partículas num tempo  $t+h$  (Eq. 3.8); onde  $\vec{d}$  é a posição do asteroide,  $\vec{r}_0$  e  $\vec{v}_0$  são as posições e velocidades iniciais das partículas no momento em que acontece e ejeção, enquanto  $h$  é o passo da integração.

$$\vec{r}_0 = \vec{r}(t_0) \quad \vec{v}_0 = \vec{v}(t_0)$$

$$l_1 = hf(r_i, v_i, t_i) \quad k_1 = hv_i$$

$$l_2 = hf\left(r_i + \frac{k_1}{2}, v_i + \frac{l_1}{2}, t_i + \frac{h}{2}\right) \quad k_2 = h\left(v_i + \frac{l_1}{2}\right) \quad (3.7)$$

$$l_3 = hf\left(r_i + \frac{k_2}{2}, v_i + \frac{l_2}{2}, t_i + \frac{h}{2}\right) \quad k_3 = h\left(v_i + \frac{l_2}{2}\right)$$

$$l_4 = hf(r_i + k_3, v_i + l_3, t_i + h) \quad k_4 = h(v_i + l_3)$$

$$v_{i+1} = v_i + \frac{1}{6}(l_1 + 2l_2 + 2l_3 + l_4) \quad r_{i+1} = r_i + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (3.8)$$

A posição do asteroide,  $\vec{d}$ , é calculada por dinâmica Kepleriana, já que conhecemos os elementos orbitais deste, enquanto que para as posições iniciais das partículas ( $\vec{r}_0$ ), assumimos que se encontram sobre a superfície do asteroide, onde ditas partículas têm um diâmetro ( $d_p$ ) e obedecem uma distribuição de tamanho ( $N(d_p)$ ) no intervalo entre 0.1-10  $\mu\text{m}$ , com um índice  $\alpha = 3$  (Eq. 3.9)(Fig. 3.5(a)), esta distribuição tem sido deduzida nesta forma por [Finson & Probst \(1968\)](#) e encontrada através de experimentos colisionais de laboratório (e.g., [Fujiwara, 1986](#); [Giblin et al., 1998](#)), assim como é usada por diferentes autores em modelos cometários onde o mecanismo causante da ejeção de partículas é a sublimação (e.g., [Hsieh et al., 2009b, 2011a](#); [Moreno et al., 2011a, 2008](#)) e em modelos de colisão, onde o mecanismo causante da ejeção de partículas é a própria colisão (e.g., [Moreno et al., 2011b, 2012](#)).

$$N(d_p) = kd_p^{-\alpha}; \quad k = \frac{1}{\int_{0.1}^{10} N(d_p) dd_p} \quad (3.9)$$

$$v_0 = v\beta^\gamma \quad (3.10)$$

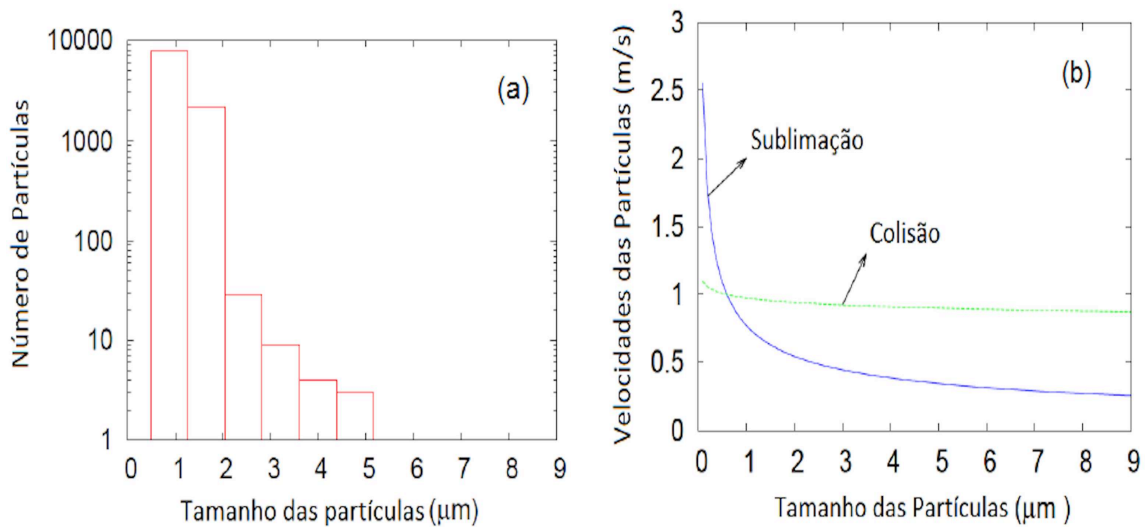


Figura 3.5: Distribuições usadas no modelo a) Distribuição de tamanho das partículas entorno ao asteroide. b) Velocidades iniciais das partículas como função do seu tamanho, onde  $\gamma=0.5$  para o caso sublimacional e  $\gamma=0.05$  para o caso colisional.

As velocidades iniciais das partículas vêm dadas pela Eq.3.10 (Fig. 3.5(b)) dita equação tem sido deduzida por Whipple (1951) usando modelos cometários, assim como também por Probstein (1968) através de modelos hidrodinâmicos, onde tem-se encontrado em ambos casos que  $\gamma=0.5$ , onde os dois autores têm considerando que as partículas são arrastadas pelo gás. Esta equação tem sido usada por muitos autores em modelos cometários onde o mecanismo que causa a ejeção das partículas é a sublimação (caso sublimacional) (e.g., Sekanina, 1981, 1990, 1996; Moreno et al., 2008, 2011a; Hsieh et al., 2009b, 2011a; Jewitt et al., 2014b).

Para o caso em que o mecanismo que causa a ejeção é a colisão (caso colisional) tem-se encontrado a mesma equação que para o caso sublimacional (Eq. 3.10), mas com um valor diferente de  $\gamma$  (Fig.3.5(b)). Nakamura & Fujiwara (1991) acharam através de experimentos colisionais de laboratório que  $\gamma=0.16$ , enquanto Giblin (1998) tem achado valores como  $\gamma=0.088$ ,  $\gamma=0.10$ ,  $\gamma=0.079$ , concluindo que o valor de  $\gamma$  poderia variar entre  $0 \leq \gamma \leq 0.1$ . Esta equação de velocidades iniciais também tem sido usada em modelos cometários para o asteroide ativo (596) Scheila (Moreno et al., 2011b) e P/2012 F5 Gibbs (Moreno et al., 2012), onde o mecanismo que causa a ejeção é a colisão usando um valor de  $\gamma=0.05$  e  $\gamma=0.04$  respectivamente. Desta forma no nosso modelo usaremos um valor de  $\gamma=0.5$  para o caso sublimacional e de  $\gamma=0.05$  para o caso colisional.

Na Fig. 3.5(b) podemos ver o comportamento das velocidades iniciais para os dois casos mostrados anteriormente, onde vemos que para o caso sublimacional as velocidades têm uma forte dependência com o tamanho das partículas, onde as partículas menores obtêm altas velocidades, enquanto as maiores tem velocidades mais baixas. Para o caso colisional a dependência da velocidade com o tamanho é fraca, sendo praticamente constante para todo o conjunto de partículas. Desta forma vemos como a distribuição de velocidades poderia ser uma assinatura do mecanismo que causou a ejeção das partículas.

### 3.2.2 Modelando o Espectro do Asteroide

Para modelar a influência da distribuição de poeira entorno ao asteroide (coma) sobre o espectro, temos assumido que este é a soma de dois componentes (Eq. 3.11). Uma primeira componente associada com a luz refletida da superfície do núcleo cometário ( $S_{ast}$ ) e uma segunda componente associada com a luz refletida pela coma ( $S_{cloud}$ ).

$$S_T = S_{ast} + S_{cloud} \quad (3.11)$$

#### Contribuição do núcleo ao espectro

A primeira componente ou contribuição nuclear do espectro na Eq. 3.11 é calculada usando o modelo de Hapke (1981), onde o efeito da oposição e a rugosidade macroscópica têm sido desprezados (Eq. 3.12).

$$R_{sph\lambda} = \frac{w_\lambda}{4\pi} \left( \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu_e} \right) [p(\theta) + M(\mu_0, \mu_e, w_\lambda)] \quad (3.12)$$

Onde  $w_\lambda$  é o albedo de espalhamento simples,  $\mu_0$  é o cosseno do ângulo de incidência,  $\mu_e$  é o cosseno do ângulo de emissão,  $p(\theta)$  é a função de fase volumétrica e  $M(\mu_0, \mu_e, w_\lambda)$  é a função de múltiplo espalhamento.

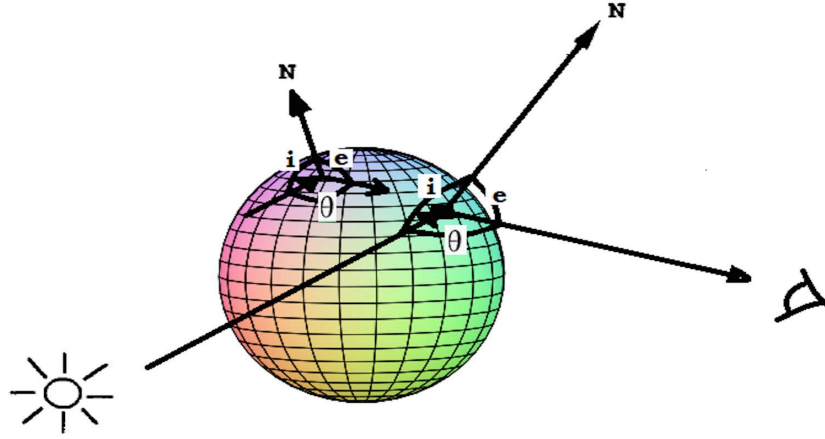


Figura 3.6: Esquema da interação da luz solar com o núcleo, mostrando-se o vetor normal à superfície do núcleo, a direção do feixe entrante e a direção do feixe saínte, assim como o ângulo de incidência ( $i$ ), o ângulo de emissão ( $e$ ) e o ângulo de fase ( $\theta$ ).

Na Figura. 3.6 vemos como inicialmente consideramos que o Sol e o observador se encontram em um ângulo de fase  $\theta$ , posição na qual os feixes de luz saem do sol paralelamente em direção ao núcleo incidindo sobre este em um ângulo  $i$ , com respeito à normal de um diferencial de área sobre a superfície, sendo absorvida e espalhada pelas partículas que se encontram sobre esta, existindo feixes que são emitidos na direção do observador em um ângulo  $e$ , com respeito também a normal do elemento de área em estudo, procedemos posteriormente a calcular o albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) através da Eq. 3.13, onde  $Q_S$  é a eficiência de espalhamento e  $Q_E$  é a eficiência de extinção, calculados através da aproximação de ótica geométrica.

$$w_\lambda = \frac{Q_{S\lambda}}{Q_{E\lambda}} \quad (3.13)$$

O albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) é calculado a partir de uma partícula de poeira composta por gelo de água e tholin, com constantes óticas que foram obtidas de (Hansen. G; comunicação pessoal) e Khare et al. (1984) respectivamente e usando o modelo de Maxwell-Garnet para calcular as constantes óticas efetivas da partícula ( $n_{eff\lambda} + ik_{eff\lambda}$ ) através do calculo da permissividade efetiva (constante dielétrica) ( $\epsilon_{eff\lambda}$ ) (Garnett, 1904, citado por Grundy (2009)) (Eq. 3.14).

$$\epsilon_{eff\lambda} = (n_{eff\lambda} + ik_{eff\lambda})^2 = \epsilon_{m\lambda} \frac{\epsilon_{i\lambda} + 2\epsilon_{m\lambda} + 2f_{i\lambda}(\epsilon_{i\lambda} - \epsilon_{m\lambda})}{\epsilon_{i\lambda} + 2\epsilon_{m\lambda} + f_{i\lambda}(\epsilon_{m\lambda} - \epsilon_{i\lambda})} \quad (3.14)$$

Onde  $\epsilon_{i\lambda}$  é a permissividade da inclusão que no nosso caso é o tholin,  $\epsilon_{m\lambda}$  é a permissividade da matriz que no nosso caso é do gelo de água e  $f_{i\lambda}$  é a fração de volume ocupada pela inclusão.

Por outro lado na Eq.3.12 assume-se que a função de fase volumétrica  $p(\theta)$  é a função de Henyey-Greenstein de um só lóbulos (Eq. 3.15), enquanto a função de espalhamento múltiplo ( $M(\mu_0, \mu_e, w_\lambda)$ ) depende da aproximação à função de Ambartsumian-Chandrasekhar a través da Eq. 3.16.

$$p(\theta) = \frac{1 - \psi^2}{(1 + 2\psi \cos(\theta) + \psi^2)^{3/2}} \quad (3.15)$$

$$M(\mu_0, \mu_e, w_\lambda) = H(\mu_0, w_\lambda)H(\mu_e, w_\lambda) - 1 \quad (3.16)$$

Na Eq. 3.15  $\theta$  é o ângulo de fase,  $\psi$  é o cosseno do fator assimétrico, também conhecido como o cosseno do ângulo de espalhamento ou menos o cosseno do ângulo de fase ( $\psi = \langle \cos(\xi) \rangle = -\langle \cos(\theta) \rangle$ ), enquanto na Eq. 3.16  $H(\mu, w_\lambda)$  é a aproximação a função de Ambartsumian-Chandrasekhar dada pela Eq. 3.17.

$$H(\mu, w_\lambda) = \frac{1 + 2\mu}{1 + 2\mu\sqrt{1 - w_\lambda}} \quad (3.17)$$

Uma vez que temos calculado a reflectância do núcleo devemos considerar que esta é atenuada pela coma tanto na direção do feixe entrante quanto na direção do feixe sainte, isto tem sido considerado a través da Eq. 3.18, onde se faz a média sobre todos os feixes M considerados.

$$S_{ast} = \frac{1}{M} \sum_j^M (\exp(-\tau_{in} - \tau_{out}) R_{sph\lambda})_j \quad (3.18)$$

### Contribuição da coma ao espectro

A segunda componente ou contribuição da coma ao espectro na Eq. 3.11 é calculada ao considerar uma distribuição de poeira entorno ao asteroide como a calculada na Seção. 3.2.1, posteriormente dividimos a coma na direção do feixe entrante em 10 caixas para calcular a densidade de partículas dentro delas, isto é usado para derivar uma função interpolação que de conta da densidade volumétrica das partículas como função da posição num referencial centrado no asteroide.

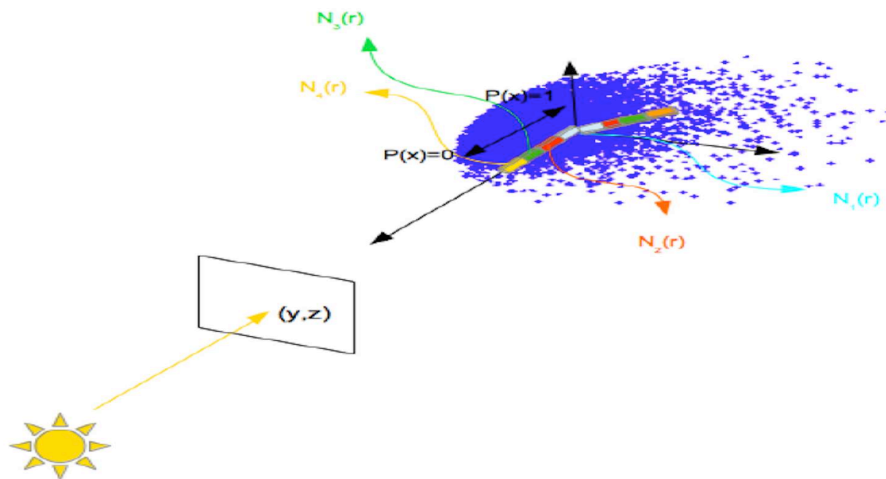


Figura 3.7: Esquema da interação da luz solar com a coma do asteroide, mostrando o feixe de luz entrante na direção  $(y,z)$  que atravessa a nuvem por cada bin, com densidade volumétrica de partículas  $N_i(r)$  e que é espalhado na direção do observador.

Depois usa-se um código de Monte-Carlo, para calcular a quantidade de radiação dispersada pela coma na direção ao observador, assumindo espalhamento simples. O

código basicamente lança os feixes do Sol à coma em posições aleatórias ( $y, z$ ), com uma profundidade ótica entre 0 e 1, estes são espalhados fora da nuvem com uma probabilidade igual a zero e dentro dela com uma probabilidade que vai depender da espessura ótica onde ocorre o espalhamento, incrementando exponencialmente (Eq. 3.19).

$$P(\tau) = ke^\tau; \quad k \int_0^1 P(\tau)d\tau = 1 \implies k \int_0^1 e^\tau d\tau = 1 \quad (3.19)$$

A espessura ótica na direção do feixe entrante é calculada somando as contribuições para cada uma das caixas a través da Eq. 3.20, onde  $\vec{r}$  é o vetor posição onde o feixe entra na coma,  $\vec{r}(x)$  é a posição onde o feixe é espalhado,  $R_i$  é o raio médio das partículas,  $N_i(\vec{r})$  é o número de partículas e  $Q_{E_i}$  é a eficiência de extinção para cada uma das caixas, o mesmo tem sido feito para calcular a espessura ótica na direção do feixe saínte, mas usando a Eq. 3.21.

$$\tau_{in} = \sum_i^n \pi R_i^2 Q_{E_i} \int_{\vec{r}_{in}}^{\vec{r}(x)} N_i(\vec{r}) dx \quad (3.20)$$

$$\tau_{out} = \sum_i^n \pi R_i^2 Q_{E_i} \int_{\vec{r}_{out}}^{\vec{r}(x)} N_i(\vec{r}) dx \quad (3.21)$$

Uma vez que temos a espessura ótica da coma em cada uma das direções podemos calcular através da Eq. 3.22 a quantidade de energia que chega ao observador devido ao feixe  $j$ , onde  $p_i(\theta)$  é a função de fase,  $N_T$  é o numero total de partículas na caixa e  $w_i$  é o albedo de espalhamento simples calculado por teoria de Mie<sup>2</sup>, onde as partículas têm uma composição idêntica às partículas na superfície do núcleo.

$$S_j = exp(-\tau_{in} - \tau_{out}) \sum_i^n \frac{N_i(\vec{r}) w_i p_i(\theta)}{N_T} \quad (3.22)$$

Desta forma nos podemos calcular agora a reflectância da nuvem através da Eq. 3.23, onde  $M$  é o numero de feixes de luz considerados. Finalmente com este resultado podemos calcular também a reflectância total do asteroide através da Eq. 3.11 lembrando que esta é calculada para diferentes comprimentos de onda.

$$S_{cloud} = \frac{1}{M} \sum_j^M S_j \quad (3.23)$$

### 3.3 Modelo para o espectro de (596) Scheila

Nesta seção modelaremos a distribuição de poeira entorno ao asteroide (596) Scheila quando sua coma é produzida por sublimação no núcleo (caso sublimacional) e quando esta distribuição é produzida por uma colisão (caso colisional). Para modelar a influência da coma sobre o espectro do asteroide temos que conhecer seus parâmetros orbitais como são o período orbital ( $P_{orb}$ ), a excentricidade ( $e$ ) e o semieixo maior ( $a$ ), assim como também parâmetros físicos do núcleo como o período de rotação ( $P_{Rot}$ ), a densidade ( $\rho$ ) e

<sup>2</sup>A teoria de Mie ou solução de Mie é uma solução analítica das equações de Maxwell para a dispersão da radiação electromagnética por partículas esféricas desenvolvida por Mie (1908).



o raio deste ( $R$ ), além dos parâmetros físicos das partículas como a velocidade inicial destas no momento da ejeção ( $v$ ), o cosseno do fator de assimetria ( $\psi$ ), a fração volumétrica de tholin ( $\eta$ ), o diâmetro da partícula sobre o asteroide ( $d_c$ ) e o diâmetro da partícula na coma ( $d_a$ ). No caso de (596) Scheila os parâmetros orbitais são conhecidos enquanto os outros parâmetros tem sido assumidos (Tabela. 3.2), além este AA foi observado com atividade no ano 2010, desta forma resulta interessante e possível poder modelar a influência da distribuição de poeira no espectro do asteroide.

Tabela 3.2: Parâmetros usados na modelagem de (596) Scheila.

Simbolos	Parâmetros	Valores
$P_{Orb}$	Período Orbital	1828.75( $d$ )*
$e$	Excentricidade Orbital	0.16485*
$a$	Semi Eixo Maior	2.92665( $AU$ )*
$R$	Raio	56.67( $Km$ ) <sup>†</sup>
$P_{Rot}$	Período Rotacional	15.877( $h$ ) <sup>†</sup>
$\rho$	Densidade	1500( $Kg/m^3$ ) <sup>†</sup>
$v_{esc}$	Velocidade de Escape	51.80( $m/s$ )
$\alpha$	Índice da Distribuição de Tamanho	3 <sup>†</sup>
$v$	Parâmetro da Velocidade de Ejeção	90( $m/s$ ) <sup>†</sup>
$\psi$	Cosseno do Fator de Assimetria	0.1 <sup>‡</sup>
$\eta$	Fração Volumétrica de Tholin	0.05 <sup>‡</sup>
$d_a$	Diâmetro das Partículas sobre o Asteroide	10 $\mu m$ <sup>‡</sup>

\*<http://ssd.jpl.nasa.gov/>  
<sup>†</sup>Moreno et al. (2011b)  
<sup>‡</sup>Carvano & Lorenz-Martins (2009)

Para testar nosso código vamos a mudar a velocidade de uma partícula que se encontra sometida ao campo gravitacional do asteroide (596) Scheila e com velocidades de ejeção que vão mudando até chegar a uma velocidade  $v$ . Na Fig. 3.8(a), 3.8(b), 3.8(c) podemos ver que enquanto a velocidade não seja superior à velocidade de escape  $v_{esc} = 51.8m/s$  a partícula fica vinculada ao asteroide em órbitas elípticas até cair de novo no núcleo, no entanto quando esta alcança a velocidade de escape  $v_{esc}$ , a partícula sai da influência gravitacional não voltando ao núcleo do asteroide, isto faz sentido já que a velocidade de escape é a velocidade na qual a energia cinética do corpo é maior que a energia potencial gravitacional.

Para continuar testando nosso modelo temos modelando a órbita de uma partícula entorno ao núcleo de (596) Scheila submetida inicialmente só ao campo gravitacional do asteroide, posteriormente submetida ao campo gravitacional do Sol e do asteroide e finalmente ao campo gravitacional do Sol do asteroide e à pressão de radiação solar(Fig. 3.8(d), 3.8(e), 3.8(f)). A partícula é ejetada do núcleo a uma velocidade próxima a velocidade de escape do asteroide ( $v_{esc}$ ) onde observamos que quando a partícula se encontra submetida só ao campo gravitacional do asteroide esta tem uma órbita elíptica (Fig.3.8(d)), enquanto quando se encontra submetida ao campo gravitacional do asteroide e do Sol a órbita se observa perturbada próxima a uma elipse deformada (Fig. 3.8(e)), mas quando se encontra submetida ao campo gravitacional do asteroide, do sol e a pressão de radiação solar a órbita se ve totalmente deformada (Fig. 3.8(f)). Todos estes comportamentos da partícula ao ser submetida a diferentes campos de força estão de acordo com o esperado.

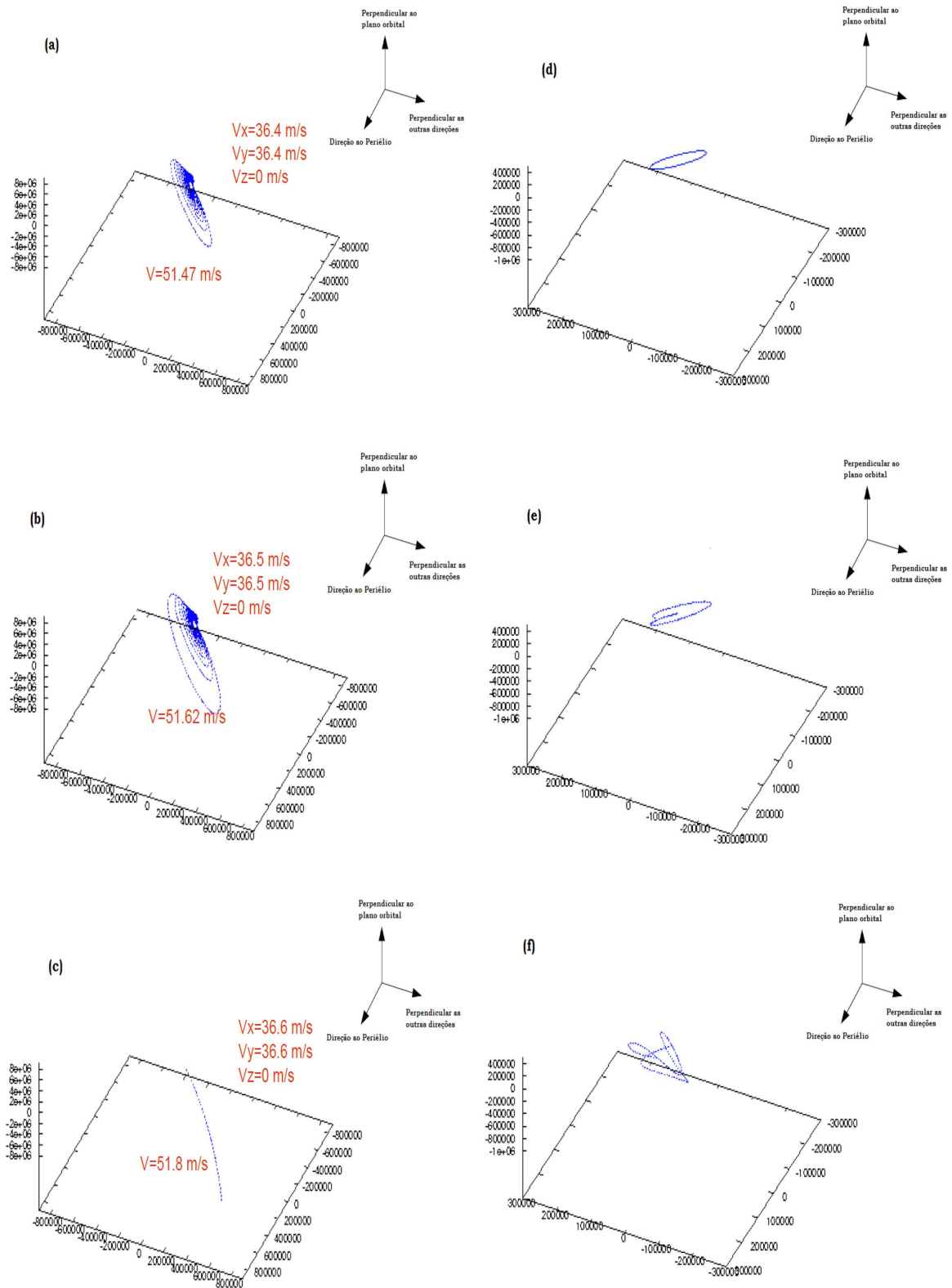


Figura 3.8: Testes básicos do modelo. (Primeira Coluna) Variação da órbita de uma partícula submetida ao campo gravitacional do asteroide quando estas têm diferentes velocidades de ejeção a)  $v_{eje} = 51.47m/s$ , b)  $v_{eje} = 51.62m/s$ , c)  $v_{eje} = 51.80m/s$ . (Segunda coluna) Variação da órbita da partícula submetida a diferentes campos de forças d) Campo gravitacional do asteroide, e) Campo gravitacional do asteroide e o Sol, f) Campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar.

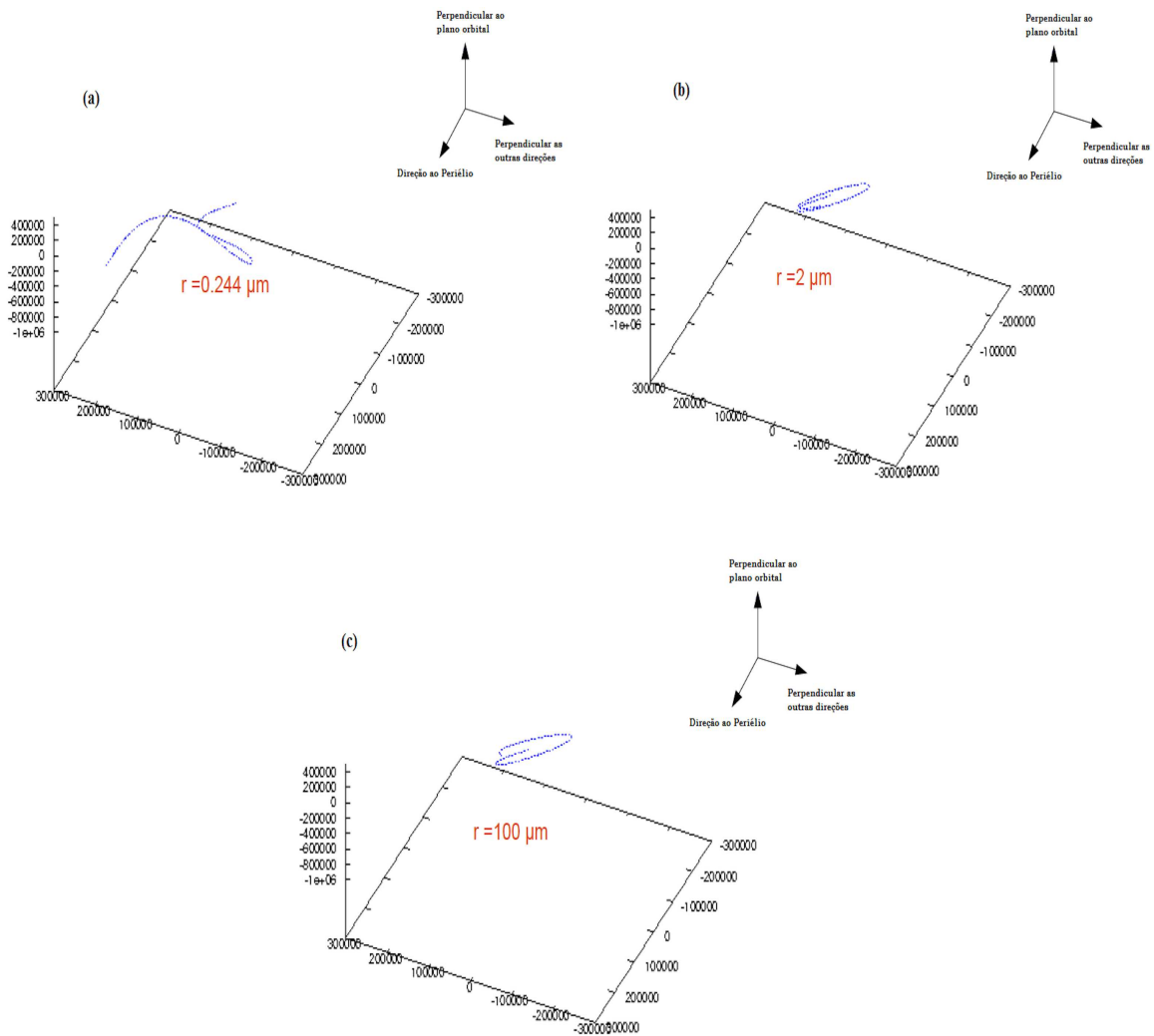


Figura 3.9: Variação da órbita de uma partícula submetida ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar quando se muda o raio desta partícula a)  $r=0.244 \mu\text{m}$ , b)  $r=2 \mu\text{m}$ , c)  $r= 100 \mu\text{m}$ .

Por último vamos agora a mudar o tamanho de uma partícula que se encontra submetida ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e à pressão de radiação solar com uma velocidade de ejeção inferior a velocidade de escape. Na Fig. 3.9(a), 3.9(b), 3.9(c) podemos ver que ao incrementar o tamanho da partícula a órbita desta começa a se comportar como no caso em que se considera só os campos gravitacionais do asteroide e do Sol, já que a força exercida pela pressão de radiação solar se torna desprezível. Este comportamento é explicado já que a pressão de radiação solar de fato só modifica a órbita das partículas pequenas.

Já que os testes do modelo deram resultados satisfatórios, podemos agora modelar a distribuição de 10000 partículas entorno ao asteroide de (596) Scheila, seguindo o procedimento dos cálculos mostrados na Seção. 3.2.1 para calcular a posição das partículas na distribuição de poeira entorno ao asteroide, assim como também os cálculos mostrados na Seção. 3.2.2 para determinar seu espectro, usando os parâmetros orbitais e físicos como os mostrados na Tabela. 3.2, considerando como foi dito na Seção. 3.2.2 partículas compostas por gelo de água e tholin.

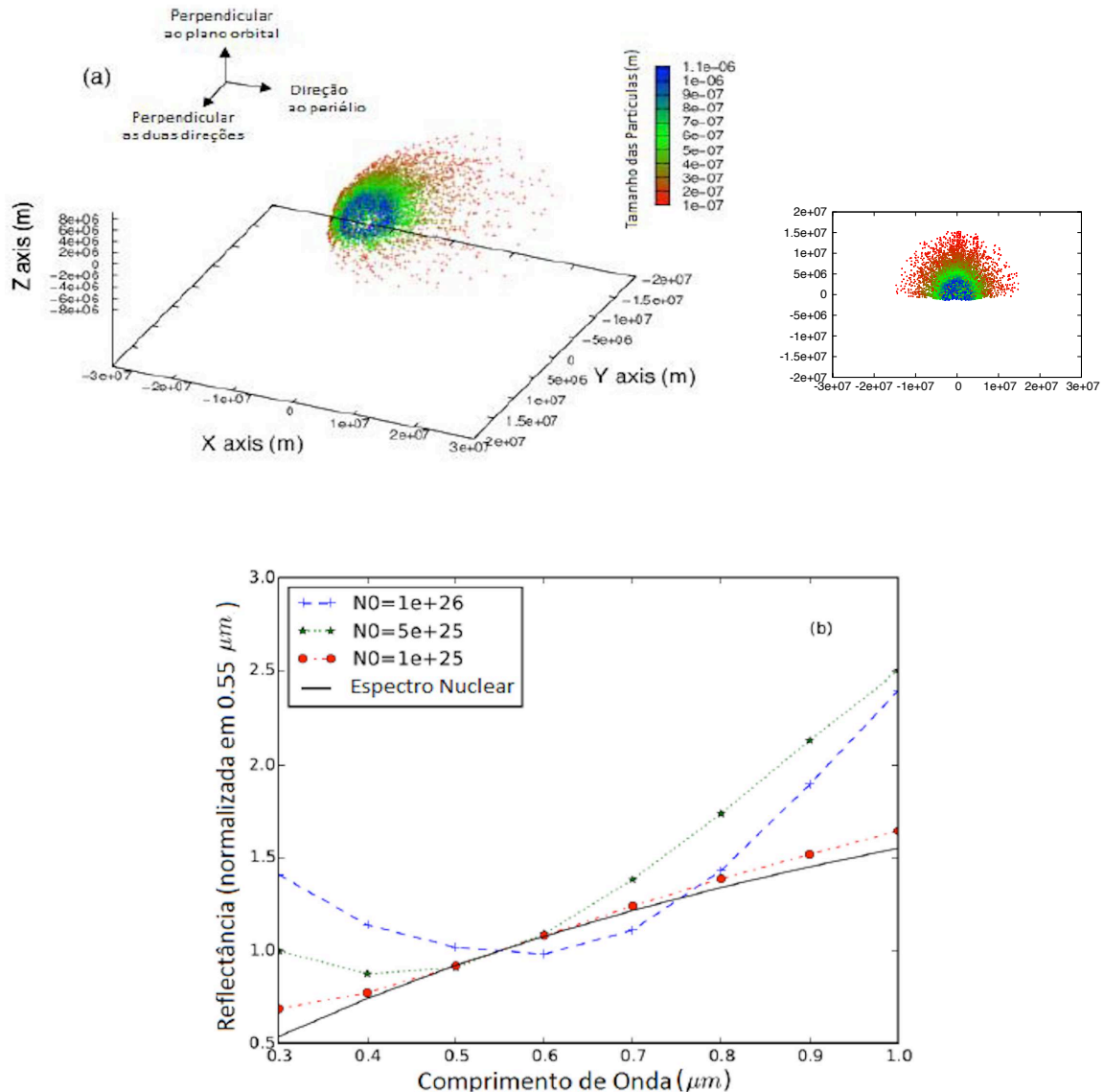


Figura 3.10: a)(Painel esquerdo) Posição das partículas ejetadas sobre o polo do asteroide, submetidas ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar, onde a sublimação é o mecanismo causante da ejeção. (painel direito) Projeção da coma sobre o plano do céu. b) Espectro modelado de (596) Scheila ao usar a distribuição de poeira mostrada em a) ao ser considerado diferentes números de partícula  $N_0$  na coma.

Inicialmente temos considerado que a ejeção das partículas acontece a uma latitude  $\theta = 0^\circ$  e longitude  $\phi = 0^\circ$  (polo do asteroide), sendo a sublimação o mecanismo de ejeção ( $\gamma = 0.5$ ) onde o tempo de integração é de 90000 segundos (Fig. 3.10(a)). No momento da ejeção o eixo X aponta ao periélio do asteroide, o eixo Z é perpendicular ao plano orbital e Y é perpendicular a ambos vetores formando assim um sistema de coordenadas cartesiano. Na Fig. 3.10(a) podemos ver como as partículas são ejetadas da superfície formando um cone, onde as menores (pontos vermelhos) se encontram mais afastadas do núcleo enquanto as maiores (pontos azuis) se encontram próximas a este, o qual faz sentido ao lembrar que as partículas menores são mais afetadas pela pressão de radiação solar que as maiores.

Uma vez obtida esta distribuição de poeira no entorno do asteroide usamos esta para

calcular o espectro, isto pode ser observado na Fig. 3.10(b) onde vemos que ao incrementar o número de partículas incrementa a contribuição no azul e o avermelhamento no espectro. O aumento da reflectância no azul já tinha sido observado por Carvano & Lorenz-Martins (2009) em seu modelo, mas não conseguia reproduzir o avermelhamento do espectro mostrado na Fig. 3.10(b).

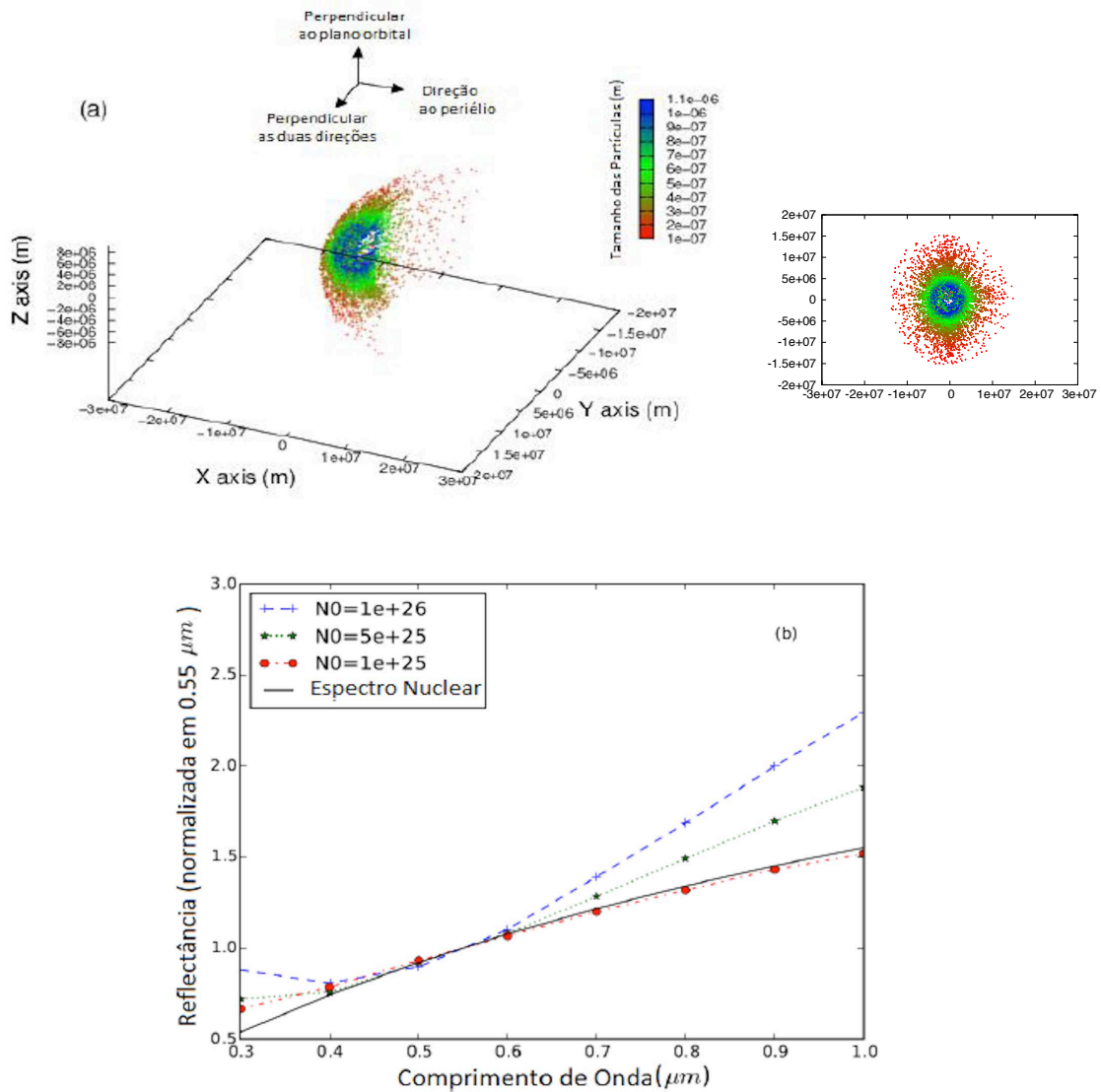


Figura 3.11: a) (painel esquerdo) Posição das partículas ejetadas sobre o equador do asteroide, submetidas ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar, onde a sublimação é o mecanismo causante da ejeção. (painel direito) Projeção da coma sobre o plano do céu. b) Espectro modelado de (596) Scheila ao usar a distribuição de poeira mostrada em a) ao ser considerado diferentes números de partícula  $N_0$  na coma.

Posteriormente modelamos a distribuição de poeira entorno ao asteroide, mas considerando que a ejeção acontece numa latitude  $\theta = 90^\circ$  e longitude  $\phi = 180^\circ$  (equador do asteroide), com a sublimação como mecanismo de ejeção (Fig. 3.11(a)). Uma vez modelada a distribuição de poeira temos modelado com esta seu espectro (Fig. 3.11(b)), observando uma diminuição na contribuição no azul e da inclinação do espectro, mas com um comportamento geral muito similar ao caso onde a ejeção acontecia no polo (Fig. 3.10(b)).

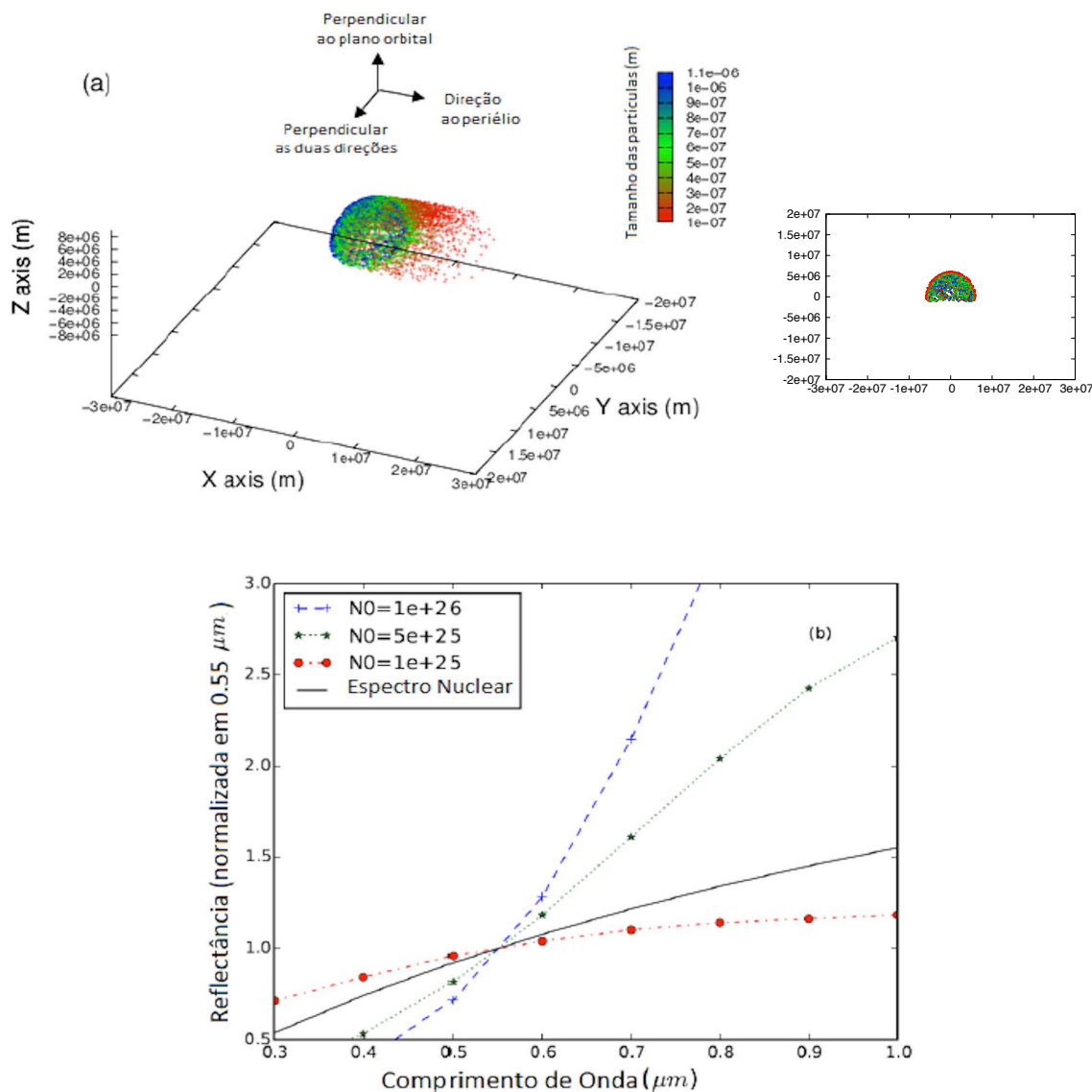


Figura 3.12: a) (painel esquerdo) Posição das partículas ejetadas sobre o polo do asteroide, submetidas ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar, onde a colisão é o mecanismo causante da ejeção. (painel direito) Projeção da coma sobre o plano do céu. b) Espectro modelado de (596) Scheila ao usar a distribuição de poeira mostrada em a) ao ser considerado diferentes números de partícula  $N_0$  na coma.

Logo modelamos a distribuição de poeira entorno ao asteroide, mas considerando agora que o mecanismo causante da ejeção é uma colisão ( $\gamma = 0.05$ ), tanto para o caso onde a ejeção acontece no polo (Fig. 3.12(a)) quanto quando a ejeção acontece no equador (Fig. 3.13(a)), observando que o espectro no caso em que a ejeção acontece no polo (Fig. 3.12(b)) é mais avermelhado que quando acontece no equador (Fig. 3.13(b)), sendo cada vez mais vermelho ao incrementar o número de partículas na coma, observando que ao considerar uma coma com um número de partículas de  $N_0 = 1 \times 10^{25}$  este fica menos avermelhado que o espectro nuclear.

Ao comparar a distribuição de poeira do caso sublimacional (Fig. 3.10(a), 3.11(a)) com o caso colisional (Fig. 3.12(a), 3.13(a)) observamos que o cone de ejeção no caso sublimacional tem uma abertura angular maior que no caso colisional. Ao comparar

também o espectro obtido para ambos casos observamos que o espectro no caso sublimacional (Fig. 3.10(b), 3.11(b)) apresenta uma contribuição no azul não observada nos espectros dos casos colisionais (Fig. 3.12(b), 3.13(b)). Por outro lado vemos que os espectros colisionais são mais avermelhados que os obtidos no caso sublimacional, onde se observa que ao considerar uma coma com um número pequeno de partículas o espectro fica menos avermelhado que o espectro nuclear.

Desta forma vemos a relação direta entre o tipo de mecanismo causante da ejeção e a forma do espectro, se este apresenta a contribuição no azul estaria indicando que o mecanismo causante da ejeção das partículas foi a sublimação e se não vemos dita contribuição seria uma colisão a causante desta.

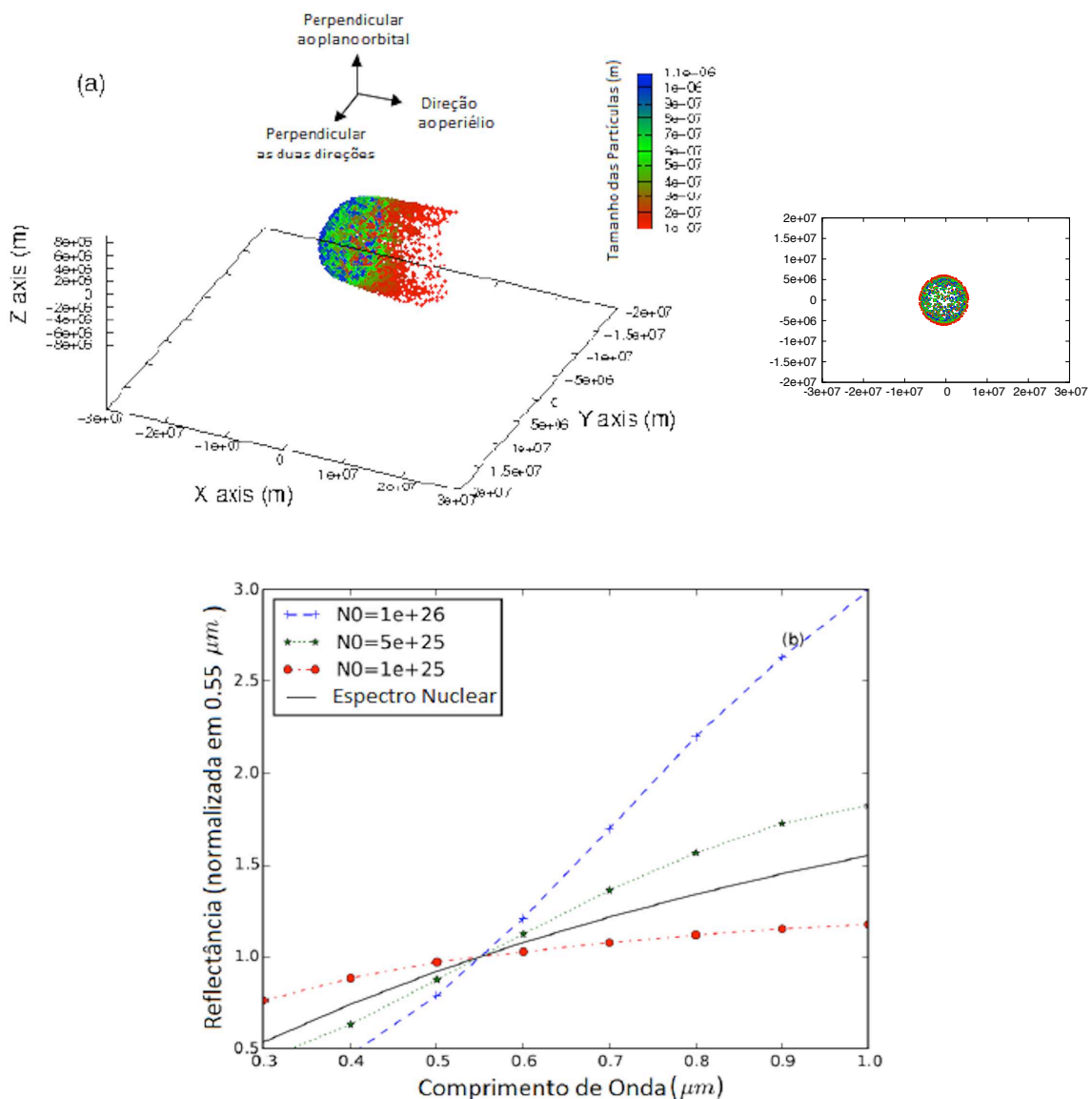


Figura 3.13: a) (painel esquerdo) Posição das partículas ejetadas sobre o equador do asteroide, submetidas ao campo gravitacional do asteroide, do Sol e a pressão de radiação solar, onde a colisão é o mecanismo causante da ejeção. (painel direito) Projeção da coma sobre o plano do céu. b) Espectro modelado de (596) Scheila ao usar a distribuição de poeira mostrada em a) ao ser considerado diferentes números de partícula  $N_0$  na coma.

### 3.4 Influência do parâmetro $\beta$ , da eficiência da pressão de radiação da partícula e da função de fase no espectro de um asteroide

Existem diferentes parâmetros que modificam tanto a distribuição de poeira entorno ao asteroide quanto o espectro modelado, estes parâmetros podem ser agrupados em dois categorias: Os parâmetros que controlam a ejeção das partículas e os que estabelecem as propriedades físicas dos materiais que compõe as partículas e o núcleo. Até agora tínhamos considerado dentro desses parâmetros físicos as constantes óticas do material as quais eram uma mistura de gelo de água e tholin, tanto para o núcleo quanto para as partículas de poeira, no entanto para modelar de uma forma mais realística temos considerado as constantes óticas do meteorito "Tagish Lake" (Fig. 3.14) (Roush, 2003) o qual é atualmente o melhor análogo meteorítico para os asteroides tipo D, como é o caso de 596 Scheila, e o que melhor ajusta ao espectro de reflexão deste AA (Yang & Hsieh, 2011).

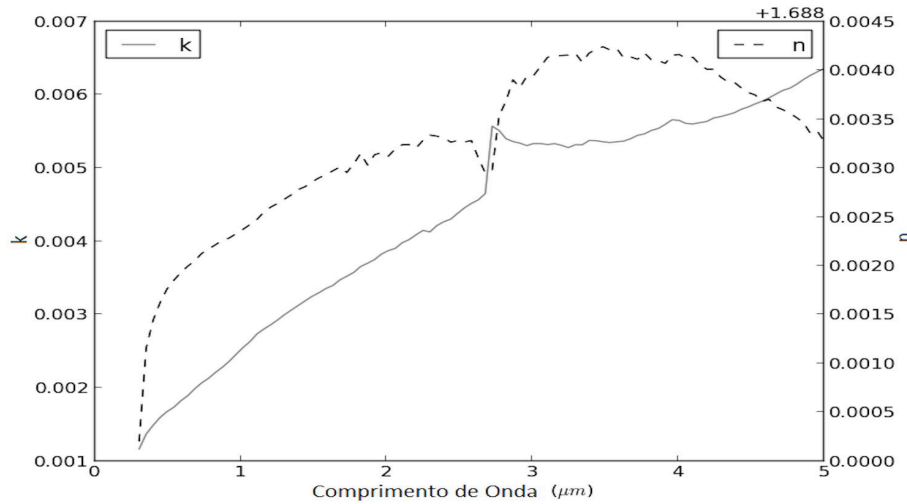


Figura 3.14: Constantes óticas do meteorito condrito carbonáceo "Tagish Lake" (Roush, 2003).

Estas constantes óticas foram usadas para recalculas as eficiências de extinção ( $Q_E$ ), de absorção ( $Q_A$ ) e de espalhamento ( $Q_S$ ) assim como também para calcular a eficiência da pressão de radiação solar ( $Q_{pr}$ ) a qual é calculada a través da Eq. (3.24), onde  $g$  é o ângulo de fase, e promediada em comprimento de onda pesados pelo fluxo solar ( $F_{\odot}(\lambda)$ ) através da Eq. (3.25), lembrando que anteriormente tínhamos considerado que  $Q_{pr} \approx 1$  o que derivava em que a razão entre a força da pressão de radiação solar e a força gravitacional conhecido como parâmetro  $\beta$  era inversamente proporcional ao raio da partícula (Eq. 3.4) (Fig. 3.15(a)), desta forma as partículas com raio pequeno tinham uma forte interação com a pressão de radiação solar.

$$Q_{pr} = Q_E - \langle \cos(\xi) \rangle Q_S = Q_E + \langle \cos(g) \rangle Q_S \quad (3.24)$$

$$\bar{Q}_{pr} = \frac{\int F_{\odot}(\lambda) Q_{pr}(\lambda) d\lambda}{\int F_{\odot}(\lambda) \lambda} \quad (3.25)$$



Ao considerar agora que  $Q_{pr}$  não é constante e como vemos na Fig. 3.15(b) depende do raio da partícula observamos que o comportamento do parâmetro beta muda, onde o valor máximo do  $\beta$  acontece quando o raio da partícula é  $d_c = 0.55\mu m$  (Fig.3.15(b)) sendo assim este tamanho de partículas as que melhor interatuam com a pressão de radiação solar. Quando o tamanho das partículas é menor que  $0.55\mu m$  o valor de beta começa a diminuir e quando o tamanho das partículas tende a zero  $Q_{pr}$  tenderá a zero e por tanto  $\beta$  também tenderá a zero (Fig. 3.15(b)) o que significa que as partículas muito pequenas ( $d_p \ll 0.55\mu m$ ) serão transparentes já que tem uma transmissão perfeita e por tanto serão pouco afetadas pela pressão de radiação solar. Caso similar acontecerá quando as partículas são muito grandes ( $d_p \gg 0.55\mu m$ ) já que o valor de  $Q_{pr}$  e de  $\beta$  tendem a zero (Fig. 3.15(b)). Este tipo de comportamento já tem sido reportado para outro tipo de materiais (Burns et al., 1979) e é muito diferente ao observado quando  $Q_{pr} \approx 1$  (Fig. 3.15(a)), uma hipótese comumente usada na literatura e que gera que as partículas pequenas sejam afetadas pela pressão de radiação solar sendo assim removidas da coma do asteroide as quais como temos visto poderiam jogar um papel importante no espalhamento dentro da coma.

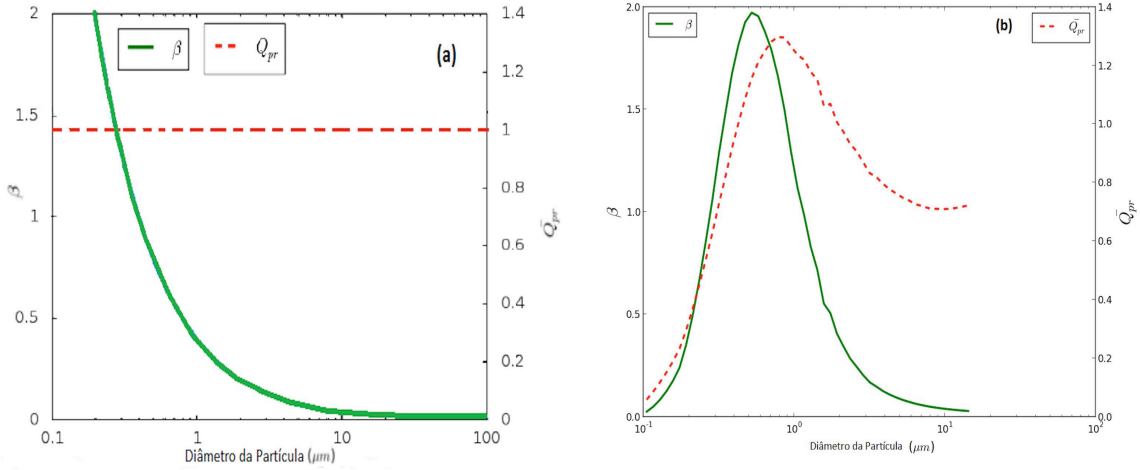


Figura 3.15: a) Parâmetro  $\beta$  como função do diâmetro da partícula, considerando que  $Q_{pr} \approx 1$ . b) Parâmetro  $\beta$  e eficiência da pressão de radiação solar ( $Q_{pr}$ ) como função do diâmetro da partícula do meteorito Tagish Lake.

O valor efetivo da função de fase ( $p(g)$ ), a eficiência de extinção ( $Q_E$ ) e de espalhamento ( $Q_S$ ) é calculada considerando um raio efetivo para cada bin (Eq. 3.26), calculados para 10 valores igualmente espaçados de comprimento de onda entre  $0.3-1.0\mu m$ , onde agora temos considerado que a função de fase para o núcleo é a de Henyey-Greenstein de dois lóbulos (Eq. 3.27) (Hapke, 2012a), já que o valor de  $c$  é calculado das constantes óticas do meteorito "Tagish Lake" enquanto  $b$  pode ser calculada com a relação de Hockey-Stick (Hapke, 2012a,b).

$$\eta_{i\lambda} = \frac{\int_{r_{imin}}^{r_{imax}} \eta_{\lambda}(r_p) N_p dr_p}{\int_{r_{imin}}^{r_{imax}} N_p(r_p) dr_p} \quad (3.26)$$

$$p(g) = \left( \frac{1+c}{8\pi} \right) \left( \frac{1-b^2}{(1-2b\cos(g)+b^2)^{3/2}} \right) + \left( \frac{1-c}{8\pi} \right) \left( \frac{1-b^2}{(1+2b\cos(g)+b^2)^{3/2}} \right) \quad (3.27)$$

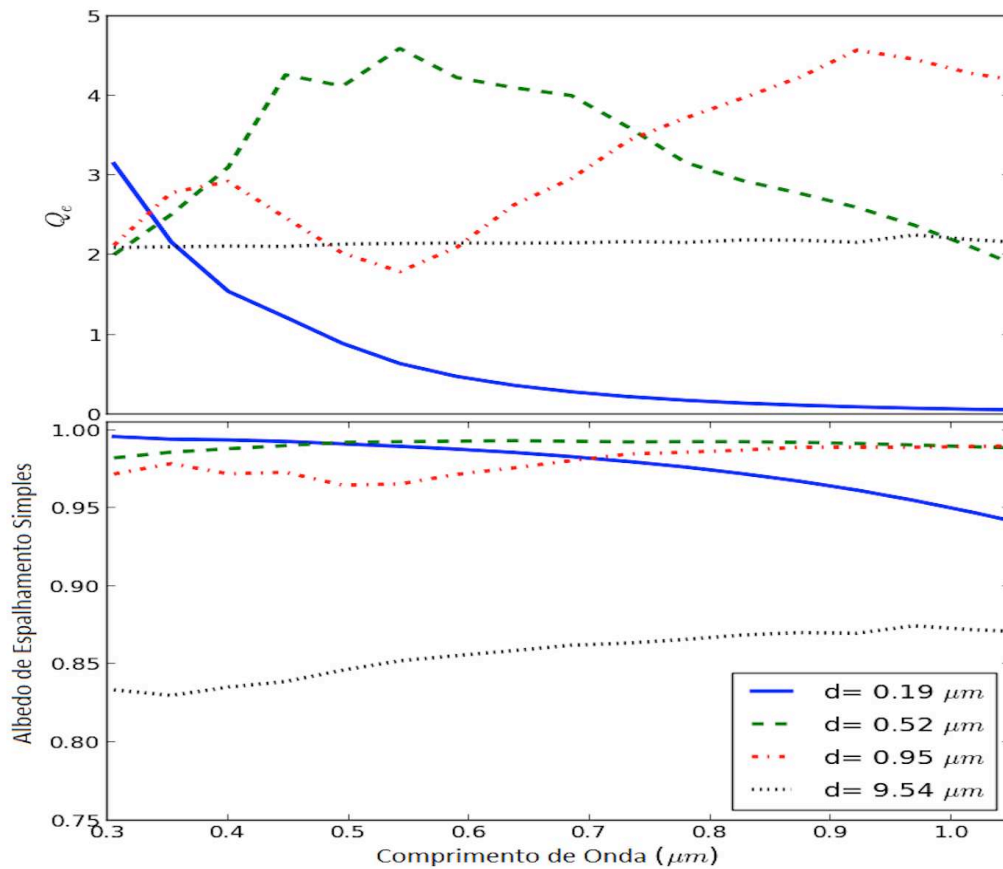


Figura 3.16: Eficiência de espalhamento ( $Q_S$ ) e albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) do meteorito Tagish Lake.

Na Fig. (3.16) se mostra a eficiência de extinção ( $Q_E$ ) e o albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) como função do comprimento de onda para partículas com tamanhos de aproximadamente 0.2, 0.5, 1 e 10  $\mu\text{m}$ , onde se observa que a eficiência de extinção de uma partícula de 0.2  $\mu\text{m}$  diminui rapidamente com o comprimento de onda mostrando mudanças grandes para partículas com tamanhos de 0.5  $\mu\text{m}$  e 1.0  $\mu\text{m}$ , enquanto que é praticamente constante para partículas com tamanhos próximos aos 10  $\mu\text{m}$ . O mesmo comportamento qualitativo é visto para o albedo de espalhamento simples ( $w_\lambda$ ) (Fig. 3.16), o qual é calculado através da Eq.3.13, pelo qual podemos dizer que as partículas tendem a ser menos refletivas com o incremento do tamanho.

Na Fig. (3.17) mostramos agora o comportamento da função de fase, calculado através da Eq. 3.27 para o mesmo tamanho de partículas efetivas que a Fig(3.16), onde se mostra a dependência do ângulo de fase nos comprimentos de onda  $\lambda=0.3 \mu\text{m}$ ,  $\lambda=0.49 \mu\text{m}$  e  $\lambda=0.92 \mu\text{m}$ . Nesta figura se observa que as partículas com um tamanho de 0.2 $\mu\text{m}$ , a qual é menor que  $\lambda$  em todo o intervalo de comprimento de onda considerado, dispersam a radiação isotropicamente em todos os comprimentos de onda estudados. As partículas de 0.5 e 1  $\mu\text{m}$  mostram um marcado pico de oposição em pequenos comprimentos de onda e é dispersado isotropicamente quando  $\lambda = 0.92\mu\text{m}$ . Finalmente quando as partículas têm

um tamanho de  $\approx 10 \mu\text{m}$  mostra o nico de oposição em todos os comprimentos de onda.

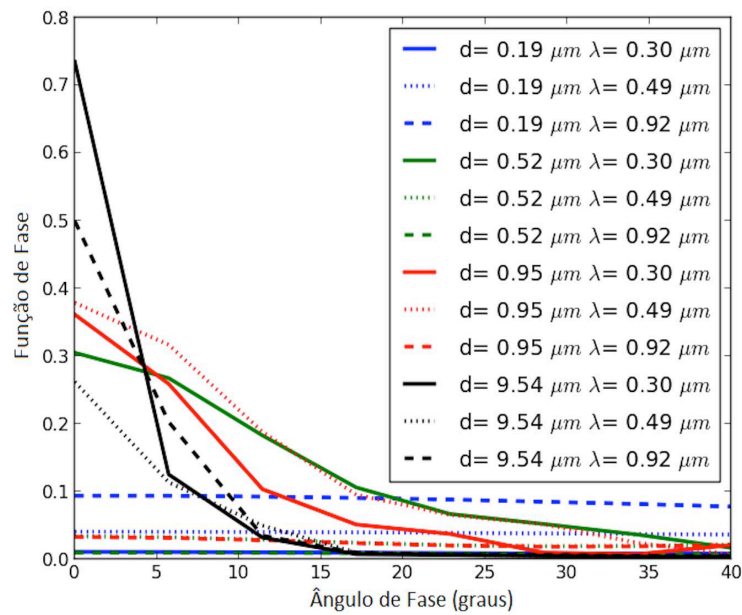


Figura 3.17: Função de fase ( $p(g)$ ) como função do ângulo de fase para o meteorito Tagish Lake.

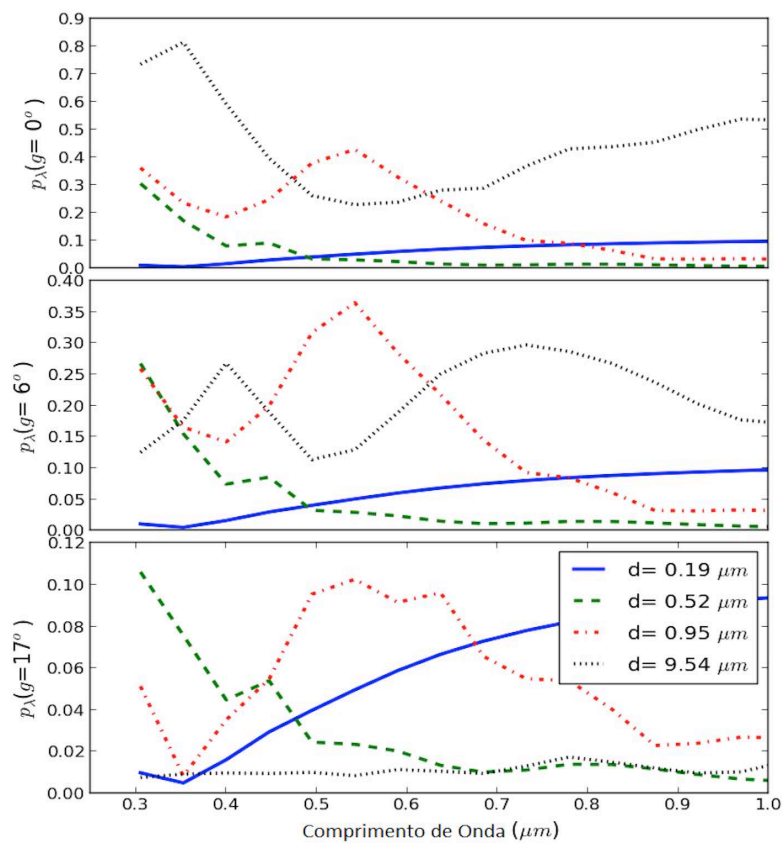


Figura 3.18: Função de fase ( $p(g)$ ) como função do comprimento de onda para o meteorito Tagish Lake.

Através do gráfico da Fig. 3.18 mostramos como a função de fase varia com o comprimento de onda para 4 partículas com tamanhos diferentes em ângulos de fase  $g=0^\circ$ ,  $g=6^\circ$ ,  $g=17^\circ$ , onde se observa que a dispersão é dominada pelas partículas de  $10\mu\text{m}$  para a maiorias dos intervalos de comprimentos de onda em  $g=0^\circ$ , mas estas viram menos eficiente quando aumenta o ângulo de fase. Em  $g=17^\circ$  as partículas com um diâmetros de  $0.5\mu\text{m}$  dominam a parte mais azul do espectro enquanto as partículas com diâmetros de  $0.2$  e  $1.0\mu\text{m}$  dominam mais a parte avermelhada e intermediaria do espectro respectivamente.

Por médio dos gráficos da Fig. (3.16 - 3.18) vemos que existe uma característica marcante na dispersão por partículas cujo tamanho é comparável com o comprimento de onda e é que as propriedades de dispersão variam rapidamente tanto com o tamanho da partícula quanto com o comprimento de onda. Como uma consequência do anteriormente mencionado a forma como a luz é dispersada pela coma dependerá fortemente da distribuição de tamanho das partículas dentro da coma.

### 3.4.1 Modelagem da coma do asteroide

Para poder estudar a influência dos parâmetros  $Q_{pr}$  e  $\beta$  sobre a coma de um asteroide temos realizado novamente toda a modelagem feita anteriormente, mas levando agora em consideração estes parâmetros, onde temos considerado um corpo esférico com raio  $R_b = 20\text{km}$ , com uma densidade  $\rho = 1500\text{kg/m}^3$ , numa órbita com semieixo maior  $a = 3\text{UA}$ , excentricidade  $e = 0.01$ , inclinação, ângulo nodo ascendente e argumento de periélio  $i = \Omega = \omega = 0^\circ$  respectivamente, com um eixo de rotação perpendicular ao plano orbital e um período de rotação  $P = 8\text{h}$ , onde a ejeção de um conjunto de 1000 partículas acontece no periélio com um cone de ejeção com ângulo  $\phi = 30^\circ$  no ponto subsolar o qual se encontra no equador do corpo, onde sua evolução orbital é seguida por 7 dias depois da ejeção. A velocidade inicial destas é calculada a través da Eq. (3.10), onde novamente  $\gamma = 0.5$  para o caso sublimacional e  $\gamma = 0.05$  para o caso colisional.

Para o caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) temos considerado que  $v = 80\text{m/s}$  e  $v = 25\text{m/s}$  na Eq.(3.10), onde esta velocidade é a velocidade de ejeção de uma partícula com um raio de  $1\mu\text{m}$ . No primeiro caso as partículas adquirem uma velocidade maior à velocidade de escape do corpo ( $v_{esc} = 18.31\text{m/s}$ )(Fig. 3.19(a)), conseguindo assim escapar da força gravitacional deste (Fig. 3.19(b)), enquanto que para o segundo caso todas as partículas maiores que  $2\mu\text{m}$  cairão de novo no núcleo (Fig. 3.19(b)) e serão removidas da coma, isto se deve a que as velocidades de ejeção para estas partículas serão menores que a velocidade de ejeção das partículas com raio igual a  $1\mu\text{m}$  (Fig. 3.19(a)).

Para o caso colisional ( $\gamma=0.05$ ) como já foi discutido anteriormente a velocidade de ejeção não tem uma dependência forte com o tamanho da partícula, apresentando um comportamento plano(Fig. 3.19(a)). Para este caso temos considerado uma velocidade de ejeção de partículas com radio de  $1\mu\text{m}$  ligeiramente superior a velocidade de escape ( $v = 22\text{m/s}$ ), onde se observa na Fig. 3.19(b) que não todas as partículas escapam do corpo e fazem parte da coma, se observa que as partículas muito grandes e muito pequenas conseguem escapar da força gravitacional sendo parte da coma, no entanto as intermediarias ainda quando escapam do corpo não fazem parte da coma, isto se deve a que estas partículas com tamanhos intermediários interatuam fortemente com a pressão de radiação solar, já que se encontram no pico máximo de  $\beta$  (Fig. 3.15(b)) desta forma são arrastradas em direção contraria ao sol e removidas fora da coma.

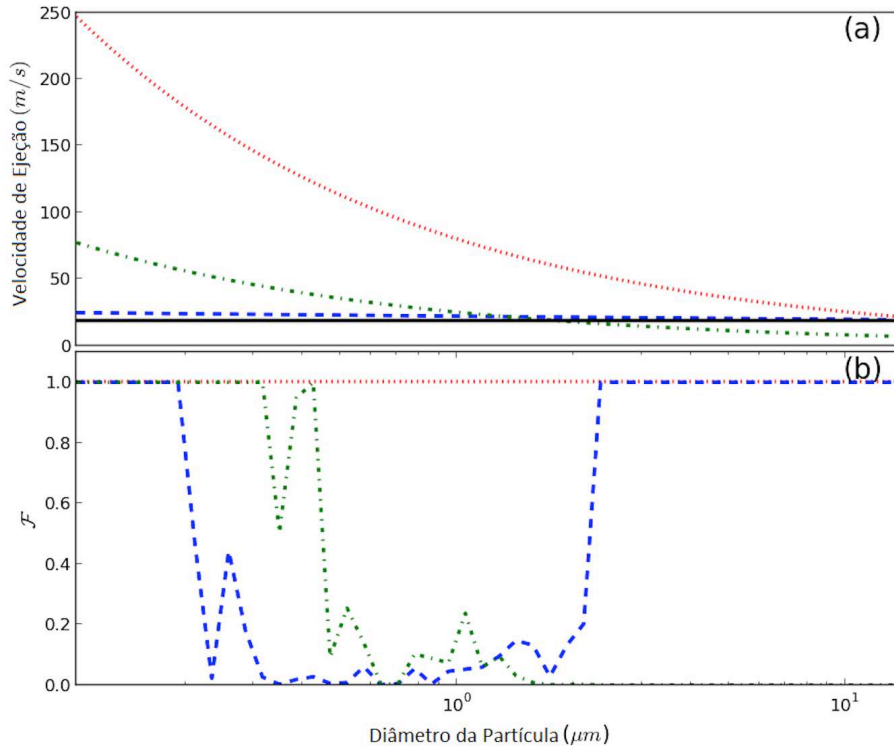


Figura 3.19: (a) Velocidade de ejeção como função do raio da partículas para o caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) com  $v = 80m/s$ (linha vermelha pontilhada) e com  $v = 25m/s$  (linha verde pontilhada-tracejada) e para o caso colisional com  $v = 22m/s$ (linha azul tracejada). (b) Fração das partículas de prova que são ejetados efetivamente do núcleo.

Para poder observar melhor este comportamento mostramos da Fig. 3.20 - 3.22 a distribuição de partículas da coma projetada no plano XY, o qual é o mesmo que no plano orbital, em 0.5, 1.0, 3.0 e 7.0 dias após a ejeção, com partículas que se mostram separadamente em diferentes intervalos de tamanho. Nestas figuras o núcleo do asteroide é representado com um ponto preto e a direção do sol (a qual é a mesma que a direção da ejeção) se encontra na parte superior do gráfico. A escala da coma é mostrada em quilômetros no painel que se encontra no extremo direito. A seção transversal ( $\sigma_i$ ) para cada partícula é obtida através da Eq. 3.28, onde  $\mathcal{N}_i$  é a densidade volumétrica de partículas num ponto da grade,  $\mathcal{P}_i(x, y, z)$  é a probabilidade de ter uma partícula deste tamanho numa posição x ao longo da direção (x,y), enquanto  $N_p(r_p)$  é o número de partículas com raio  $r_p$ .

$$\sigma_i = \pi r_i^2 \int \mathcal{N}_i(z) dz; \quad \mathcal{N}_i = \mathcal{P}_i(x, y, z) \int_{r_{imin}}^{r_{imax}} N_p(r_p) dr_p \quad (3.28)$$

Nestas figuras (Fig. 3.20 - 3.22) observamos que as partículas nos intervalos intermediários são afetadas eficientemente pela pressão de radiação solar, mas nestas distâncias heliocêntricas todas as partículas menos as maiores eventualmente serão dispersadas dentro de uma cauda. Para o caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) com  $v = 80m/s$ (Fig. 3.20), as partículas com tamanhos maiores que  $2 \mu m$  são as que tem maior seção transversal, mas elas são uma pequena fração das partículas na coma com uma alta concentração, isto acontece devido a sua baixa velocidade de ejeção. Em contraste as

partículas mais pequenas são espalhadas em um número maior e sobre um volumem maior, o qual compensa o fato de estas ter uma seção transversal individual muito pequena. Agora para o caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ), mas com  $v = 25m/s$  se observa que nenhuma partícula maior que  $2\mu m$  se encontra presente na coma e que as partículas que dominam o espalhamento e a extinção são as partículas muito pequenas (submicrométricas) (Fig. 3.21). Finalmente para o caso colisional ( $\gamma = 0.05$ ) com  $v = 22m/s$  só as partículas muito pequenas ( $< 0.3\mu m$ ) e muito grandes ( $> 2\mu m$ ) contribuem significativamente na seção transversal da coma (Fig. 3.22).

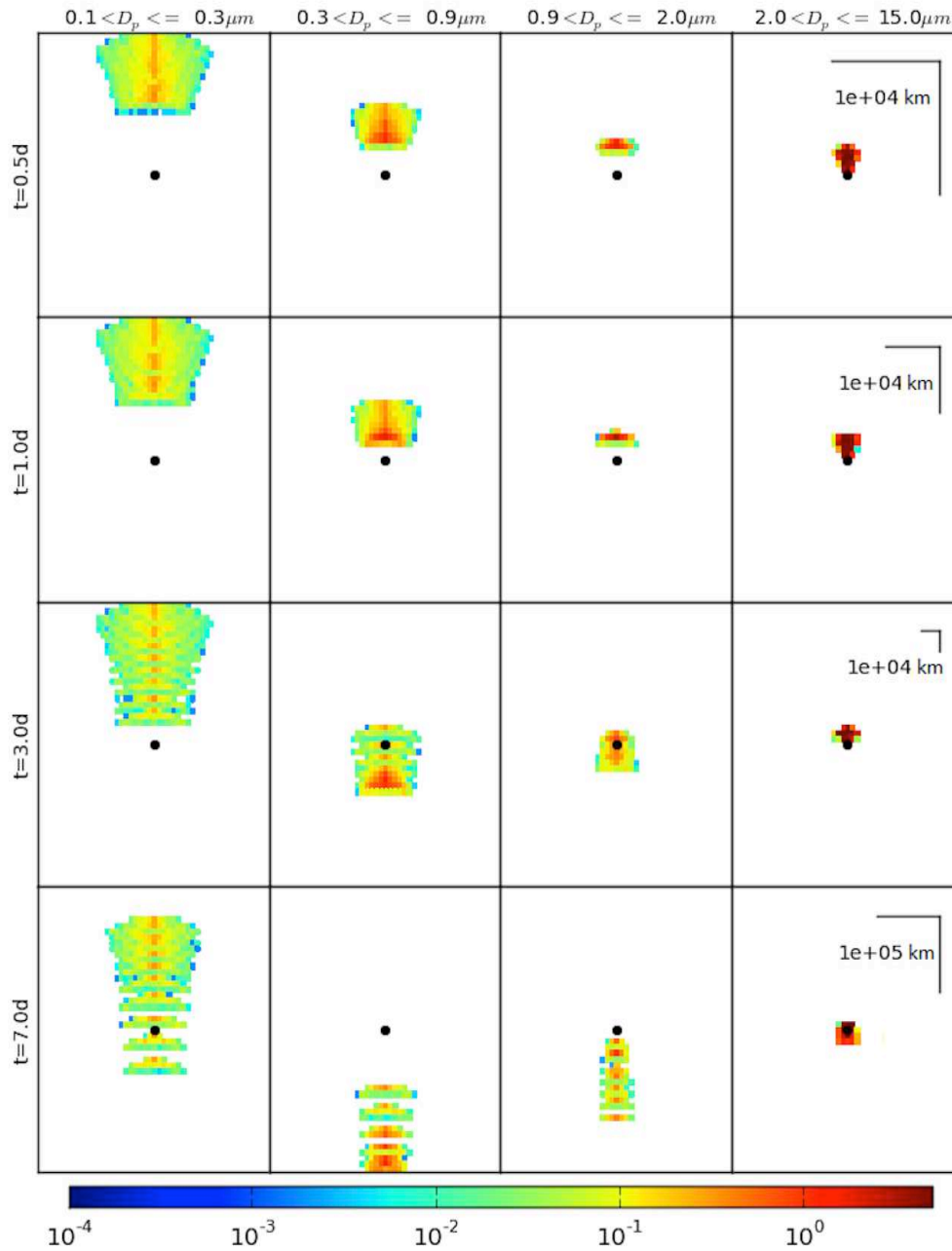


Figura 3.20: Seção transversal geométrica relativa das partículas na coma no caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) assumindo  $v = 80m/s$ .

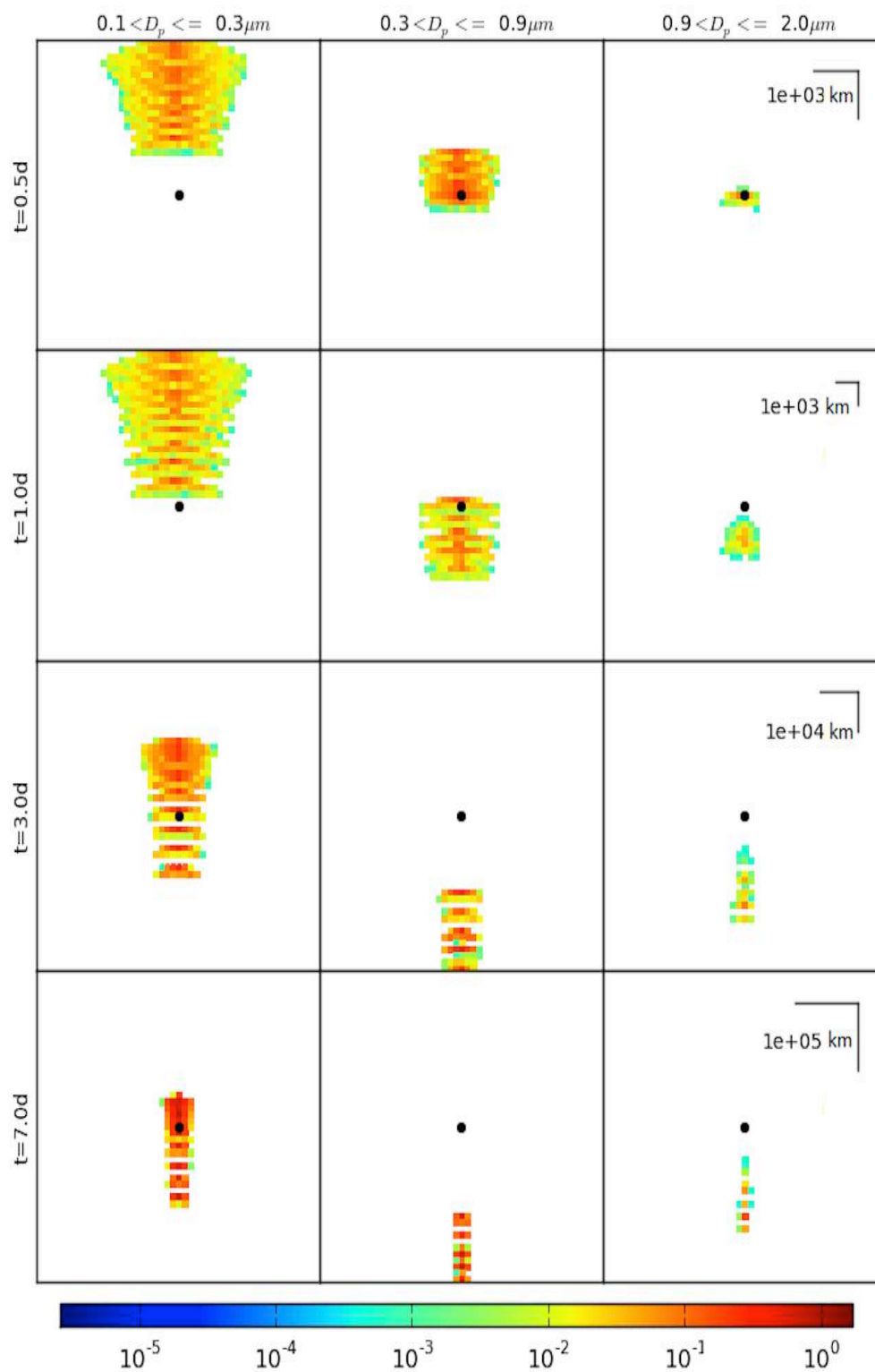


Figura 3.21: Seção transversal geométrica relativa das partículas na coma no caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) assumindo  $v = 25m/s$ .

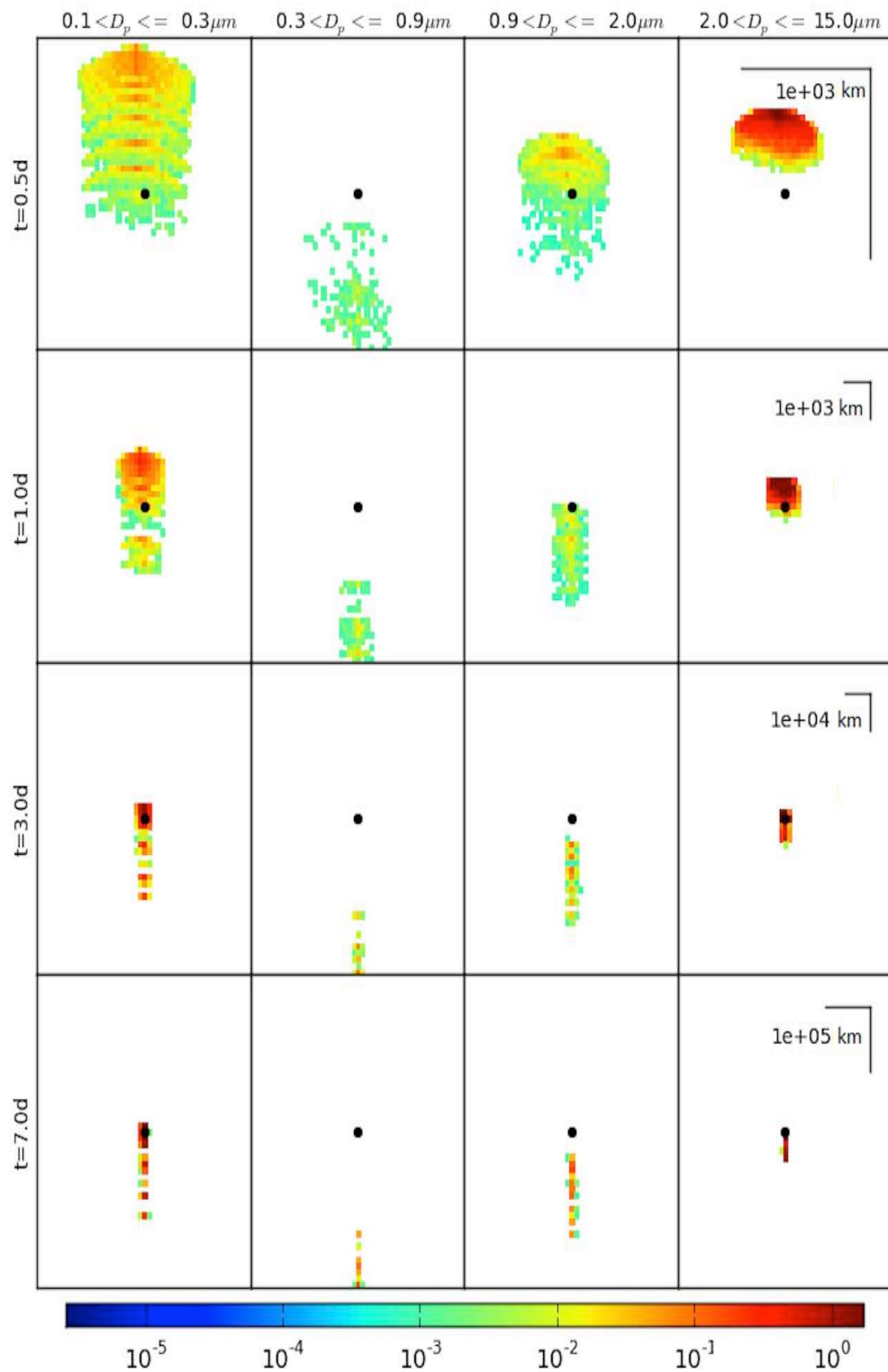


Figura 3.22: Seção transversal geométrica relativa das partículas na coma no caso colisional ( $\gamma = 0.05$ ) assumindo  $v = 22m/s$ .



### 3.4.2 Modelagem do perfil da imagem e do espectro

Com a finalidade de poder estudar o comportamento do espectro ao considerar uma coma entorno a seu núcleo e dadas as propriedades dispersivas das partículas e sua distribuição entorno ao núcleo do asteroide, mudaremos parâmetros como a massa da coma e o ângulo de fase, estudaremos também a evolução do espectro no tempo assim como também os efeitos de considerar diferentes velocidades de ejeção das partículas.

$$M_c = 1/6\pi\rho N_0 C \sum_i \mathcal{F}_i \bar{d}_i^3 \quad (3.29)$$

A massa da coma é determinada através do número de partículas que se considere na simulação usando a Eq. 3.29, onde  $N_0$  é o número de partículas,  $\rho$  é a densidade da partícula,  $C$  é uma constante para calcular a massa em kg,  $\mathcal{F}_i$  é a fração das partículas no bin e onde  $\bar{d}_i$  é o diâmetro efetivo no bin o qual vem dada através da Eq. 3.30.

$$\bar{d}_i^3 = \frac{\int_{d_{imin}}^{d_{imax}} d^3 N(d) dd}{\int_{d_{imin}}^{d_{imax}} N(d) dd} \quad (3.30)$$

A fração de luz dispersada no ponto  $(y,z)$  é calculada através da reflectância do núcleo (Eq. 3.18) e da reflectância da nuvem (Eq. 3.23) obtendo assim a reflectância total (Eq. 3.11), onde tem-se considerado que as partículas sobre o núcleo tem um diâmetro  $d_a = 50\mu m$  e com a mesma composição que as partículas da nuvem, as quais são tomadas a sua vez do meteorito "Tagish Lake". O espectro do núcleo é característico dos asteroides tipo D, com um albedo geométrico de 2.5 % em  $0.5 \mu m$ .

As imagens resultantes são posteriormente convoluídas com o passa banda dos sistemas de filtros SDSS. Logo para verificar se o brilho da coma tem um perfil estendido se geram imagens para cada filtro que são convoluídos com uma PSF com um FWHM de  $1''$  e comparadas com o perfil de uma fonte pontual.

#### Resultados para diferentes valores de $M_c$

Começamos considerando o caso sublimacional ( $\gamma = 0.5$ ) com  $v = 80m/s$  com um ângulo de fase de  $g = 0^\circ$  um dia após a ejeção cuja distribuição de partículas é mostrada na segunda fileira da Fig. 3.20. Na Fig. 3.23 se mostra diferentes resultados ao considerar uma masa  $M_c = 10^9 kg$ , devido a que neste caso a massa é tão grande a coma é oticamente espessa, sendo assim observada só a porção mais externa da coma (Fig. 3.23(a)). Devido a presença desta coma se observa um incremento de 10 magnitudes em relação à magnitude do asteroide sem a coma (magnitude nuclear)(Fig. 3.23(d)) e o perfil observado seria mais estendido que uma fonte pontual (Fig. 3.23(b), 3.23(e)). Na Fig. 3.23(c) se observa o espectro de reflectância do núcleo (linha sólida azul), do núcleo convoluído nos filtros SDSS (círculos azuis unidos por uma linha pontilhada azul), da coma (linha sólida preta), do núcleo e coma juntos (linha vermelha sólida) e do núcleo e coma junto convoluído nos filtros SDSS (quadros vermelhos unidos por uma linha pontilhada). Nestes espectros se observa que a forma do espectro nuclear é modificada devido a presença da coma, onde em lugar de um espectro avermelhado típico dos asteroides tipo D se observa um espectro basicamente plano com um incremento da reflectância em  $0.75\mu m$ , um espectro similar foi observado no centauro (2060) Chiron em presença de uma coma(Romon-Martin et al., 2003).

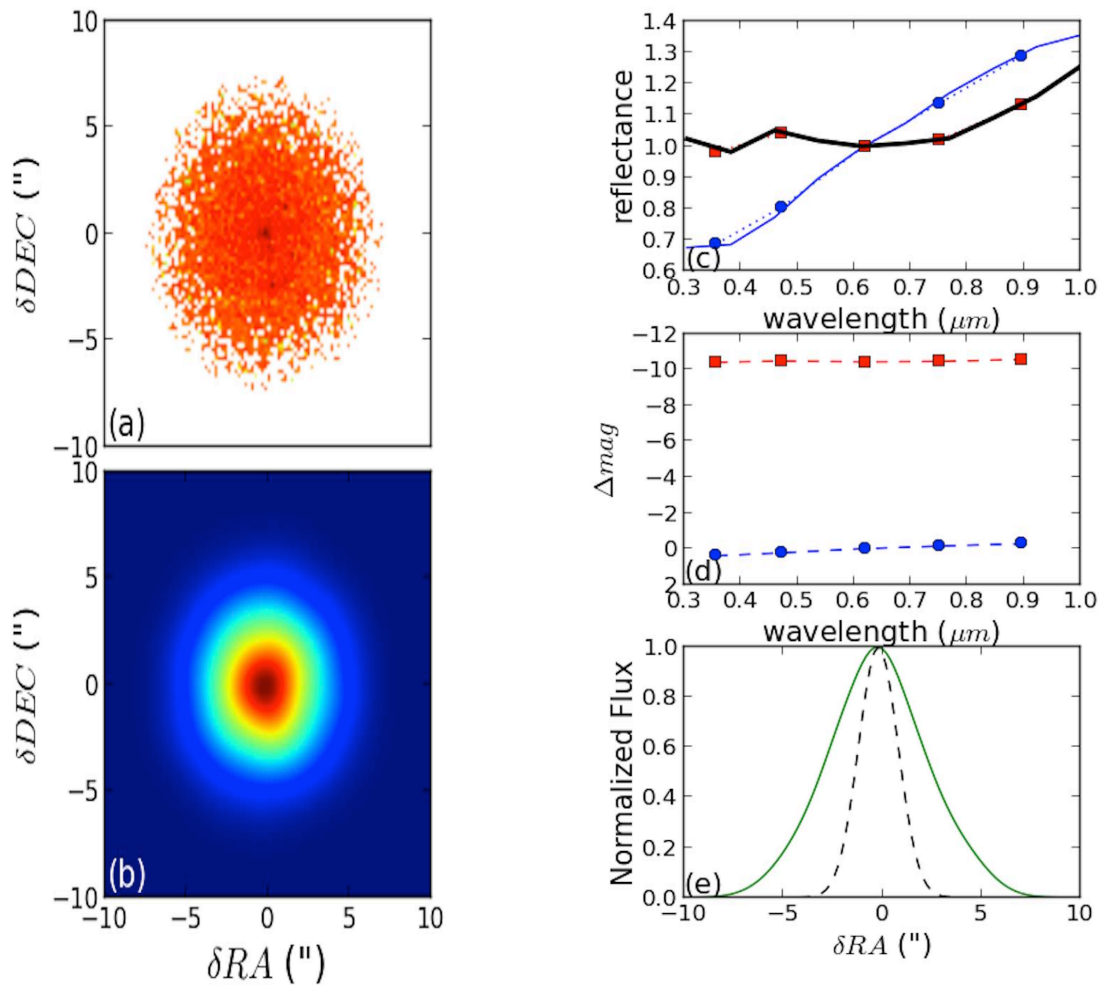


Figura 3.23: Imagens simuladas no filtro r SLOAN para a distribuição de partículas mostradas na segunda fileira da Fig. 3.20, após um dia da ejeção, em um ângulo de fase  $g = 0^\circ$ , com uma massa total na coma de  $M_c = 10^9 Kg$ . (a) Brilho projetado no plano do céu. (b) O mesmo resultado que em (a) convoluido com uma PSF com 1" em FWHM. (c) Espectro de reflectância normalizada no centro do filtro r, mostrando o espectro nuclear (linha sólida azul), do núcleo convoluido nos filtros SDSS (círculos azuis unidos por uma linha pontilhada azul), da coma (linha sólida preta), do núcleo e coma juntos (linha vermelha sólida) e do núcleo e coma junto convoluido nos filtros SDSS (quadros vermelhos unidos por uma linha pontilhada). (d) Diferença de magnitudes entre a magnitude nuclear e o asteroide com núcleo. (e) Perfil radial do asteroide com coma do fluxo normalizado no filtro r convoluido com uma PSF de 1" (linha continua) e perfil de uma fonte pontual (linha tracejada).

Na Fig. 3.24 mostramos agora o resultado ao considerar  $M_c = 10^6 kg$  onde se observa que a coma ainda domina o brilho observado, este é óticamente fino e a contribuição da parte interna pode ser observada (Fig. 3.24(a-b)). O objeto experimenta um aumento de 2.5 magnitudes na banda r (Fig. 3.24(d)), mas o perfil radial é quase idêntico a uma fonte pontual (Fig. 3.24(e)). O espectro da coma é azulado, e é a que domina o espectro do núcleo e da coma juntos, este espectro é similar com os que apresentam os asteroides tipo B.

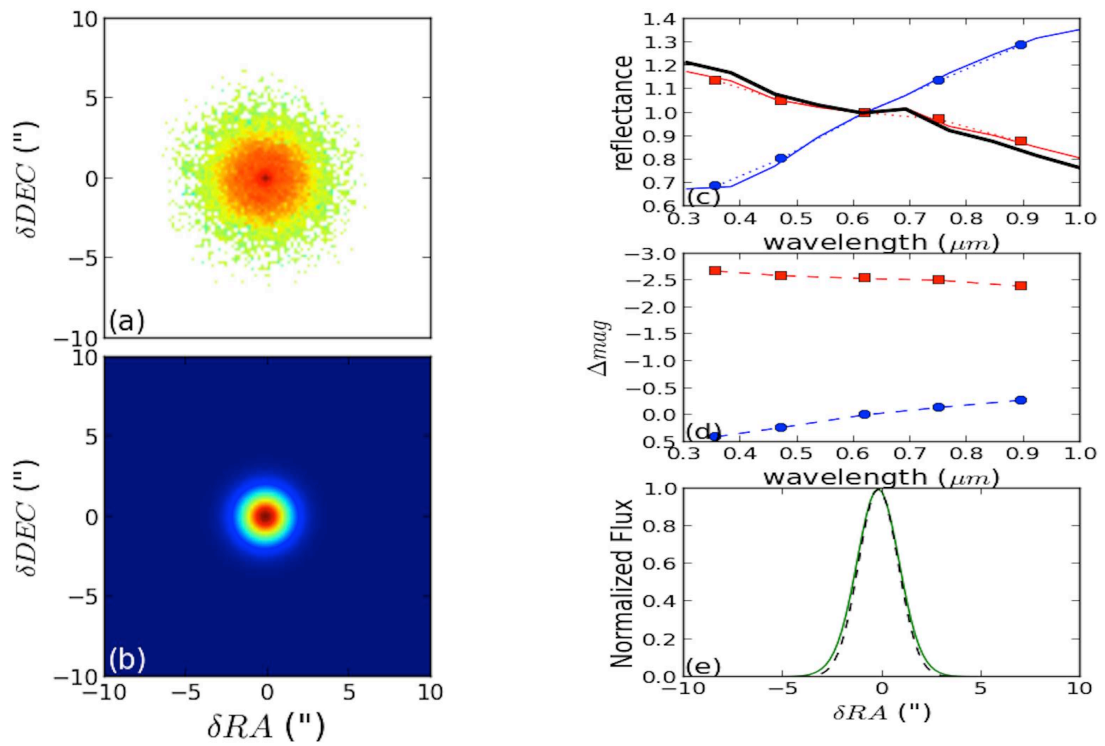


Figura 3.24: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 10^6 Kg$ .

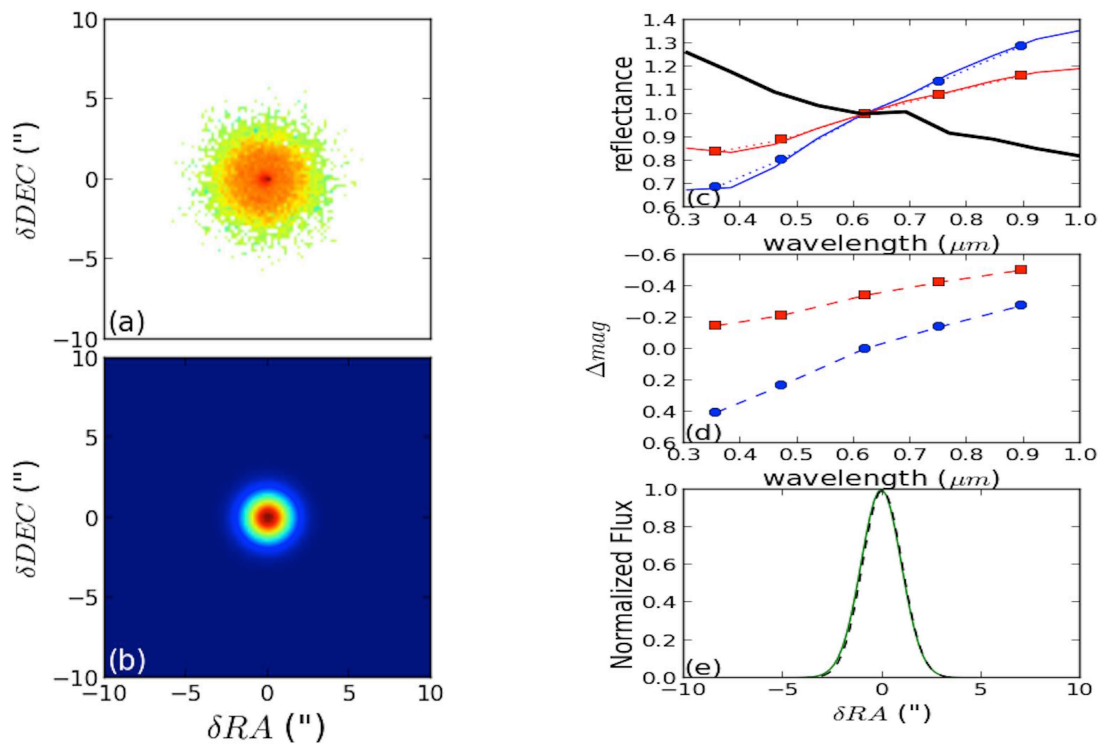


Figura 3.25: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ .

Na Fig. 3.25 temos considerado que  $M_c = 1.63 \times 10^5 \text{kg}$  observando que ao diminuir a massa da coma o espectro se ve dominado pela parte nuclear (Fig. 3.25(c)). O objeto experimenta um aumento de 0.35 magnitudes na banda r (Fig. 3.25(d)) e não se observa nenhum perfil radial estendido (Fig. 3.25(e)).

### Resultados para diferentes valores do ângulo de fase

Para estudar os efeitos do ângulo de fase no espectro foi considerado os mesmos parâmetros que na seção anterior, mas com uma massa  $M_c = 10^6 \text{kg}$  fixa. O resultado para  $g = 0^\circ$  é observado na Fig. 3.24 enquanto que para  $g = 6^\circ$  e  $g = 17^\circ$  é mostrado na Fig. 3.26-3.27 respectivamente. Para  $g = 6^\circ$  o incremento do brilho do objeto cai a 1.5 magnitudes em relação ao brilho em  $g = 0^\circ$  (Fig. 3.26(d)), e pelo efeito da geometria da observação a presença de um perfil radial estendido é mais evidente (Fig. 3.26(e)). O espectro é menos azul e se assemelha com os espectros dos asteroides tipo B ou Cb (Fig. 3.26(c)).

Quando o ângulo de fase é  $g = 17^\circ$  o incremento do brilho cai em 0.35 magnitudes (Fig. 3.27(d)), enquanto o perfil radial seria menos evidente que no caso anterior (Fig. 3.27(e)). O espectro da coma se assemelha com dos asteroides tipo S, mas o espectro observado que é a soma do espectro nuclear com o espectro da coma, é mais azul que a do núcleo, com uma relativa queda na banda z (Fig. 3.27(c)).

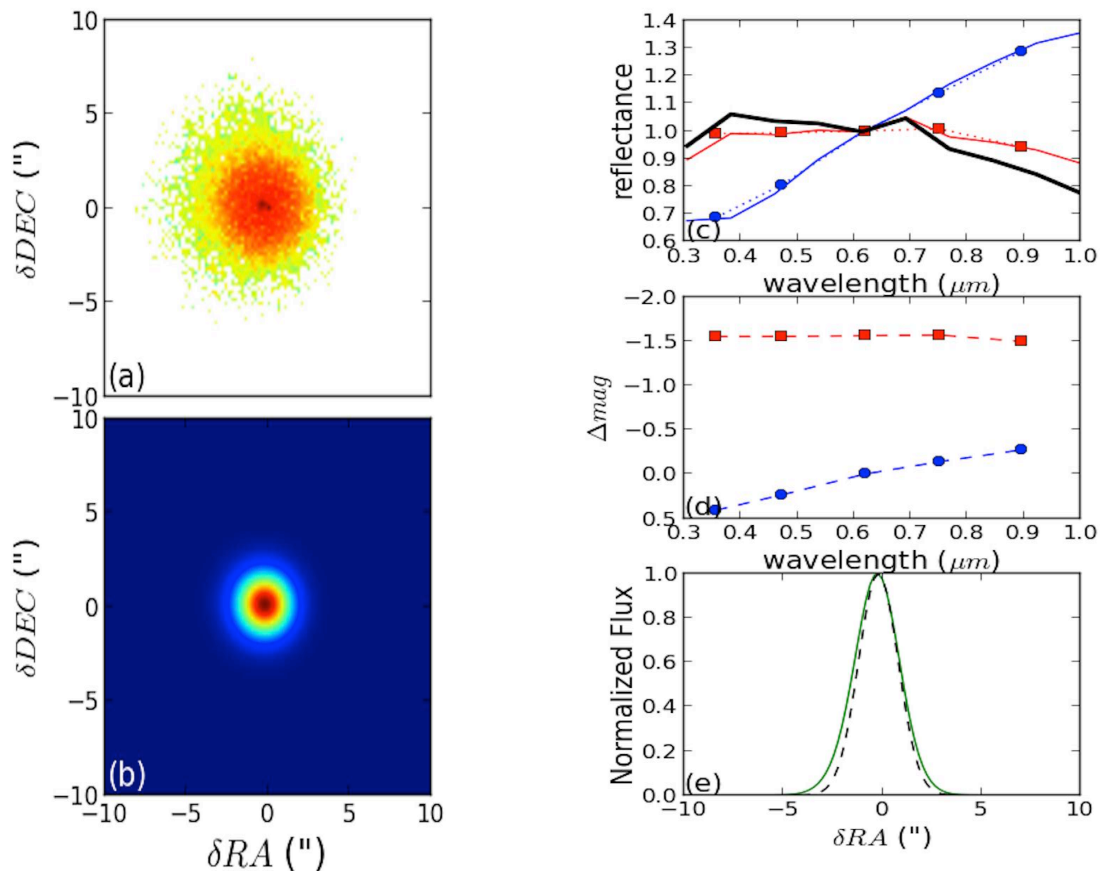


Figura 3.26: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 10^6 \text{kg}$  e  $g = 6^\circ$ .

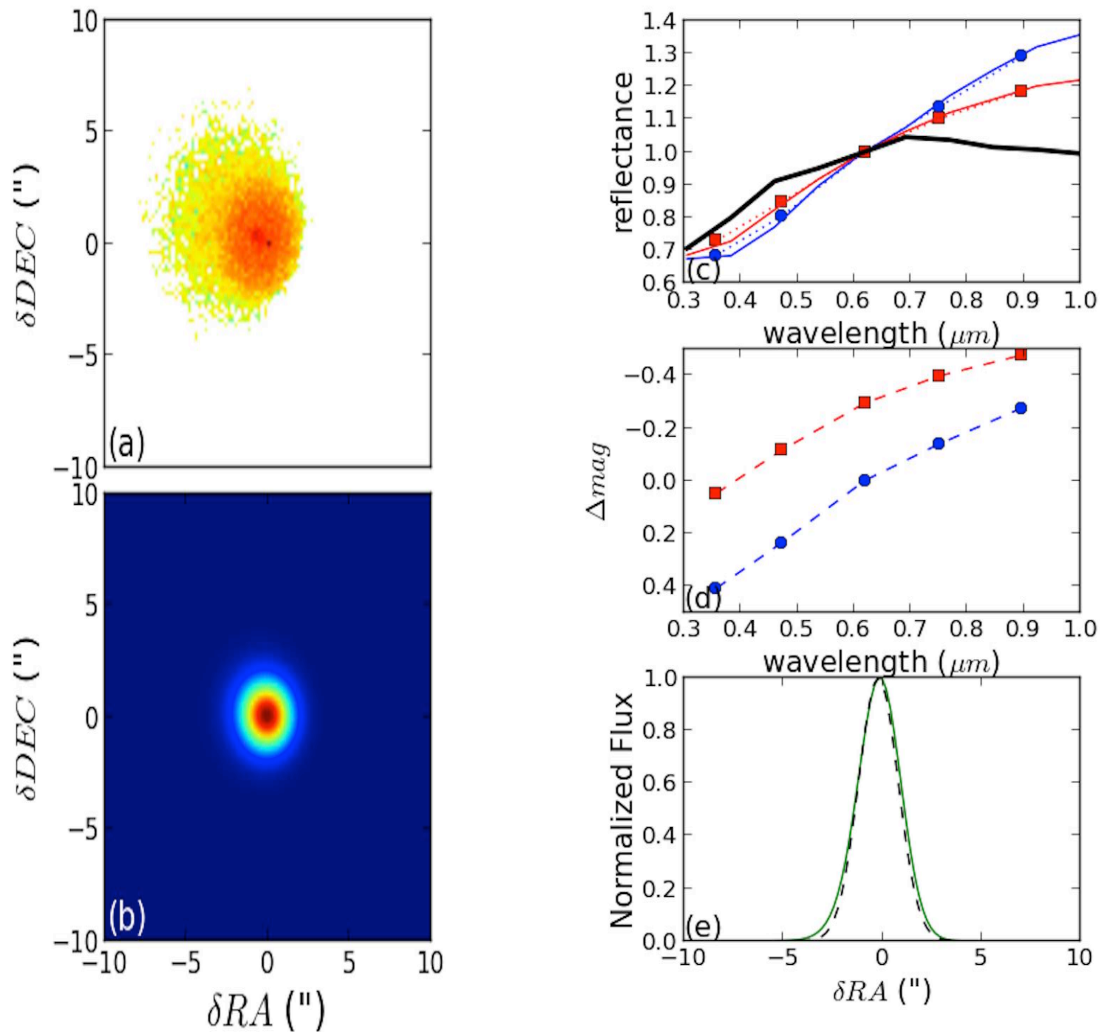


Figura 3.27: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 10^6 kg$  e  $g = 17^\circ$ .

### Resultados para a evolução no tempo

Para poder saber como a forma do espectro é modificada a medida que a coma evoluciona no tempo foi considerado os mesmos parâmetros que na seção anterior, mas fixando a massa  $M_c = 10^6 kg$  e o ângulo de fase  $g = 6^\circ$ . O resultado para o primeiro dia após a ejeção é mostrado na Fig. 3.26, enquanto para 3 e 7 dias é mostrado nas Fig. 3.28 e 3.29 respectivamente. A distribuição de partículas para cada dia após a ejeção é mostrada na segunda, terceira e quarta fileira da Fig. 3.20. Nas Figs. 3.26(d), 3.28(d) e 3.29(d) observamos que a diferença de magnitudes aproximada entre a magnitude nuclear e a magnitude total observada no filtro r o primeiro dia, o terceiro e o sétimo dia após a ejeção é de 1.5, 0.8 e 0.6 magnitudes respectivamente o que indica que a medida que o tempo passa o brilho do asteroide diminui, isto devido a que a medida que o tempo passa a coma se faz menos densa (Figs. 3.26(a)(b), 3.28(a)(b) e 3.29(a)(b)). Além disto observamos que o primeiro dia após a ejeção o espectro é azulado similar ao dos asteroides Tipo B, mas ao aumentar o tempo o espectro se avermelha ficando próximo a dos asteroides tipo X (Fig. 3.26(c), 3.28(c) e 3.29(c)).

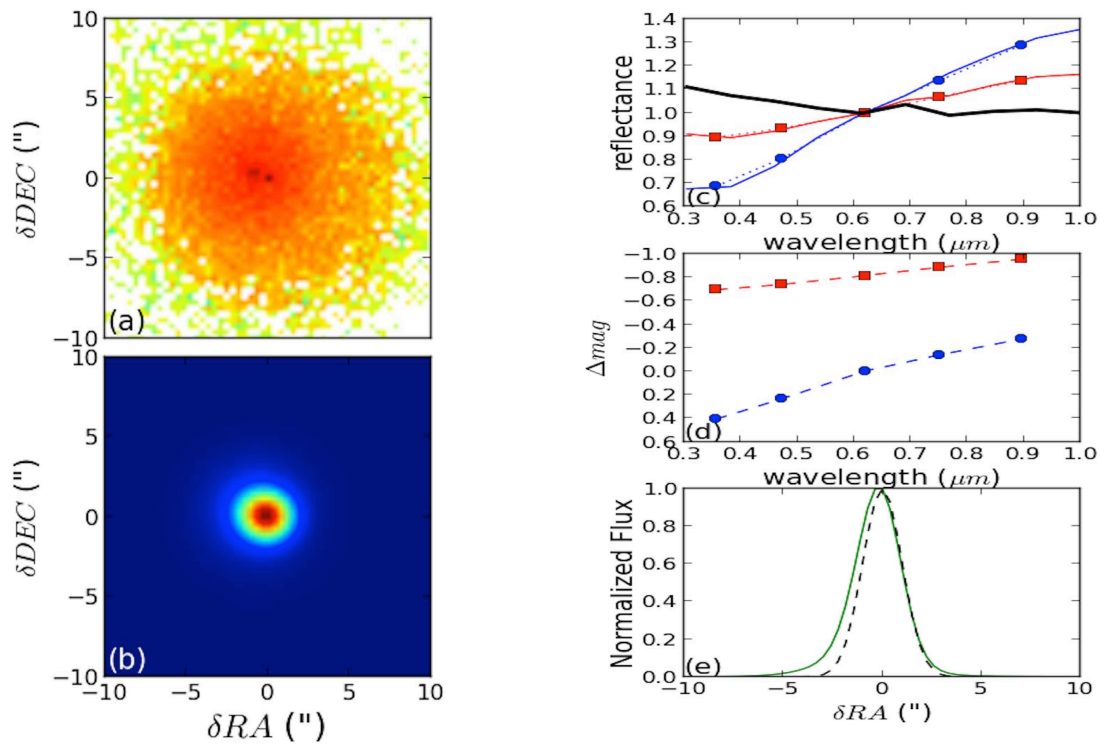


Figura 3.28: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ ,  $g = 6^\circ$  no terceiro dia após ejeção.

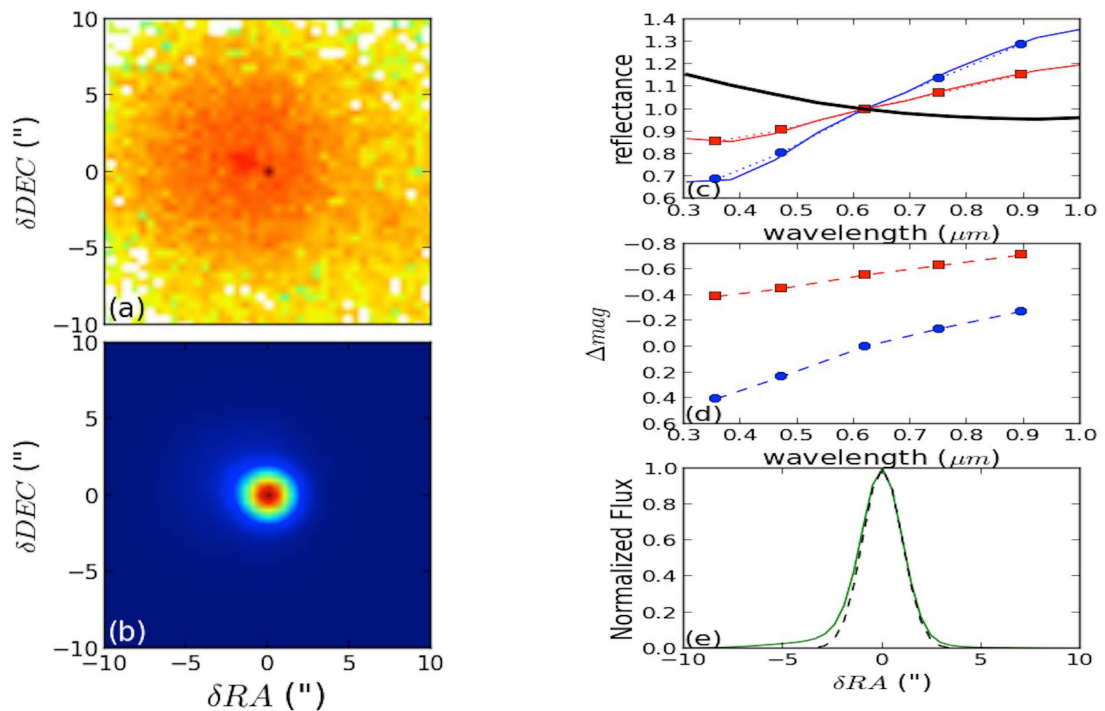


Figura 3.29: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ ,  $g = 6^\circ$  no sétimo dia após ejeção.

### Resultados para diferentes valores da velocidade de ejeção

Para estudar como ao variar a velocidade de ejeção muda o espectro do asteroide foi analisado os casos onde a ejeção acontece por sublimação ( $\gamma = 0.5$ ) com  $v = 25m/s$  e quando acontece por colisão ( $\gamma = 0.05$ ) com  $v = 22m/s$  (Fig. 3.21, 3.22). Para o primeiro caso ( $\gamma = 0.5, v = 25m/s$ ) tem-se considerado que  $M_c = 0.5 \times 10^5 kg$ ,  $g = 17^\circ$  no primeiro dia após a ejeção, nesta configuração observa-se que o incremento do brilho no filtro r em relação ao brilho do núcleo é de só 0.3 magnitudes (Fig. 3.30(d)) enquanto a desviação do perfil radial do asteroide é quase imperceptível (Fig. 3.30(e)), mas devido às partículas muito pequenas o espectro da coma é extremadamente azul (Fig. 3.30(c)). O espectro observado é dominado pelo espectro do núcleo, mas sem chegar a ser mais avermelhado que o espectro nuclear (Fig. 3.30(c)), neste espectro observado se detalha um incremento na banda u (Fig. 3.30(c)). Foram realizados testes para ângulos de fase menores, não encontrando diferenças significativas, no entanto devido a que a coma poderia ser mais brilhante em ângulos de fase menores o espectro observado pode ser mais parecido com o espectro da coma.

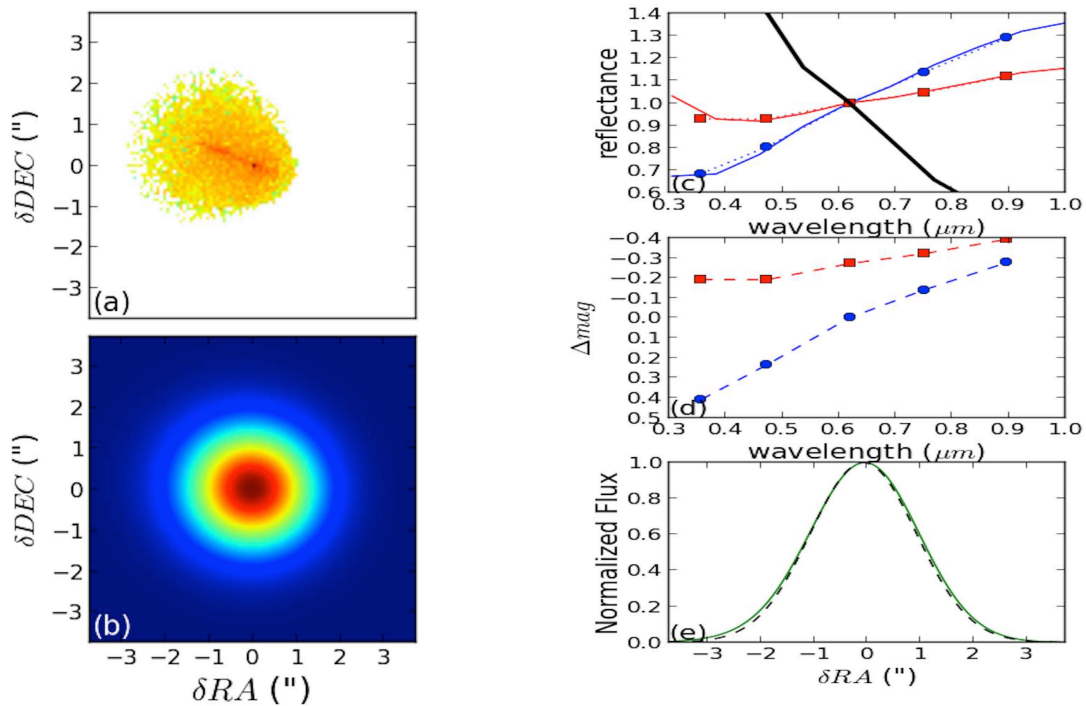


Figura 3.30: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 0.5 \times 10^5 kg$ ,  $g = 17^\circ$ , no primeiro dia após ejeção no caso sublimacional ( $\gamma = 0.5, v = 25m/s$ ).

No segundo caso ( $\gamma = 0.05, v = 22m/s$ ) tem-se considerado que  $M_c = 0.5 \times 10^5 Kg$ ,  $g = 0^\circ$  e  $g = 17^\circ$  no primeiro dia após a ejeção, onde a coma é dominada por partículas menores que  $0.3 \mu m$  e maiores que  $2 \mu m$ . Quando se considera que  $g = 0^\circ$  (Fig. 3.31) se observa que o incremento do brilho na banda r é de 1.2 magnitudes, mas devido as baixas velocidades de ejeção a coma não se expande muito observando-se assim um perfil radial de uma fonte pontual (Fig. 3.31(e)). O espectro da coma não é compatível com nenhuma classe taxonômica conhecida, com um moderado avermelhamento a partir de  $0.5 \mu m$  e um incremento da reflectância no (Fig. 3.31(c)). O espectro observado é mais azul que o espectro nuclear e apresenta um incremento da reflectância no filtro u (Fig. 3.31(c)).

Este comportamento muda completamente em  $g = 17^\circ$  (Fig. 3.32) onde o incremento do brilho em relação ao núcleo é de só 0.1 magnitudes (Fig. 3.32(d)) e onde o espectro da coma é ligeiramente mais vermelho que o espectro nuclear (Fig. 3.32(c)).

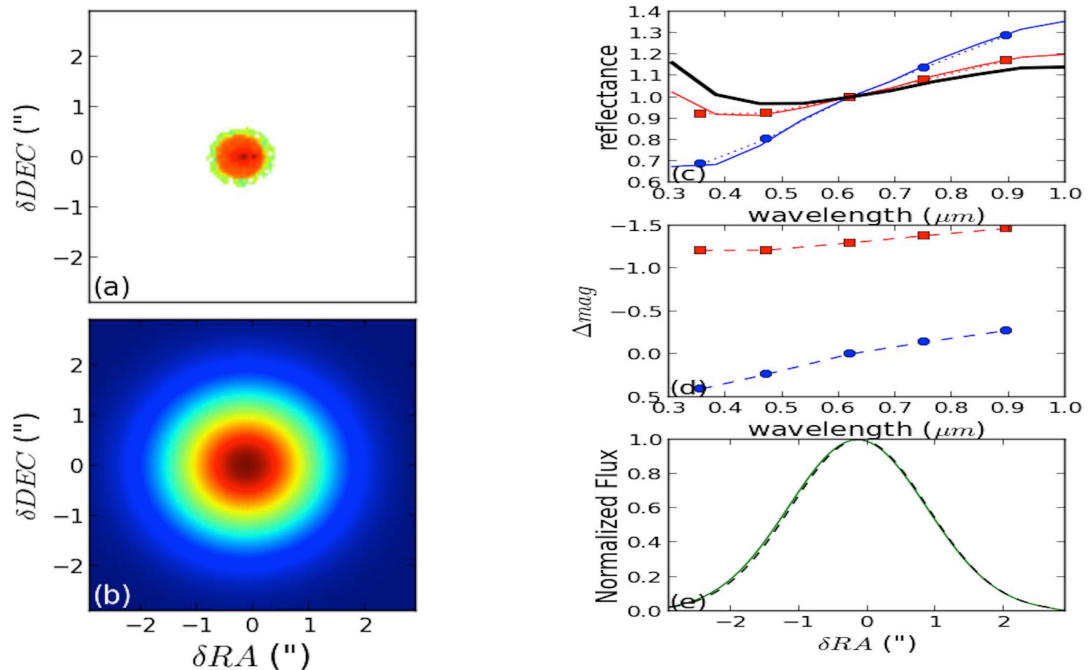


Figura 3.31: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ ,  $g = 0^\circ$ , no primeiro dia após ejeção no caso colisional ( $\gamma = 0.05$ ,  $v = 22 m/s$ ).

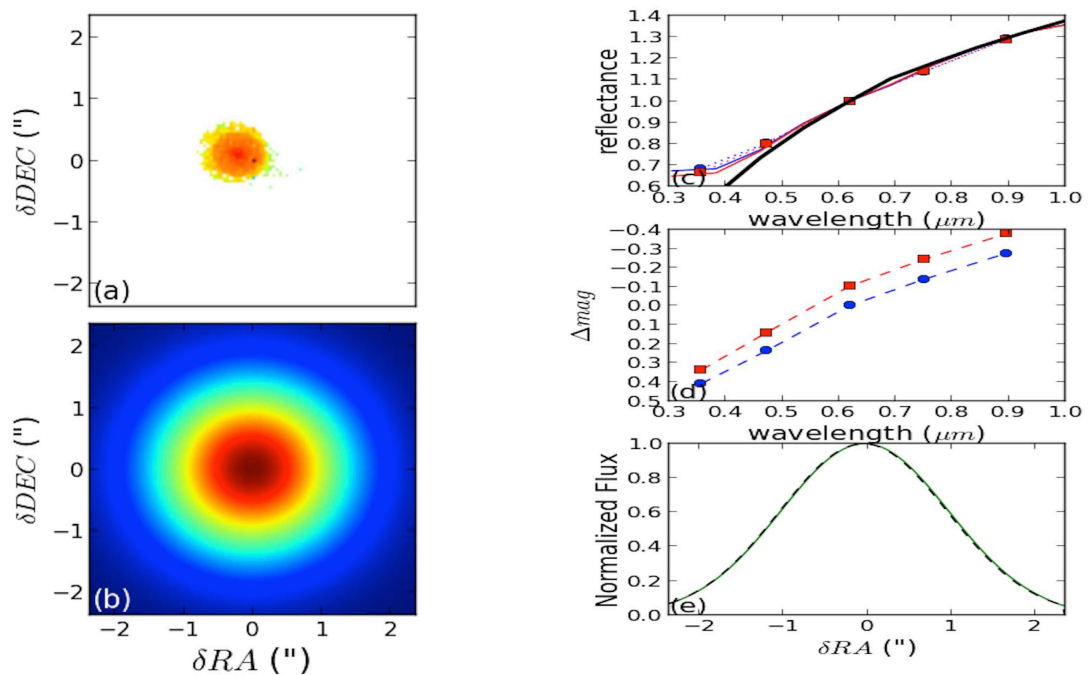


Figura 3.32: O mesmo que na Figura. 3.23, mas considerando que  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ ,  $g = 17^\circ$ , no primeiro dia após ejeção no caso colisional ( $\gamma = 0.05$ ,  $v = 22 m/s$ ).



# Capítulo 4

## Dados Observacionais de (596) Scheila

Com a finalidade de poder comparar os resultados de nosso modelo com dados observacionais temos observado ao asteroide ativo (596) Scheila. Este é um asteroide que foi descoberto pelo astrônomo alemão August Kopff desde o observatório de Heidelberg na Alemanha em 21 de fevereiro de 1906. Este objeto apresenta um diâmetro de 113 Km com um albedo geométrico baixo  $p_v = 0.038$  (Tedesco et al., 2002) e período de rotação  $P = 15.877h$  (Warner, 2011). Yang & Hsieh (2011) estudaram o espectro de reflectância deste objeto no infravermelho próximo, encontrando que ajusta melhor com o meteorito Tagish Lake que com o meteorito Miguei, mas é observada uma clara discrepância entre 1.5-2.0  $\mu m$  (Fig. 4.1(a)). Nestes dois meteoritos se observa uma banda de absorção devida a hidratação, centrada entre 2.7 $\mu m$  e 2.8  $\mu m$  respectivamente, a qual não é observadas no espectro de (596) Scheila (Fig. 4.1(b)).

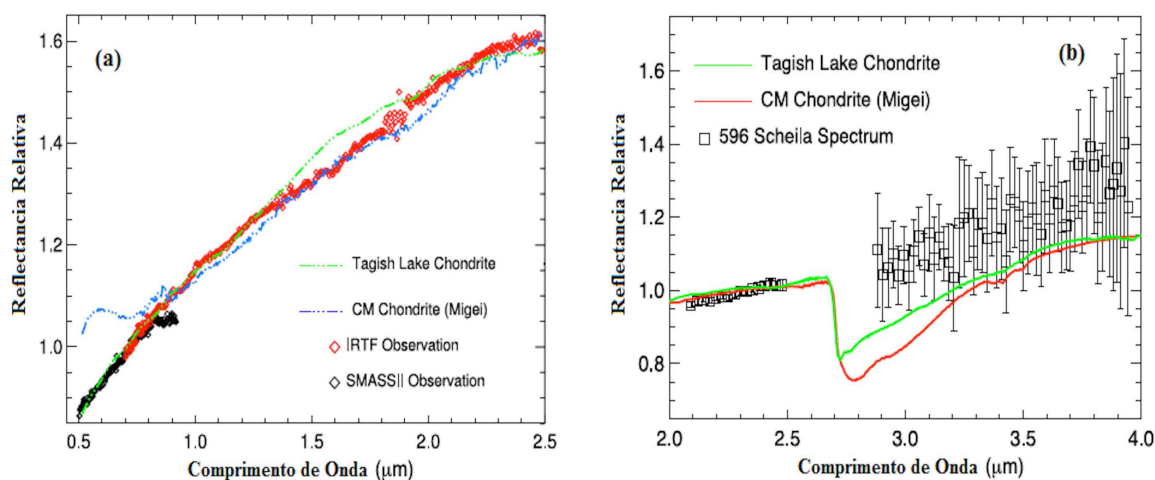


Figura 4.1: a) Espectro de reflectância de 596 Scheila normalizado em 0.75  $\mu m$  onde se mostra as observações de NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) (diamantes vermelhos) (Yang & Hsieh, 2011) e do Small Main-Belt Asteroid Spectroscopy Survey (SMASS) (Bus & Binzel, 2002) (diamantes pretos), também se mostra o espectro característico do meteorito CM Mighei (pontos azuis) e do meteorito Tagish Lake (pontos verde) (Yang & Hsieh, 2011).

Baseado no "Eight Color Asteroid Survey" (ECAS) (Zellner et al., 1985), este objeto tem sido classificado por Tholen & Barucci (1989) como um asteroide tipo D, posteriormente foi classificado por Bus & Binzel (2002) como um asteroide tipo T,

baseado em um Survey com maior resolução que ECAS o "Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey II" (SMASS II), e atualmente foi classificado por [Yang & Hsieh \(2011\)](#) como um asteroide tipo D, já que o espectro encontrado por ele não apresenta o aplanamento observado por [Bus & Binzel \(2002\)](#) nos comprimentos de onda entre 0.85-0.92  $\mu\text{m}$ , característico dos espectros tipo T (Fig. 4.1(a)).

[Larson \(2010\)](#) observou um "outburst" no (596) Scheila desde o "Catalina Sky Survey" o 11 de dezembro de 2010 tendo assim uma aparência tipo cometa com uma dupla cauda em direção antisolar, com uma magnitude  $V=13.4$ , sendo classificado assim como um asteroide ativo. [Larson \(2010\)](#) ao inspecionar as imagens dos arquivos do "Survey" observa que o "outburst" pode ter ocorrido entre o 11 de novembro e o 3 de dezembro de 2010. Em princípio a cauda deste objeto se encontra formada por grãos de poeira que são deslocados longe do núcleo pela pressão de radiação solar. A cauda foi claramente vista após a detecção, mas o brilho tende a se desvanecer rapidamente após poucos dias, sendo indetectável 3 semanas após o descobrimento.

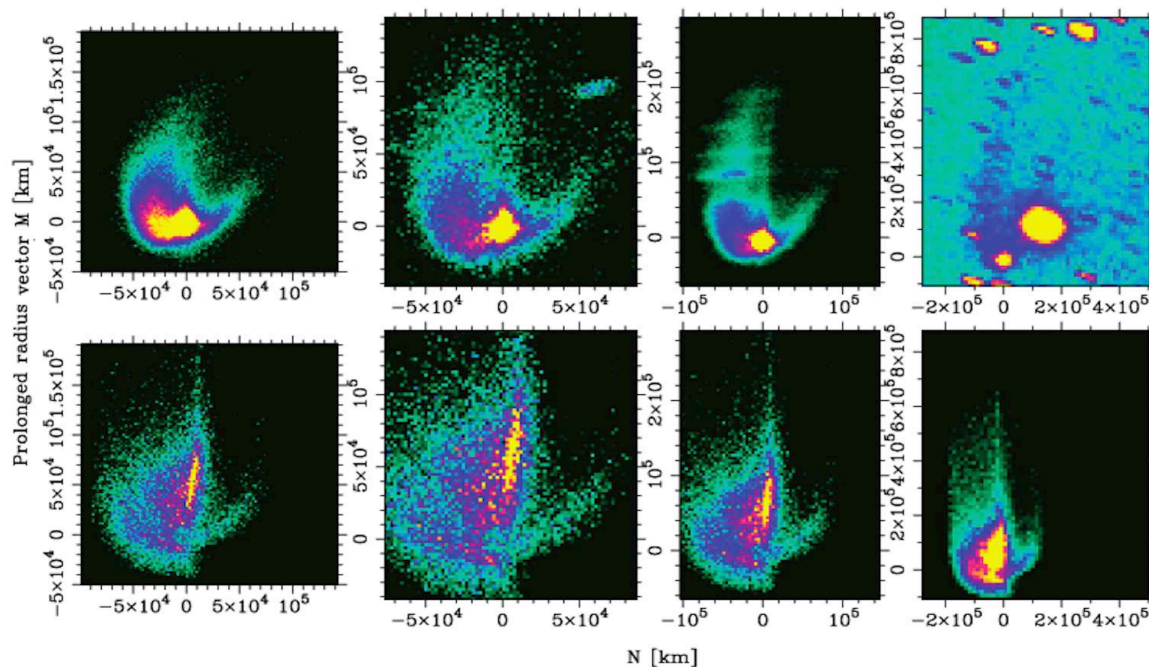


Figura 4.2: Distribuição de poeira de 596 Scheila para os dias 13, 14, 17 e 29 de dezembro do 2010, onde a fileira superior corresponde às observações enquanto a fileira inferior corresponde ao modelo ([Moreno et al., 2011b](#)).

Este cenário é compatível com eventos de curta duração tal como uma colisão com outro corpo, no entanto outros mecanismos poderiam ser os causantes da sua perda de massa. Neste sentido [Moreno et al. \(2011b\)](#) modela a distribuição de poeira do Scheila para o 13, 14, 17 e 29 de dezembro do 2010, desde o qual estima parâmetros associados com a geometria da ejeção, a distribuição de tamanho das partículas, a distribuição de velocidades e a massa total ejetada. Em relação à distribuição de massa [Moreno et al. \(2011b\)](#) encontra que segue uma lei de potencia com índice -3, a distribuição de velocidades encontradas é diferente a esperada no caso em que a perda de massa é por sublimação e sugere que o cenário colisional é a causa provável do "outburst" e obtém uma massa total ejetada de  $2 \times 10^{10}$  kg.

Por outro lado [Hsieh et al. \(2012a\)](#) observa a (596) Scheila nos filtros V e R o dia 12 de dezembro do 2010 encontrando uma magnitude para este objeto no filtro V

de  $m_V=13.63$  mag, quando a magnitude deste objeto sem coma deveria ser de  $m_V=14.69$  mag, obtendo assim um excesso de magnitude  $\Delta m_V=0.96$  mag, encontrando desta maneira que a coma tem uma seção transversal de  $A_d=1.4 \times 10^4 \text{ Km}^2$  o qual equivale a 1.4 vezes a seção transversal do núcleo de (596) Scheila. Assumindo agora uma densidade de  $1640 \text{ Kg/m}^3$  e um diâmetro das partículas de  $1 \mu\text{m}$  calcula que a massa de poeira ejetada deveria ser de  $3 \times 10^7 \text{ Kg}$ . Hsieh et al. (2012a) calcula também as cores V-R do núcleo do (596) Scheila obtendo um valor V-R  $\approx 0.44$  mag, sendo assim mais avermelhado que o sol ( $\langle V-R \rangle_{\odot}=0.35$ ) e consistente com os asteroides tipo D (Fornasier et al., 2007), também calcula as cores V-R da coma obtendo um valor V-R = 0.48 valor consistente com os cometas ativos e os centauros ativos (Jewitt, 2009), além disto compara as cores V-R dos dois jatos observados, não encontrando diferenças significativas o que é interpretado como um indicio de que as partículas que conformam os jatos têm composições similares.

## 4.1 Observações e Reduções de Dados

Neste seção apresentamos alguns resultados preliminares da redução e análise de observações ainda não publicadas do AA 596 Sheila as quais foram realizadas o 18 de dezembro de 2010 no telescópio de 4 metros do SOAR localizado em Cerro Pachon-Chile (Fig. 4.3(a),4.3(b),4.3(c),4.3(d)). As imagens foram obtidas usando os filtros Sloan r, g, i e os filtros Bessell B, V, R, I no instrumento SOI, a qual tem uma câmera composta por 2 CCD de  $2048 \times 4096$  pixel com 2 amplificadores, onde tem-se usado um binning  $4 \times 4$ . Os tempos de exposição foram de 30s para os filtros B,V g, R; de 15s para o filtro R e de 12 para os filtros r, I, i.

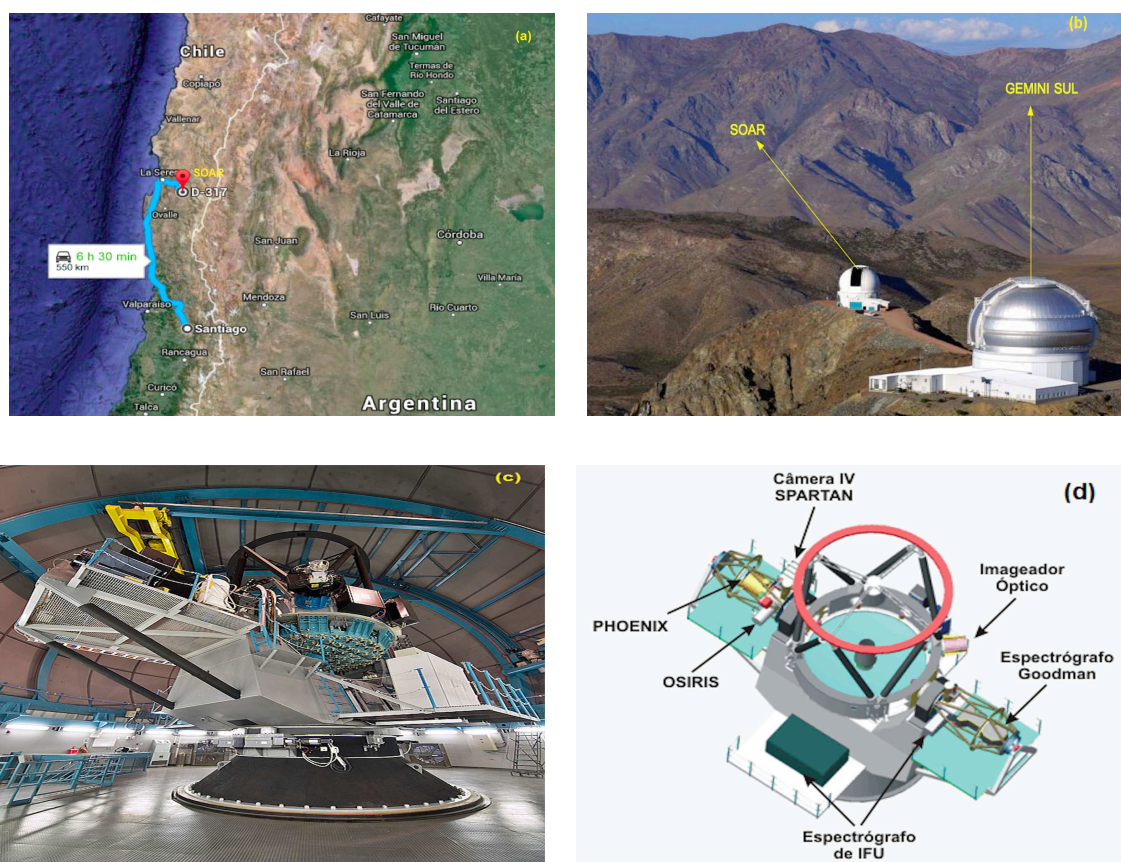


Figura 4.3: a) Localização do SOAR onde se mostra em azul o percorrido desde Santiago de Chile a SOAR. b) Cúpulas do telescópio SOAR e Gemini sul. c) Fotografia do telescópio SOAR. d) Esquema do telescópio SOAR onde se mostra diferentes componentes do mesmo.

As imagens ciência (e.g. Fig. 4.4(a)) foram reduzidas fazendo correções de overscan, bias (e.g Fig. 4.4(b)) e flat (e.g Fig. 4.4(c)), usando o pacote MSCRED de IRAF para cada filtro por separado. Posteriormente foram tirados das imagens ciência as estrelas que se encontravam no campo da coma de (596) Scheila substituindo estas pelo fundo do céu através de um algoritmo que usa o pacote imedit (e.g Fig. 4.4(d)). Logo foi determinada através de MSCEXAM o fluxo da estrela padrão e do fundo do céu assim como a magnitude instrumental, onde a abertura é calculado pelo mesmo pacote. Da mesma forma é determinado o fluxo do asteroide e sua magnitude instrumental, onde a abertura é calculada usando o método de abertura infinita. Tanto para a magnitude instrumental do asteroide quanto para a estrela padrão é calculado o erro da magnitude instrumental usando as Eqs. (4.1, 4.2)(Tabela. 4.1, 4.2).

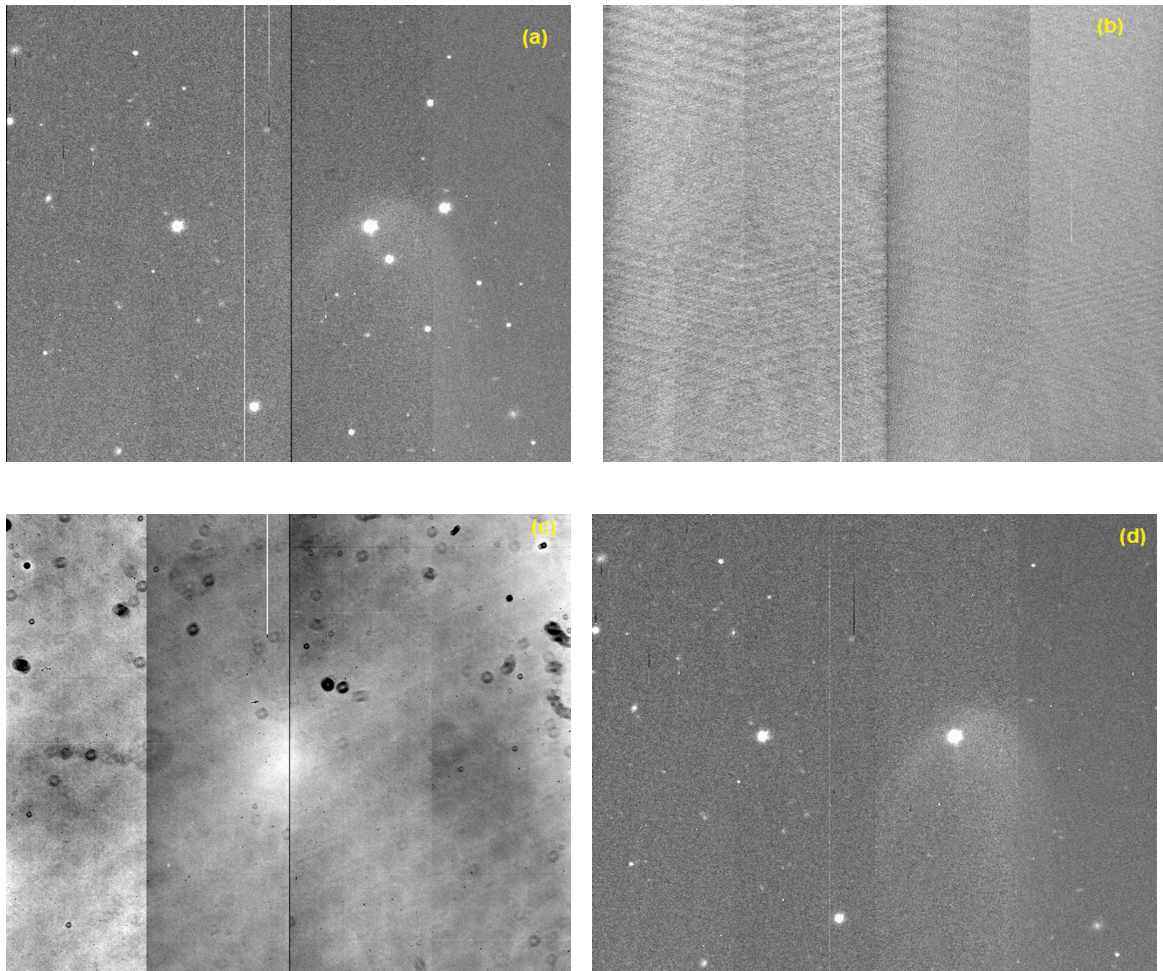


Figura 4.4: Imagens de calibração e ciência para o asteroide 596 Scheila. a) Imagem ciência sem processar tomada no filtro r, b) Imagem combinada dos BIAS, c) Imagens combinadas dos FLAT no filtro r e d) Imagem ciência reduzida tomada no filtro r onde se tem tirado as estrelas que se encontravam nas proximidades da coma.

$$\Delta m = \frac{1.0857}{flux} \sqrt{\frac{flux}{gain} + Area * \sigma_{Sky}^2 \left(1 + \frac{Area}{Area_{Sky}}\right)} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{Sky} = \frac{\sqrt{gain * Sky + rdnoise^2}}{gain} \quad (4.2)$$

Onde  $flux$  é o fluxo medido do objeto,  $Sky$  é o fluxo do céu,  $gain=2$  é o ganho do telescópio,  $rdnoise=4.4$  é o ruído de leitura,  $Area$  é a área usada na abertura,  $Area_{sky}$  é a área do anulus onde se tem calculado o fluxo do céu e  $\sigma_{sky}$  é o desvio padrão do céu dado pela Eq. 4.2.

Posteriormente se procurou a magnitude da estrela padrão com seus respectivos erros nos diferentes filtros nos catálogos do programa ALADIN, os quais se mostram na Tabela. 4.3, onde se usou o catálogo UCAC4(2MASS) para os filtros B, V e o catálogo UCAC4(APASS) para os filtros g, r, i, enquanto para os filtros R, I foram calculados usando as equações de transformação de Lupton (2005)(Eq.4.3, 4.4).

$$R = r - 0.2936(r - i) - 0.1439; \quad \sigma = 0.0072 \quad (4.3)$$

$$I = r - 1.2444(r - i) - 0.3820; \quad \sigma = 0.0078 \quad (4.4)$$

Tabela 4.1: Magnitude instrumental da estrela padrão nos filtros Bessell (B, V, R, I) e SDSS (g, r, i), mostrando o centro de banda ou comprimento de onda efetivo (CB), a abertura usada(A), o fluxo instrumental ( $f_I^*$ ), o fluxo do céu ( $f_{ceu}$ ), a magnitude instrumental( $m_I^*$ ) e seu respectivo erro ( $\Delta m_I^*$ ).

Filtro	CB(A)	A(pixel)	$f_I^*$	$f_{ceu}$	$m_I^*$	$\Delta m_I^*$
B-Bessell	4326	50.15	$3.629 \times 10^6$	48.24	8.60	$4.41 \times 10^{-4}$
V-Bessell	5332	46.94	$6.945 \times 10^6$	87.05	7.90	$3.12 \times 10^{-4}$
R-Bessell	6289	48.50	$5.300 \times 10^6$	84.11	8.19	$3.66 \times 10^{-4}$
I-Bessell	8665	43.70	$4.284 \times 10^6$	219.7	8.421	$4.50 \times 10^{-4}$
g-SDSS	4737	50.00	$8.389 \times 10^6$	100.1	7.69	$2.86 \times 10^{-4}$
r-SDSS	6271	47.33	$5.360 \times 10^6$	84.3	8.18	$3.62 \times 10^{-4}$
i-SDSS	7731	49.88	$4.139 \times 10^6$	130.7	8.46	$4.49 \times 10^{-4}$

Nota: O raio annulus e dannulus foram tomados de 25 pixel.

Tabela 4.2: Magnitude instrumental e calibrada de (596) Scheila nos filtros Bessell (B, V, R, I) e SDSS (g, r, i), mostrando o centro de banda (CB), a abertura usada (A), o fluxo instrumental ( $f_I^*$ ), o fluxo do céu ( $f_{ceu}$ ), a magnitude instrumental ( $m_{IScheila}$ ) com seu erro ( $\Delta m_{IScheila}$ ) e a magnitude calibrada ( $m_{CScheila}$ ) com seu erro( $\Delta m_{CScheila}$ ).

Filtro	CB(A)	A(pixel)	$f_{IScheila}$	$f_{ceu}$	$m_{IScheila}$	$\Delta m_{IScheila}$	$m_{CScheila}$	$\Delta m_{CScheila}$
B-Bessell	4326	1200	$1.338 \times 10^7$	47.41	7.18	$4.54 \times 10^{-3}$	14.19	$6.41 \times 10^{-2}$
V-Bessell	5332	1200	$2.215 \times 10^7$	83.77	6.64	$3.51 \times 10^{-3}$	13.67	0.10
R-Bessell	6289	1200	$1.738 \times 10^7$	82.48	6.92	$4.44 \times 10^{-3}$	13.23	$7.41 \times 10^{-2}$
I-Bessell	8665	1200	$1.224 \times 10^7$	217.0	7.28	$9.89 \times 10^{-3}$	12.94	0.15
g-SDSS	4737	1200	$2.759 \times 10^7$	98.85	6.40	$3.04 \times 10^{-3}$	13.90	$4.28 \times 10^{-2}$
r-SDSS	6271	1200	$2.250 \times 10^7$	102.4	6.88	$3.79 \times 10^{-3}$	13.39	$7.34 \times 10^{-2}$
i-SDSS	7731	1200	$1.304 \times 10^7$	130.1	7.21	$7.30 \times 10^{-3}$	13.25	0.136

Nota: O raio annulus e dannulus foram tomados de 25 pixel.

Tabela 4.3: Magnitudes da estrela padrão nos filtros Bessell (B, V, R, I) e SDSS (g, r, i).

Estrela padrão	Filtro						
	B $\pm\Delta B^\dagger$	V $\pm\Delta V^\dagger$	R $\pm\Delta R^\ddagger$	I $\pm\Delta I^\ddagger$	g $\pm\Delta g^*$	r $\pm\Delta r^*$	i $\pm\Delta i^*$
J095935.44 +284353.1	15.61 $\pm$ 0.06	14.938 $\pm$ 0.1	14.49 $\pm$ 0.09	14.08 $\pm$ 0.14	15.190 $\pm$ 0.04	14.691 $\pm$ 0.07	14.503 $\pm$ 0.13

$^\dagger$  Tem-se usado no ALADIN o catálogo UCAC4(2MASS).  
 $^\ddagger$  Tem-se usado as equações de Lupton (2005).  
 $*$  Tem-se usado no ALADIN o catálogo UCAC4(APASS).

Uma vez determinada a magnitude instrumental da estrela padrão ( $m_I^*$ ), a magnitude instrumental do (596) Scheila ( $m_{I_{Scheila}}$ ) e a magnitude no catálogo da estrela padrão ( $m_C^*$ ) podemos calcular a magnitude calibrada de (596) Scheila usando a Eq. 4.5 (Tabela. 4.2).

$$m_{C_{Scheila}} = m_{I_{Scheila}} - m_I^* + m_C^* \quad (4.5)$$

Agora para calcular o fluxo físico devemos transformar primeiro as magnitudes do sistema sloan e Bessell ao sistema absoluto (Lupton, 2005), através das Eqs. 4.6 e 4.7, respectivamente, para posteriormente calcular o fluxo através da Eq.4.8 com um erro dado pela Eq.4.9.

$$\begin{aligned} u_{AB} = u_{SDSS} - 0.04; \quad z_{AB} = z_{SDSS} + 0.02; \quad g_{AB} = g_{SDSS}; \\ r_{AB} = r_{SDSS}; \quad i_{AB} = i_{SDSS} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} B_{AB} = B_{Bessell} - 0.163; \quad V_{AB} = V_{Bessell} - 0.044; \\ R_{AB} = R_{Bessell} + 0.055; \quad I_{AB} = I_{Bessell} + 0.309 \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$f_\nu = (3631)10^{-0.4m_{AB}} \quad (4.8)$$

$$\Delta f_\nu = (-0.4)(3631)\ln(10)10^{-0.4m_{AB}} \Delta m_{AB} \quad (4.9)$$

Posteriormente calculamos o fluxo normalizado ao filtro r usando a Eq.4.10, onde  $f_x$  é o fluxo do asteroide no filtro x,  $f_r$  é o fluxo no filtro r,  $m_{R_{Scheila_x}}$  e  $m_{C_{Scheila_r}}$  é a magnitude calibrada no filtro x e r respectivamente de 596/Scheila, calculadas a través da Eq. 4.5.

$$\left(\frac{f_x}{f_r}\right)_A = 10^{-0.4(m_{C_{Scheila_x}} - m_{C_{Scheila_r}})} \quad (4.10)$$

Tabela 4.4: Cores Solares (Lupton, 2005).

Cores Solares	Valores
g	5.2
u-g	1.43
g-r	0.44
r-i	0.11
U-B	0.195
B-V	0.65
V-R	0.36
R-I	0.32

Logo corrigimos este fluxo pelas cores solares, mostradas na Tabela. 4.4, normalizando o fluxo através da Eq.4.11. Com um erro dado pela Eq.4.12

$$f = \frac{\left(\frac{f_x}{f_r}\right)_A}{\left(\frac{f_x}{f_r}\right)_\odot} = 10^{-0.4C_{x-r}}; C_{x-r} = (m_{C_{Scheila_x}} - m_{C_{Scheila_r}})_A - (m_x - m_r)_\odot \quad (4.11)$$

$$\Delta f = (-0.4) * 10^{-0.4C_{x-r}} \ln(10) (\Delta m_{C_{Scheila_x}} - \Delta m_{C_{Scheila_r}} - \Delta m_{x\odot} + \Delta m_{r\odot}) \quad (4.12)$$

Usando as equações mostradas anteriormente e já que conhecemos o comprimento de onda central para cada filtro dos sistemas SDSS e Bessell (FIGURA), temos obtido inicialmente o espectro fotométrico de 596 Scheila, sem tirar as cores solares (Fig. 4.6(a)), onde se observa a concordância dos valores de reflectância entre um sistema e o outro, os quais entram dentro do erro da medição. Para poder estudar o comportamento do espectro de 596 Scheila temos tirado posteriormente as cores solares no filtro SDSS (Tabela. 4.4). Neste espectro podemos observar que não existe a contribuição no azul vista nos modelos.

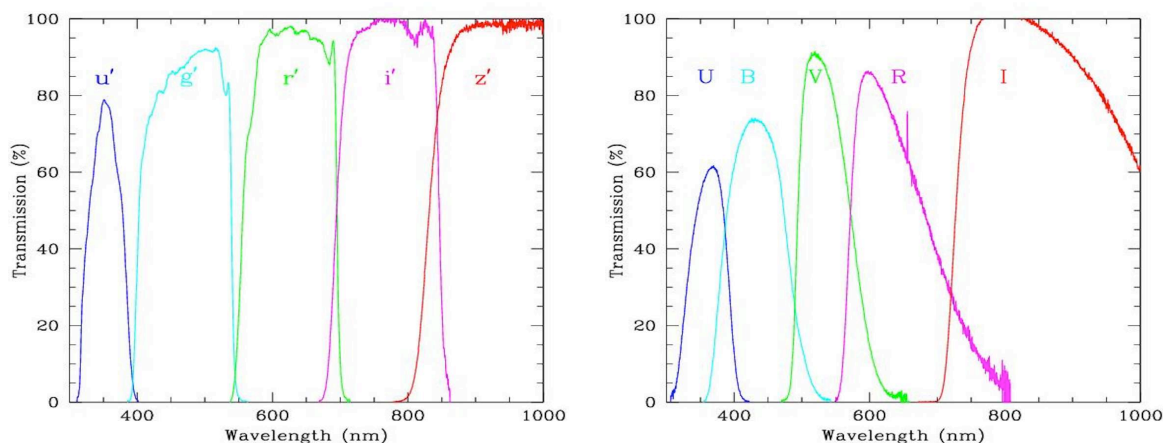


Figura 4.5: a) Transmissão dos filtros no sistema SDSS, onde os comprimentos de onda centrais/FWHM para cada filtro são  $u'=3529/719$  (Å),  $g'=4737/1734$  (Å),  $r'=6271/1779$  (Å),  $i'=7731/2006$  (Å),  $i'=10094/4842$  (Å). b) Transmissão dos filtros no sistema BESSELL, onde os comprimentos de onda centrais/FWHM para cada filtro são  $U=3624/784$  (Å),  $B=4326/1269$  (Å),  $V=5332/1073$  (Å),  $R=6289/1922$  (Å),  $I=8665/3914$  (Å) (<http://www.ctio.noao.edu/soar/content/filters-available-soar>).

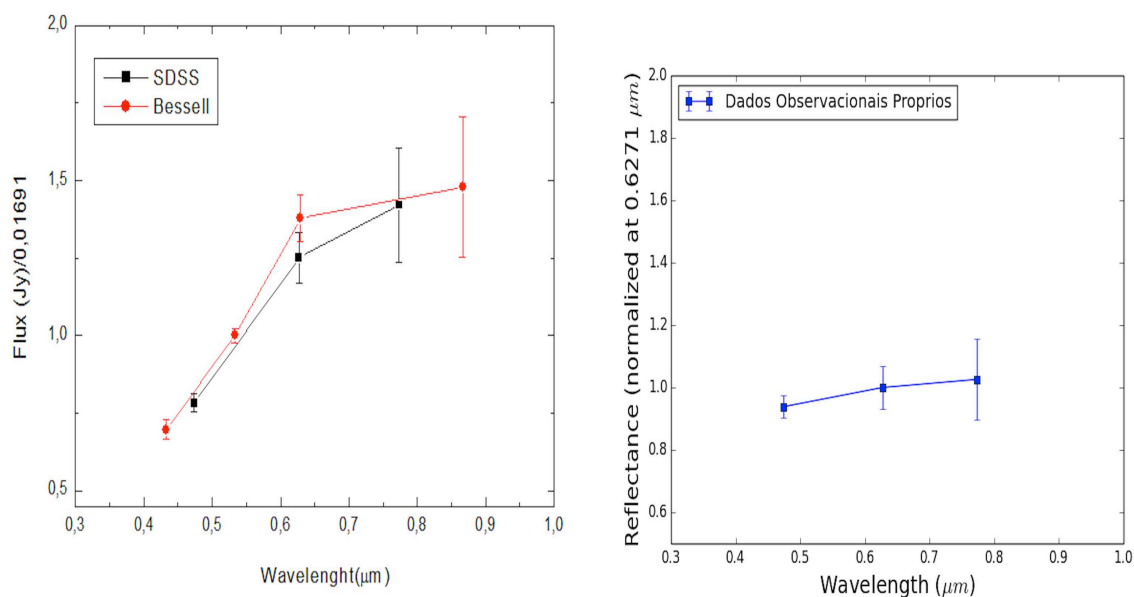


Figura 4.6: a) Espectro fotométrico de 596 Scheila, observado desde o telescópio SOAR, usando os filtros SDSS (quadrados pretos) e Bessell (círculos vermelhos). b) Mesmo espectro que (a) no filtro SDSS, onde tem-se tirado as cores solares.

Como temos visto no capítulo anterior são múltiplos os fatores que influenciam a modelagem da coma dos asteroides entorno ao núcleo e desta forma também serão múltiplos os que influenciam a modelagem do espectro. Para poder obter um espectro real de (596) Scheila se faz necessário poder reproduzir as características fotométricas mostradas por este no tempo da observação, neste sentido a partir das imagens reduzidas nesta seção nosso objetivo futuro é aplicar nosso modelo e tentar reproduzir as imagens e os espectros observados assim como poder verificar as imagens fotométricos modeladas com as obtidas por autores como [Moreno et al. \(2011b\)](#). No entanto, isto requiere de algumas modificações no modelo e não foi possível incluir resultados neste momento.



# Capítulo 5

## Conclusões e perspectivas futuras

Depois de ter analisado os resultados obtidos através do nosso modelo podemos ver que definitivamente a presença de uma coma fraca sobre um asteroide modifica o espectro observado deste. A distribuição de tamanho das partículas na coma, suas propriedades óticas e os processos responsáveis pela criação de tal distribuição são complexas e dependem de muitas variáveis que influirão nos resultados obtidos.

O primeiro resultado que se obteve em nosso trabalho foi considerando que a eficiência da pressão de radiação solar era uma constante ( $Q_{pr} \approx 1$ ) encontrando que quando as partículas são ejetadas por sublimação se produz um aumento da reflectância no azul, como a observada por [Carvano et al. \(2008\)](#) no espectro do asteroide (5201) Ferraz-Mello, este aumento na reflectância não era observado quando se considerava a colisão como mecanismo causante da ejeção, observando também que a forma do espectro não dependia da posição no asteroide onde ocorre a ejeção, concluindo assim que os mecanismos que causam a ejeção de poeira produzem assinaturas diferentes no espectro. Este resultado é diferente ao considerar que  $Q_{pr}$  não é uma constante, já que este parâmetro modifica a forma como as partículas interagem com a pressão de radiação solar. Ao ser considerado que  $Q_{pr} \approx 1$  se obtinha que ao diminuir o tamanho da partícula a interação com a pressão de radiação solar aumentava, enquanto ao considerar que  $Q_{pr}$  não era uma constante se obtinha um tamanho máximo das partículas onde estas interatuam com a pressão de radiação solar, a qual para nossas partículas com composição similar ao meteorito Tagish Lake equivalia a um diâmetro  $d_p = 0.55\mu\text{m}$ , este efeito faz mudar completamente a distribuição de partículas sobre o asteroide e assim o resultado do espectro.

Através do nosso modelo observamos que o espectro de uma coma fraca pode ser muito diferente ao espectro nuclear, isto se deve a que provavelmente uma coma fraca esteja composta por partículas pequenas menores ao tamanho médio das partículas que se possam encontrar na superfície do núcleo. Isto é certo para comas produzidas por eventos de baixa intensidade como colisões suaves ou sublimação de voláteis em distâncias heliocêntricas relativamente grandes.

A massa da coma é outro parâmetro que pode modificar a forma do espectro do asteroide, se a massa da coma chegar a um limite específico esta pode induzir mudanças drásticas neste. A quantidade de poeira que se precisa para produzir mudanças notáveis no espectro dependerá entre outros muitos fatores do tamanho e albedo do asteroide. O ângulo de fase assim como a velocidade de ejeção são parâmetros que também modificam em grande medida a forma do espectro. Considerando especificamente o caso do nosso trabalho o qual corresponde a um asteroide sem características espectrais específicas e

com albedo baixo o efeito mais evidente no espectro será a mudança na sua inclinação e um relativo aumento da reflectância na parte mais azul do espectro. Estas mudanças espectrais estarão também acompanhadas por incrementos na magnitude que poderiam ser comparáveis com as sofridas por efeitos rotacionais e um perfil radial estendido não necessariamente poderia estar presente.

Se a massa da coma é suficientemente grande ao ponto que o brilho da coma é comparável com do asteroide as mudanças no espectro observado podem ser muito grandes, mudando assim completamente a classificação taxonômica do asteroide ou produzindo espectros que não fazem parte da classificação taxonômica atual. No entanto, estas mudanças radicais do espectro observado, são acompanhadas de um incremento notável na magnitude observada e frequentemente, mas não sempre, de um perfil radial estendido.

Efeitos de mudanças grandes em espectros observados tem sido reportados por outros autores. [Busarev et al. \(2015\)](#) sugere que grandes diferenças nos espectros dos asteroides (145) Adeona, (704) Iteramnia e (779) Nina poderiam se dever a presença de coma devido a sublimação volátil, no entanto não se descarta que estes incrementos se devam a efeitos relacionados com a instrumentação, a redução ou a escolha da análoga solar, já que é suspeito que o espectro de todos os objetos foram observados em 8 dias e reduzidos com a mesma análoga solar e todos eles apresentam diferenças com os espectros reportados anteriormente na literatura. Se as mudanças destes objetos observados são reais, as magnitudes observadas neles deveriam ser mais brilhantes que as calculadas, no entanto os autores só reportam observações espectroscópicas.

As variações que temos observado produto da presença de uma coma fraca nos espectros podem também ser associadas a outros efeitos. [Szabó et al. \(2004\)](#) usando o SDSS-MOC (SDSS-Moving Object Catalog) detetou variações significativas da cor de 7531 asteroides usando provas estatísticas para desconsiderar efeitos instrumentais e sugerindo que estas variações podem se dever a efeitos da distribuição inomogêneas de albedos na superfície dos asteroides. Por outro lado [Carvano et al. \(2010\)](#) usando também o SDSS-MOC define um esquema taxonômico e reporta que 14962 asteroides apresentam algum grau de variação taxonômica, fora dos 22019 com dois ou mais observações que poderiam ser classificados. Além da variação da distribuição de albedos sobre a superfície do asteroide outros efeitos podem causar variações espectrais incluindo o efeito de forma ([Carvano & Davalos, 2015](#)) e o ângulo de fase ([Jasmim et al., 2013](#)), este último efeito também observado no nosso trabalho.

Devido ao anteriormente exposto vemos que este tipo de variações espectrais não podem ser usadas como evidência da presença de uma coma sobre um asteroide, no entanto uma característica marcada nos espectros modelados foi a presença do aumento da reflectância na parte mais azul do espectro, característica que poderia ser usada como indicador de presença de coma. Um problema na hora de determinar observacionalmente este comportamento é que embora existas centos de dados SDSS que apresentem estas características o filtro  $u - SDSS$  apresenta incertezas fotométricas muito altas e isto influiria na reflectância sendo assim consistente com erros randômicos.

O modelo apresentado neste trabalho permitiu entender os efeitos de uma coma fraca nos espectros dos asteroides. Através deste trabalho se faz evidente que uma coma fraca causa modificações do espectro, no entanto estas não podem ser associadas unicamente à

presença de uma coma, por tal motivo este efeito poderia ser considerado para refinar a lista de possíveis AA, usando alias um monitoramento fotométrico cuidadoso para detetar incrementos repentinos na magnitude assim como também perfis estendidos.

Como perspectivas futuras se pensa aplicar o modelo sobre os dados não publicados do AA (596) Sheila, assim como realizar uma procura de objetos que mostrem um aumento da reflectância na parte mais azul do espectro usando a base de dados do SDSS, para posteriormente analisar os perfis extensos destes. Assim como também observar novamente os AA já conhecidos. Os resultados apresentados nesta tese foram submetidos na revista "Monthly Notices of the Royal Astronomical Society" sob o nome "A Study of the Effects of Faint Dust Comae on the Spectra of Asteroids".

# Apêndice A

## Fatores que afetam os espectros de reflexão

A composição é o principal fator que afeta os espectros de reflexão de um asteroide, no entanto outros fatores como o intemperismo espacial, o ângulo de fase, o tamanho dos grãos e a temperatura podem alterar o espectro observado.

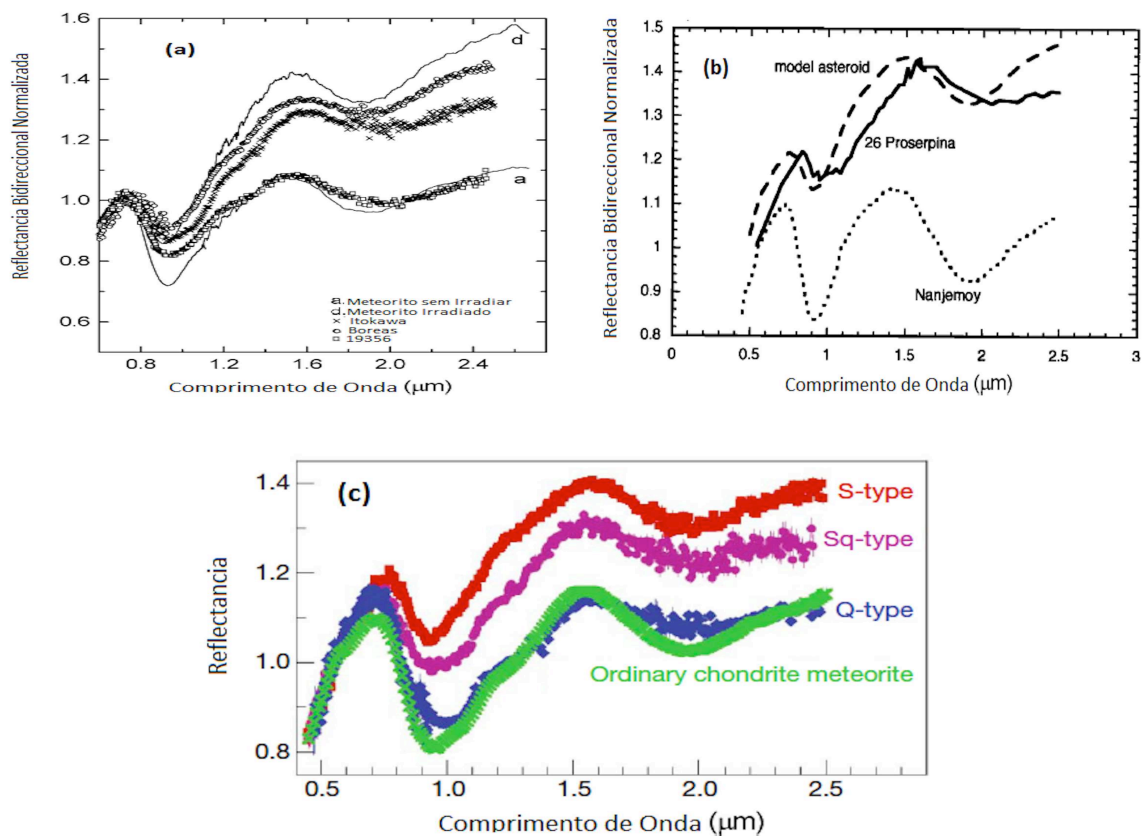


Figura A.1: Efeitos do intemperismo espacial sobre os espectros. a) Espectro normalizado do meteorito espinel (curva a) e a modificação do seu espectro após ter sido irradiado por íons de  $Ar^{++}$  (curva d). O espectro observado de três NEA são mostrados por comparação (Strazzulla et al., 2005). b) Comparação do espectro real do meteorito Nanjemoy com um espectro modelado onde se tem considerado uma composição adicional de 0.025 % de SMFe na sua composição original e o espectro do asteroide tipo S 26 Proserpina Hapke (2001). c) Espectro de um meteorito condrito ordinário comparado com os grupos de asteroides S, Sq e Q (Binzel et al., 2010).

O intemperismo espacial pode ser definido como um fenômeno que atua sobre um corpo sem atmosfera o qual é causado pela ação dos raios cósmicos provenientes do vento solar, pela colisão de micrometeoritos ou pela colisão de poeira interestelar. O intemperismo espacial modifica as características superficiais dos corpos produzindo uma camada de partículas micrométricas de ferro reduzido (SMFe), do seu acrônimo em inglês Submicrometer Metallic Iron, o que causa um avermelhamento nos espectros dos asteroides, aumentando a inclinação do contínuo e tornando menos profundas as bandas de absorção (Hapke, 2001).

O efeito do intemperismo espacial pode ser observado na Figura. A.1(a) onde tem-se simulado este efeito através da irradiação do meteorito condrito espinel por íons de argônio. Nesta figura se observa como o espectro do meteorito irradiado (curva d) é mais avermelhado que o espectro do meteorito sem irradiar (curva a), além disso tem-se plotado os espectros de 3 NEA tipo S como são Itokawa (cruzes), Boreas (círculos) e 19356 (quadros), observando que o espectro do NEA 19356 é mais próximo àquele do meteorito sem irradiar, chegando assim a conclusão que o NEA 19356 tem uma superfície menos alterada, e que pode ter sofrido um rejuvenescimento através de uma colisão (Strazzulla et al., 2005). Este mesmo efeito é observado na Figura. A.1(b) onde mostra-se o espectro do meteorito condrito ordinário H6 Nanjemoy (curva pontilhada), o espectro modelado teórico de Nanjemoy adicionando 0.025 % de SMFe na sua composição original (curva tracejada) e o espectro do asteroide tipo S, 26 Proserpina (curva sólida). Nesta figura podemos observar que ao adicionar a camada de SMFe no modelo espectral do meteorito Nanjemoy o espectro muda de um jeito que se faz similar àquele do asteroide tipo S 26 proserpina.

O intemperismo espacial como temos visto é um efeito que causa grandes mudanças nos espectros dos asteroides este efeito pode chegar a transformar um espectro de tipo Q em um do tipo S (Fig. A.1(c)), devido a este fato é um efeito que deve ser analisado à hora de estudar as características espectrais de um asteroide.

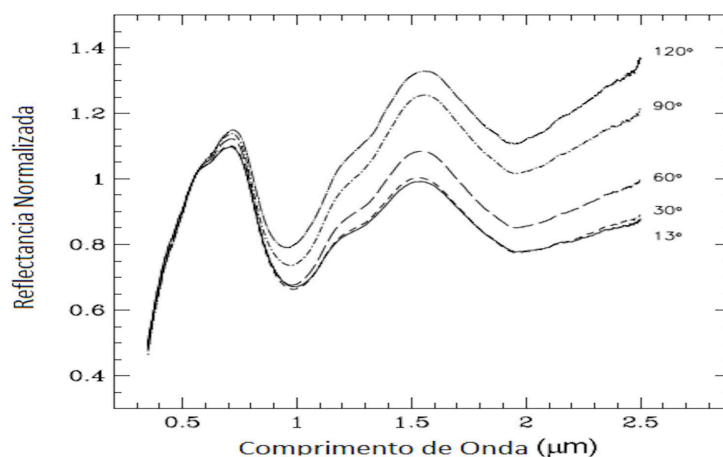


Figura A.2: Espectro de reflectância normalizado em  $0.55 \mu m$ , do meteorito condrito LL6 Dhumsala, para diferentes ângulos de fase. (Sanchez et al., 2012).

O ângulo de fase é outro fator que afeta os espectros de reflexão, este causa um aumento no avermelhamento dos espectros assim como uma diminuição das bandas a medida que o ângulo de fase se faz maior (Fig. A.2). Outro efeito que causa mudanças no espectro de um asteroide é o tamanho do grão na superfície do corpo (Johnson &

Fanale, 1973), este fato pode ser observado na Figura. A.3(a) onde se tem plotado o espectro do asteroide Vesta (quadrados) e o espectro de um meteorito howardito (linha cheia) para diferentes tamanhos de grão, observando que ao aumentar o tamanho do grão, diminui levemente a inclinação do espectro e as bandas se tornam mais profundas.

Finalmente a temperatura superficial é outro fator que deve ser considerado quando se analisa espectros de objetos já que produzira mudanças significativas no mesmo. Este efeito tem sido estudado por diferentes autores para ortopiroxênio (Singer & Roush, 1985; Schade & Wäsch, 1999; Moroz et al., 2000) e olivina (Singer & Roush, 1985; Moroz et al., 2000) onde observaram que ao diminuir a temperatura as bandas de absorção se estreitam e os centros de banda se correm a comprimentos de onda curtos (Fig. A.3(b)).

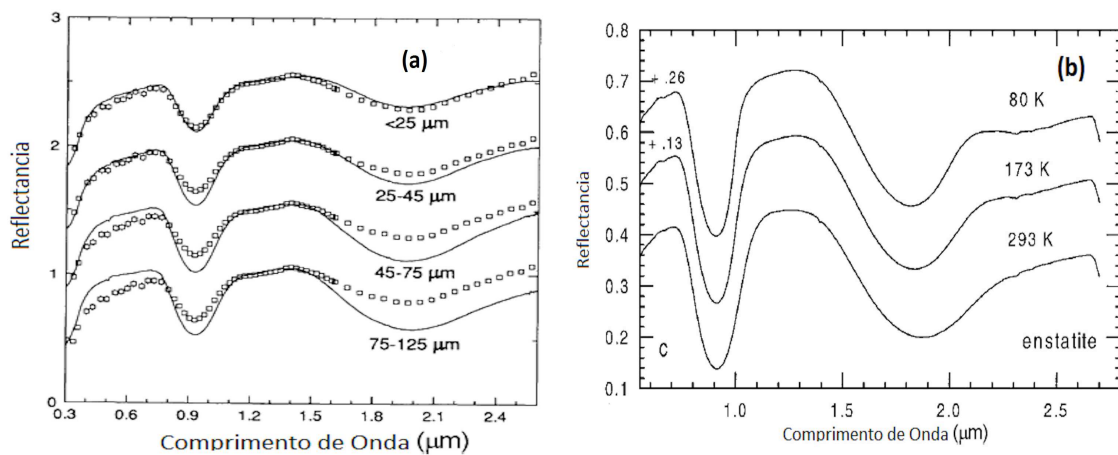


Figura A.3: Efeito do tamanho dos grãos e as temperaturas superficiais nos espectros. a) Comparação do espectro de reflectância de Vesta e do meteorito howardito EET87503 com diferentes tamanhos de grão. (Hiroi et al., 1994). b) Espectro de reflectância para a olivina enstatita em três temperaturas diferentes. (Moroz et al., 2000).

# Apêndice B

## Publicação



### A Study of the Effects of Faint Dust Comae on the Spectra of Asteroids

Journal:	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
Manuscript ID	MN-16-3999-MJ
Manuscript type:	Main Journal
Date Submitted by the Author:	18-Nov-2016
Complete List of Authors:	Rondon, Eduardo; Observatorio Nacional, COAA Carvano, Jorge; Observatorio Nacional, Lorenz-Martins, Silvia; Universidade Federal do Rio de Janeiro Observatorio do Valongo
Keywords:	minor planets, asteroids, general < Planetary Systems, comets: general < Planetary Systems

SCHOLARONE™  
Manuscripts

# A Study of the Effects of Faint Dust Comae on the Spectra of Asteroids

Eduardo Rondón-Briceño,<sup>1\*</sup> Jorge M. Carvano,<sup>1</sup> Silvia Lorenz-Martins<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Observatório Nacional, rua Gal. José Cristino 77, São Cristóvão, 20921-400, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>2</sup>Observatório do Valongo - UFRJ, Ladeira do Pedro Antônio 43 - 20080-090, Rio de Janeiro, Brazil

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

## ABSTRACT

The presence of dust comae on asteroids and centaurs is a phenomenon that became accepted in the last decades and which challenges the traditional definitions of asteroids and comets. A possible way of improving the chances of discovery of Active Asteroids is to use large multi-color surveys or catalogs, like SDSS Moving Object Catalog. In this paper we analyze the effects of faint dust comae on asteroid spectra and then use it to investigate the effects that a faint dust comae would have over the spectrum, magnitude, and radial profile of asteroids.

**Key words:** asteroids – comets – dust

## 1 INTRODUCTION

The presence of dust comae on asteroids and centaurs is a phenomenon that became accepted in the last decades and which challenges the traditional definitions of asteroids and comets. Objects in the Main Asteroid Belt that at some moment were observed with this characteristic are denominated in the literature Active Asteroids or Main Belt Comets. So far, a total of about 20 of these objects have been reported and there are several possible physical mechanisms to account for the ejection of the dust, including collisions and volatile sublimation (Jewitt et al. 2015). Independent of the origin, the identification of the presence of the comae relies of the visual detection of the extended profile associated with the presence of dust or by sudden increases in the observed magnitude of the bodies (Cikota et al. 2014). Presently, the large majority of the active asteroids were discovered serendipitously, with only one discovered during targeted surveys (Gilbert & Wiegert 2009, 2010; Sonnett et al. 2011; Waszczak et al. 2014; Jewitt et al. 2015).

A possible way of improving the chances of discovery of Active Asteroids is to use large multi-color surveys or catalogs, like SDSS Moving Object Catalog (Stoughton et al. 2002; Jurić et al. 2002), to look for the effects that the presence of a faint coma might have over the observed colors or spectra of asteroids. A suggestion that such effects should be discernible was made by Carvano et al. (2008), who noted that the colors in the  $g,r,i,z$  filters of the asteroid (5201) Ferraz-Mello, a probable captured Jupiter Family comet, were unusual for asteroids and best matched by the colors of some comet nuclei observed with faint dust comae. The

distinctive characteristic of the colors of those objects was an relative increase in the reflectance in the bluer part of the spectrum. A preliminary attempt to model the effects of dust comae on asteroid colors were presented by Carvano & Lorenz-Martins (2010). Using only particles with diameters of  $0.2\mu m$  and an arbitrary particle distribution (with volumetric density proportional to the inverse of the square of the distance to the body) and ignoring phase angle effects, the authors were able to produce a similar increase in the resulting reflectance at low wavelengths. In this paper we present an improved version of that model, that uses realistic particle distribution and takes full account of phase angle effects, and then use it to investigate the effects that a faint dust comae would have over the spectrum, magnitude, and radial profile of asteroids.

## 2 DESCRIPTION OF THE MODEL

### 2.1 Particle ejection and orbital evolution

In order to obtain the particle distribution around the asteroid in a given instant we need initially to simulate the ejection of a number of particles from a given point of the surface of the body (assumed to be spherical), obtaining their initial positions and velocities, and then calculate their subsequent motion during the desired time interval.

For the ejection we consider initially a reference frame centered on the body with the  $Z$  axis pointing towards the rotation pole, the  $X$  axis in the plane given by the rotation pole and the sub-solar direction and a  $Y$  axis defined to complete a dextrogyrous system. In such system the latitude corresponds to the sub-solar latitude and the longitude is

\* E-mail: erondon@on.br (ERB)



2 *E. Rondón-Briceño et al.*

defined also with respect to the sub-solar point, increasing in the direction of the body rotation.

The ejection is initially modeled as occurring inside a cone around the  $X$  axis. The directions of the initial velocity for each particle is defined by assigning random values to the elevation angle  $\vartheta$  counted from the  $X$  axis and to the azimuth angle  $\varpi$  around the  $X$  axis, with  $\vartheta$  between 0 and  $\vartheta_{max}$  and  $\varpi$  between 0 and  $2\pi$ . Therefore each component of the directions of the initial velocities is:

$$\begin{aligned}\hat{X}_e &= \sin(\vartheta) \sin(\varpi) \\ \hat{Y}_e &= \cos(\vartheta) \\ \hat{Z}_e &= \sin(\vartheta) \cos(\varpi)\end{aligned}\quad (1)$$

The initial position of each particle lies in the  $X$  direction at a random height  $h_i$  (between 0 and  $h_{max}$ ) above the body radius  $r_b$ . The positions and velocities are then taken to the desired ejection coordinates on the body (given by the latitude and longitude  $\theta$  and  $\phi$  through matrix rotations around the  $X$  and  $Z$  axis. The velocity components due to the rotation of the body are then added, with modulus

$$V_{rot} = \frac{2\pi}{P_{rot}} R_b \cos(\theta) \quad (2)$$

where  $R_b$  is the radius of the body and the velocities and positions of the particles in the body-centric referential are then given by

$$\begin{bmatrix} V'_X \\ V'_Y \\ V'_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -V_{rot} \cos(\phi) \\ V_{rot} \sin(\phi) \\ 0 \end{bmatrix} + \mathcal{R}_Z(\phi) \mathcal{R}_X(\theta) \begin{bmatrix} v \hat{X}_e \\ v \hat{Y}_e \\ v \hat{Z}_e \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} = \mathcal{R}_Z(\phi) \mathcal{R}_X(\theta) \begin{bmatrix} 0 \\ R_b + h_i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

where  $v$  is the modulus of the initial ejection velocity of the particle. To finally obtain velocities and positions in the referential of the center of mass of the system it is necessary then to apply the transformation matrix  $M$  and add the components of velocity  $\vec{V}_b$  and position  $\vec{R}_b$  of the body:

$$\begin{bmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{bX} \\ V_{bY} \\ V_{bZ} \end{bmatrix} + M \begin{bmatrix} V'_X \\ V'_Y \\ V'_Z \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_b \\ Y_b \\ Z_b \end{bmatrix} + M \begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} \quad (6)$$

To calculate the subsequent orbital evolution of the particles we consider that the particles have no mass and are subjected to the gravitational attractions of the body and the Sun only, with the movement of the body described by the two-body formalism. The only non-gravitational force included in the model at this point is the radiation pressure, and collisions between particles are not considered. Since both the solar gravity and the radiation pressure are radial forces, their effects on the particle motion can be combined

in the same term. Defining  $\vec{r}_p$ , the distance of the particle to the asteroid and  $\vec{r}_S$ , the distance of the particle to the Sun, we have

$$\frac{d^2 \vec{r}_S}{dt^2} = -G \left( M_b \frac{\hat{r}_p}{r_p^2} + \mu M_\odot \frac{\hat{r}_S}{r_S^2} \right) \quad (7)$$

Defining further  $\vec{r}_a$  as the distance of the asteroid to the sun we have then

$$\vec{r}_p = \vec{r}_S - \vec{r}_a(t)$$

$$\frac{d^2 \vec{r}_S}{dt^2} = -G \left( M_b \frac{\hat{r}_S - r_a(t)}{r_S^2 + r_a(t)^2 - 2r_a(t)r_s} + \mu M_\odot \frac{\hat{r}_S}{r_S^2} \right) \quad (8)$$

In the above equations  $G$  is the gravitational constant,  $M_\odot$  is the mass of the sun,  $M_b$  is the mass of the body and  $\mu = 1 - \beta$  is the correction term for radiation pressure. The body mass is defined from its radius  $R_b$  and density  $\rho_b$  and given by

$$M_b = \frac{4}{3} \pi \rho_b R_b^3 \quad (9)$$

The relative intensity of the radiation pressure with respect to the Sun's gravitational attraction is given by Burns et al. (1979)

$$\beta = \frac{C_{pr}}{2\rho_p R_p} \quad (10)$$

$$C_{pr} = \frac{3\bar{Q}_{pr}^2 L_\odot}{8\pi G M_\odot c} \quad (11)$$

where  $c$  is the velocity of the light,  $L_\odot$  is the Sun's luminosity,  $\rho_p$  is the density of the particle and  $\bar{Q}_{pr}$  is its averaged radiation pressure efficiency, which depends on its size and optical properties of the particle.

For each particle, Equation 8 is then solved with a 4<sup>th</sup>-order Runge-Kutta integrator to obtain their positions in the desired time interval after ejection. Explicitly, for the each component in the directions  $j = X, Y, Z$ , we have

$$f_j(r_{Si}, t_i) = -G \left( M_b \frac{\alpha_j(r_{Si}) - \alpha_j(r_a(t_i))}{r_{Si}^2 + r_a(t_i)^2 - 2r_a(t_i)r_{Si}} + \mu M_\odot \frac{\delta_j(r_{Si})}{r_{Si}^2} \right) \quad (12)$$

where  $\alpha_j(r)$  is the component in the direction  $j$  of the vector  $r$ . Being  $h$  the integration time-step, the velocity and position at the step  $i + 1$  are given by

$$v_{j,i+1} = v_{j,i} + \frac{1}{6}(l_1 + 2l_2 + 2l_3 + l_4) \quad (13)$$

$$r_{j,i+1} = r_{j,i} + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (14)$$

where, for each component  $j$ ,

$$\begin{aligned}
 l_1 &= h f_j(r_{Si}, t_i) \\
 k_1 &= h v_i \\
 l_2 &= h f_j(r_{Si} + \frac{k_1}{2}, t_i + \frac{h}{2}) \\
 k_2 &= h (v_i + \frac{l_1}{2}) \\
 l_3 &= h f_j(r_{Si} + \frac{k_2}{2}, t_i + \frac{h}{2}) \\
 k_3 &= h (v_i + \frac{l_2}{2}) \\
 l_4 &= h f_j(r_{Si} + k_3, t_i + h) \\
 k_4 &= h (v_i + l_3)
 \end{aligned} \tag{15}$$

## 2.2 Light Scattering

The Sun's light scattered towards the observer has a component due to the dust and other due to scattering on the body surface. In order to calculate the contribution of the dust, we first define a two tridimensional grid centered in the body containing the whole cloud of particles. One is the "entry" grid, oriented so that the  $X$  axis is aligned with the direction of the Sun in the body's referential and the  $Y$  and  $Z$  axes have components along the direction of movement of the body and the pole of its orbit, respectively. The other is the "exit" grid, oriented with the  $X$  axis along the direction of the observer and with the  $Y$  and  $Z$  axis with components along the  $RA$  and  $DEC$  directions. The size of the cells is defined in order to set the angular resolution in the exit grid with equal dimensions in the  $Y$  and  $Z$  directions. We also define a fixed number of bins in particle size between the minimum and maximum particle radius included in the simulation. The number of particles within a given size bin in each  $YZ$  cell is counted along the  $X$  direction and used to define an interpolation functions for particle density, normalized by the total number of particles in the  $i$ -th size bin used in the integration, yielding the probability  $\mathcal{P}_i(x, y, z)$  of having a particle from this size bin in a given  $x$  position along each  $YZ$  direction. To calculate the effective total number of particles at each point we define a function that sets the dependence of the number of particles with particle radius,  $N_p(R_p)$ , normalized so that the total number of particles with radius  $R_{min} \leq R_p \leq R_{max}$  is  $N_t$ :

$$N_t = \int_{R_{min}}^{R_{max}} N_p(R_p) dR_p \tag{16}$$

and the total volumetric density of particles in a given point of the grid, at a given size bin is

$$N_i(x, y, z) = \mathcal{P}_i(x, y, z) \int_{R_{min}}^{R_{max}} N_p(R_p) dR_p \tag{17}$$

where  $R_{min}$  and  $R_{max}$  are the limits of the  $i$ -th size bin.

For each  $YZ$  position of the entry grid, the optical depth along the  $X$  direction from the sun to the body at a wavelength  $\lambda_j$  is given by

$$\tau_{xj} = \sum_i \pi R_i^2 Q_{Eij} \int_{x_0}^{x_j} N_i(x) dx' \tag{18}$$

where  $Q_{Eij}$  is the effective extinction efficiency at the

## Effects of Dust Comae on Asteroid Spectra 3

wavelength  $j$  in the  $i$ -th size bin (see section 2.3) and  $R_i$  is the effective radius of the particles in the  $i$ -th size bin:

$$R_i = \frac{\int_{R_{min}}^{R_{max}} R_p N_p(R_p) dR_p}{\int_{R_{min}}^{R_{max}} N_p(R_p) dR_p} \tag{19}$$

To calculate the light scattered at each wavelength  $\lambda_j$  we use then a Monte-Carlo Model to calculate the scattering of sun light that is assumed to enter parallel to the  $X$  axis on the entry grid, simulating  $N_b$  bundles of rays entering each  $YZ$  position of the grid. For each bundle, the optical depth  $\tau_{in}$  where scattering occurs is drawn randomly from an exponential distribution. The position  $x$  in the entry grid where the scattering occurs for each  $\lambda_j$  is then defined according the closest value of  $\tau_{xj}$ , and the corresponding position in the exit grid,  $(x', y', z')$  is determined through the transformation between the two systems. The fraction of light at  $\lambda_j$  from the  $k$ -th bundle that reaches the observer is then

$$S_{jk}(y', z') = \exp(-\tau_{in} - \tau_{out}) \sum_i \left[ \pi R_i^2 w_{ij} p_{ij}(g) \int_{x'_j}^{x^f} N_i(x_j) dx' \right] \tag{20}$$

where  $g$  is the phase angle (Sun-body-observer),  $w_{ij}$  and  $p_{ij}$  are the effective values of the single scatter albedo and phase function at  $\lambda_j$  for the  $i$ -th size bin (see section 2.3) and

$$\tau_{out} = \sum_i \pi R_i^2 Q_{Eij} \int_{x'_j}^{x^f} N_i(x) dx' \tag{21}$$

The the fraction of the sunlight that is observed coming from the  $(y', z')$  position due to dust scattering is then

$$S_j(y', z') = \frac{\xi^2}{\Delta^2} \frac{1}{N_b} \sum_k S_{jk}(y', z') \tag{22}$$

where  $\Delta$  is the distance between the body and the observer (assumed to be much larger than the distances between the dust particles and the body) and  $\xi$  is the size of the cell. The effective contribution of the dust to the observed flux is obtained summing the contribution of all cells (or all cells inside a given aperture).

The contribution from the body is calculated using a Hapke bidirectional reflectance model integrated over the visible and illuminated portions of the body (Hapke 1981, 2012a). For each surface element  $l$  the fraction of light scattered towards the observer at an wavelength  $\lambda$  is

$$S_{l\lambda} = \frac{w_{B\lambda}}{4\pi} \frac{\mu_0 \mu}{\mu_0 + \mu} [p(g) + H(\mu_0)H(\mu) - 1] d\Omega_l \tag{23}$$

where  $\mu_0$  and  $\mu$  cosines are the the incidence and emergence angles of the surface element,  $w_{B\lambda}$  is the single scatter albedo of particles at the body surface,  $d\Omega$  is the solid angle of the facet,  $H$  is the Ambartsumian-Chandrasekar function:

$$H(x) = \frac{1 + 2x}{1 + 2\sqrt{1 - w_{B\lambda}x}} \tag{24}$$

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

4 *E. Rondón-Briceño et al.*

and  $p$  is the phase function. We use a double-lobed Henyey-Greenstein function (Hapke 2012a):

$$p(g) = \frac{1+c}{8\pi} \frac{1-b^2}{(1-2b\cos g + b^2)^{3/2}} + \frac{1-c}{8\pi} \frac{1-b^2}{(1+2b\cos g + b^2)^{3/2}} \quad (25)$$

The values of  $w_{B\lambda}$ ,  $b$ , and  $c$  are calculated using a geometric optics approximation and the Hockey-Stick relation (Hapke 2012a,b), using the optical constants of the material and an effective diameter  $D_{pb}$  of the particles at the surface.

The final contribution of the body is the sum of  $S_l$  over the visible and illuminated area of the body corrected for the extinction due to the dust:

$$S_{Bj} = \frac{R_b^2}{\Delta^2} \exp(-\tau_{in} - \tau_{out}) \sum_l S_{l\lambda_j} d\Omega_l \quad (26)$$

where the optical depth are calculated with respect to the position of the body in the grids.

**2.3 Particle efficiencies, phase function and  $\beta$**

For the dust particles the scattering efficiency  $Q_s$ , extinction efficiency  $Q_E$ , radiation pressure efficiency  $Q_{rp}$ , and phase function  $p$  are calculated for a given set of optical constants using a Mie Theory code for spherical and homogeneous particles (Bohren & Huffman 1983). Since for small particles these quantities tend to vary rapidly with particle diameter, the effective values for each size bin is obtained by averaging over the limits of the bin using the distribution function  $N(r_p)$ . For a given wavelength, each of these quantities  $\eta_{i\lambda}$  for the  $i$ -th bin are calculated as

$$\eta_{i\lambda} = \frac{\int_{R_{i,min}}^{R_{i,max}} \eta_\lambda(R_p) N_p(R_p) dR_p}{\int_{R_{i,min}}^{R_{i,max}} N_p(R_p) dR_p} \quad (27)$$

In order to calculate  $\beta$  in equation 10 it is also necessary to average  $Q_{pr_i}$  in wavelength weighted by the solar flux  $F_\odot(\lambda)$

$$\bar{Q}_{rp} = \frac{\int F_\odot(\lambda) Q_{rp}(\lambda) d\lambda}{\int F_\odot(\lambda) d\lambda} \quad (28)$$

**2.4 Ejection velocities and particle size distribution**

The modulus of the ejection velocity  $v_e$  for each particle and its dependence on particle diameter is dictated by the ejection mechanism and by its specific circumstances. We adopt the relation of the form:

$$v_e(R_p) = v_1 \left( \frac{1}{R_p} \right)^\gamma \quad (29)$$

which has been widely used in the literature to model the ejection velocity of dust from comets and asteroids. In this expression,  $v_1$  is the ejection velocity for particles with  $R_d = 1\mu m$ . A relation with this dependency of  $v_e$  on  $R_p$  was first deduced by Whipple (1951) for particles ejected by

sublimating volatiles in a comet, with  $\gamma = 0.5$ . This exponent has been used since on several instances to model dust ejection due to sublimation. This same functional dependency of ejection velocity on particle size was obtained by laboratory experiments of dust ejection due to collision, but with lower values of  $\gamma$ . Experiments conducted by Nakamura & Fujiwara (1991) suggested values of  $\gamma \approx 0.16$ , while Giblin (1998) obtained values of  $\gamma = 0.088$ ,  $\gamma = 0.100$ , and  $\gamma = 0.079$ , and concluded that the exponents for collisional ejections tend to be in the interval  $0.0 \leq \gamma \leq 1.0$ . Values in this range has been used by several authors to model dust ejection due to collision. In particular, Moreno et al. (2011b,a) use values of  $\gamma = 0.05$  and  $\gamma = 0.04$  to model the dust emission from (596) Scheila and (P/2012 F5) Gibbs, respectively.

The distribution of the number of particles with particle radius is assumed to be a power law of the form :

$$N(R_d) = N_0 R_d^\alpha \quad (30)$$

where  $N_0$  is a constant that is set to normalize to 1 the integral of Eq. 30 between the size limits considered.

A distribution function of this type is obtained from laboratory collisional models (Fujiwara 1986; Giblin et al. 1998), but has also been used to model the size distribution of dust ejected due to the sublimation of volatiles in comets (Hsieh et al. 2009; Moreno et al. 2008, 2011b). In all cases the best matching exponent  $\alpha$  is within  $-4 \leq \alpha \leq -3$ .

**3 SIMULATIONS**

The complete model has a large number of parameters which will affect the final synthetic fluxes and images that are generated. These parameters can be grouped into two categories: parameters that set the physical properties of materials that compose particles and body, and the parameters that control the ejection event and subsequent orbital evolution of the particles. Also, the effects of the coma on the observed spectrum will depend on the amount of material in the coma. Since it is not possible to present here a comprehensive exploration of such a large parameter space, we selected a few examples that highlight the main observational effects associated with the presence of such faint comae around minor bodies.

**3.1 Physical properties of the materials**

The physical properties of the materials used in the simulations concern the optical constants of the substances that comprise the particles and coat the surface of the body (which are related to their composition), the density of the dust and of the body, and the exponent of the particle radius distribution law (Eq. 30), as well as the minimum and maximum particle radius which are included in the simulation.

Here we use the optical constants of the Tagish Lake meteorite (Roush 2003), which is currently the best meteoritic analogue for D-type asteroids. Figure 1 shows the real and imaginary parts of these optical constants in the wavelength range  $0.3 - 5\mu m$ , used to calculate the effective value of  $\bar{Q}_{rp}$

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

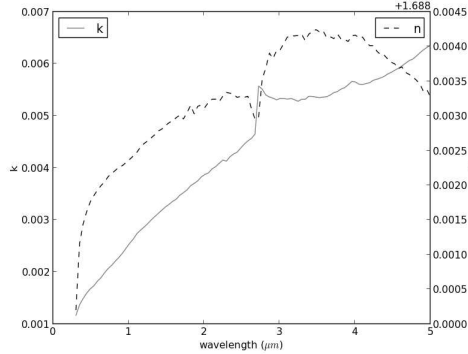


Figure 1. optical constants for the Tagish Lake meteorite

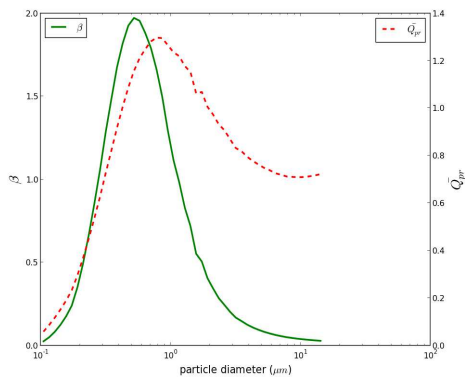


Figure 2.  $\beta$  and  $Q_{rp}$  for the Tagish Lake meteorite

in equation 28. We will consider particles with radius between  $0.1\mu\text{m}$  to  $15\mu\text{m}$ , divided in 50 size bins of equal size in the base 10 logarithm space, to insure that sub-micron particles are adequately sampled. We adopt an exponential distribution law as in Equation 30, with  $\alpha = -3$ . We will also consider for both the particles and the body a density of  $\rho = 1.5\text{g}/\text{cm}^3$ . The resulting values of  $Q_{rp}$  and  $\beta$  as function of particle size are shown in Figure 2. As the particles get smaller they become more transparent and therefore  $Q_{rp}$  falls towards smaller particle sizes. As a consequence, for this material  $\beta$  has a maximum at  $0.35\mu\text{m}$ . Similar behaviors have been reported for other materials (Burns et al. 1979). This result is qualitatively very different from what is obtained if one considers  $Q_{rp} = 1$  in equation 10, an hypothesis that is commonly made in the literature, since in this case the smaller particles are not so swiftly removed from the coma by radiation pressure and may play an important role on the scattering inside the coma.

The effective values of the phase function and scattering and extinction efficiencies inside each particle size bin are then calculated for 10 equally spaced wavelengths in the range  $0.3 - 1.0\mu\text{m}$  using Equation 27. The extinction efficiency and single scatter albedos as function of wavelength for particles with sizes of, approximately,  $0.2, 0.5, 1$

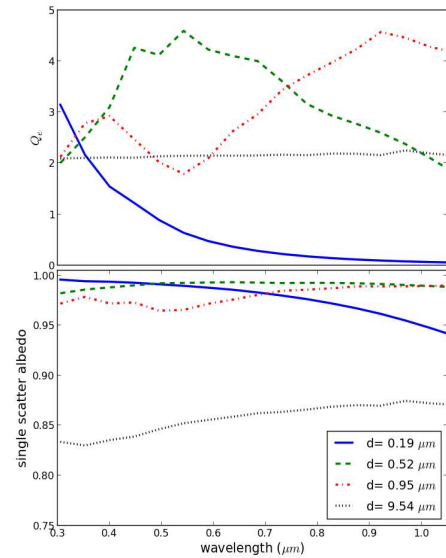


Figure 3. Extinction efficiency and single scatter albedo for the Tagish Lake meteorite

and  $10\mu\text{m}$  are shown in Figure 3. The extinction efficiency of the  $0.2\mu\text{m}$  particle decreases rapidly with wavelength, shows larger variations for the  $0.5$  and  $1.0\mu\text{m}$  particles and is approximately constant for the  $10\mu\text{m}$  particle. The same qualitative behavior is seen on the single scatter albedo, and particles tend to become less reflective with increasing size. Figures 4 and 5 show the behavior of the phase function for the same effective particle sizes. Figure 4 shows the dependency on phase angle at the wavelets  $\lambda = 0.3\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0.49\mu\text{m}$ , and  $\lambda = 0.92\mu\text{m}$ . The  $0.2\mu\text{m}$  particle, which is smaller than  $\lambda$  at the whole wavelength interval considered, scatter isotropically at all wavelets. The  $0.5$  and  $1\mu\text{m}$  particles show a marked opposition peak at small wavelengths and become isotropic scatters at  $\lambda = 0.92\mu\text{m}$ . Finally, the  $10\mu\text{m}$  particle show an opposition peak at all wavelengths. Figure 5 shows how the phase function varies with wavelength for the four effective particle sizes at  $g = 0^\circ$ ,  $g = 6^\circ$ , and  $g = 17^\circ$ . The  $10\mu\text{m}$  particles dominate for most of the wavelength interval at  $g = 0^\circ$  but become less efficient scatters as the phase angle increases. At  $g = 17^\circ$  the  $0.5\mu\text{m}$  particle dominates the bluer part of the spectrum, while the  $0.2$  and  $1.0\mu\text{m}$  particles dominates, respectively, the redder part and intermediate parts of the spectrum.

The results shown in Figures 3 to 5 highlight a characteristic of the scattering by particles whose sizes are comparable with wavelength, that is, the scattering properties vary rapidly with both particle size and wavelength. As a consequence, the way light is scattered by the coma will depend markedly on how the particles of different sizes are distributed in the coma.

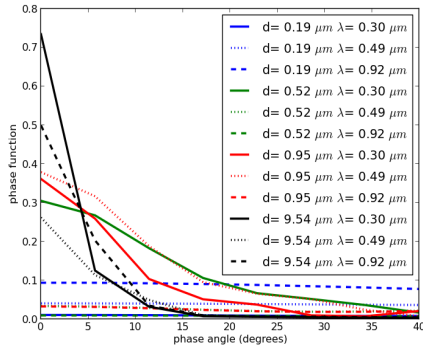
6 *E. Rondón-Briceno et al.*


Figure 4. Phase functions for the Tagish Lake meteorite

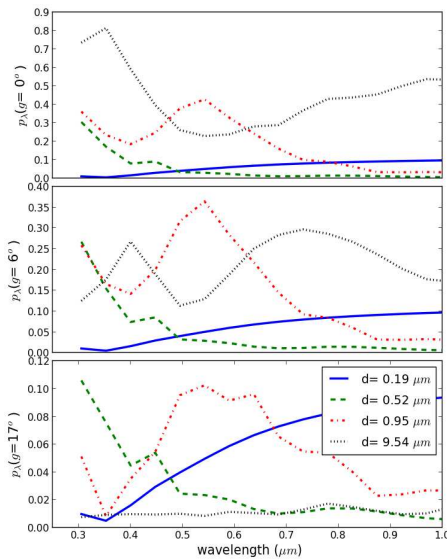


Figure 5. Phase functions for the Tagish Lake meteorite

### 3.2 Ejection and orbital evolution

We consider a spherical body with radius  $R_b = 20 \text{ km}$ , in a orbit with semi-major axis  $a_B = 3.0$ ,  $e_b = 0.01$  and  $i_b = \Omega_b = \omega_b = 0^\circ$ , with rotation axis perpendicular to the orbital plane and rotation period  $P_B = 8 \text{ hr}$ . We set the ejection to happen at perihelion, at a position in the equator of the body at the sub-solar point, and with the particles being ejected within a cone with  $\vartheta = 30^\circ$ . The evolution of 1000 test particles of each size bin is followed for 7 days after the ejection. The initial ejection velocity for each of the 50 effective particle size bins is set using Equation 29, and we use  $\gamma = 0.5$  to simulate ejection due to volatile sublimation and  $\gamma = 0.05$  to simulate ejection by collision. For the case with  $\gamma = 0.5$  we consider  $V_1 = 80 \text{ m/s}$  and  $V_1 = 25 \text{ m/s}$ . For the first case all particles in the largest size bin are able to

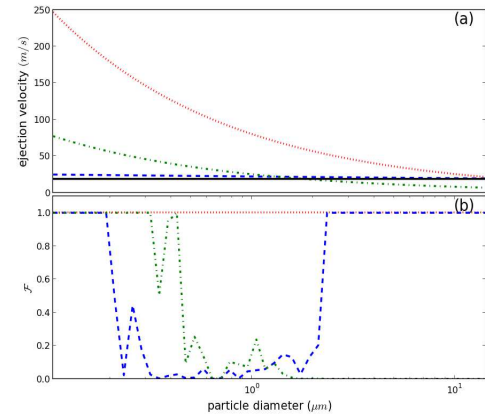


Figure 6. (a) Ejection velocities as function of particle diameter for  $\gamma = 0.5$  with  $V_1 = 80 \text{ m/s}$  (dotted red line) and  $V_1 = 25 \text{ m/s}$  (dash-dotted green line), and for  $\gamma = 0.05$  and  $V_1 = 22 \text{ m/s}$  (dashed blue line). The escape velocity is shown as a black continuous line; (b) Fraction of test particles of each size bin that are effectively ejected for the same cases.

escape the gravity of the body, while in the second case all particles larger than  $2 \mu\text{m}$  will fall back onto the body and be removed from the coma. With  $\gamma = 0.05$  the dependence of the ejection velocity with particle size is almost flat, and we set  $V_1 = 22 \text{ m/s}$  so that all particles at the largest size bin are able to escape. However, given that the ejection is directed towards the Sun, the particles with large values of  $\beta$  end up being pushed back to the body and removed from the coma. Figure 6 (a) shows the ejection velocity as function of particle sizes for all the three cases considered, while Figure 6 (b) shows for each case the fraction of the ejected particles in each size bin that are present in the coma 1 day after the ejection.

Figures 7 to 9 show the distribution of the geometric cross section of the coma projected in the XY plane (which is the same as the orbital plane) at 0.5, 1.0, 3.0, and 7.0 days after ejection, with particles of different size ranges shown separately. In those figures a black dot marks the position of the body, and the direction of the Sun (which is the same as the direction of the initial ejection) is up. The scale along each axis is shown in the rightmost panel as lines in the X and Y directions, whose lengths in kilometers are given. The total geometric cross section for each particle size in each position grid point is obtained summing up the contribution of each size bin :

$$\sigma_i = \pi R_i^2 \int \mathcal{N}_i(z) dz' \quad (31)$$

where  $\mathcal{N}_i$  is given by Equation 17. These Figures show that particles in the two intermediate size ranges are more efficiently affected by radiation pressure, but at this heliocentric distance all but the larger particles will eventually be dispersed into a tail. For ejections with  $\gamma = 0.5$  and  $V_1 = 80 \text{ m/s}$  (Fig. 7), particles larger than  $2 \mu\text{m}$  provide most of the geometric cross section in the coma, even if, with the adopted size distribution, they represent only a

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

small fraction of the particles in the coma. This happens because of their larger sizes and the fact that they end up more concentrated due to their lower ejection speeds. In contrast, the smaller particles are spread over a larger volume and are present in larger numbers, which compensates their smaller individual cross sections. For the case with  $\gamma = 0.5$  and  $V_1 = 25m/s$  (Fig. 8) no particles larger than  $2\mu m$  are present, and both scattering and extinction are dominated by the sub-micron particles. Finally, for  $\gamma = 0.05$  and  $V_1 = 22m/s$  (Fig. 9), only particles smaller than  $0.3\mu m$  and larger than  $2\mu m$  contribute significantly to the geometric cross section in the coma.

### 3.3 Image profiles and spectra

Given then the scattering properties of the particles and their distribution around the body, the parameters that remain to be defined in order to calculate the fraction of light scattered towards the observer are the total number of particles ejected  $N_0$ , and the phase angle  $g$  and distance to the observer  $\Delta$  at the instant of the observation. The position of the observer is set by defining the phase angle and considering that he/she is on a orbit with  $a = 1 AU, e = 0.0$  and  $I = 0^\circ$ . We will show examples with  $g = 0^\circ, g = 6^\circ$ , and  $g = 17^\circ$ , with corresponding values of  $\Delta$  of 1.97, 2.00, and 2.34 AU. Concerning  $N_0$ , it is more meaningful to set instead the total mass in the coma, given by

$$M_c = \frac{1}{6} \pi \rho N_0 C \sum_i \mathcal{F}_i \bar{D}_i^3 \quad (32)$$

where  $\mathcal{F}_i$  is the fraction of particles in the  $i$ -th size bin that remain in the coma,  $C$  is a constant to fix the units to kilograms and

$$\bar{D}_i^3 = \frac{\int_{D_{i,min}}^{D_{i,max}} D^3 N(D) dD}{\int_{D_{i,min}}^{D_{i,max}} N(D) dD} \quad (33)$$

The fraction of light scattered towards the observed at each point  $(y, z)$  can then be calculated with Equation 22, and summed with the contribution of the asteroid at  $(0, 0)$  given by Equation 26, for each wavelength. For the spectrum of the asteroid we consider particles with  $D = 50\mu m$  and the same composition as the dust, covering a spherical asteroid. The resulting spectrum is characteristic of a D-type asteroid, and such body would have a geometric albedo of 2.5% at  $0.5\mu m$

The resulting images are then convolved with the pass bands of the SDSS filter system. Also, in order to check whether the resulting coma brightness would have a detectable extended profile, the images generated for each filter are convolved with a PSF with FWHM of 1" using routines from astropy (Astropy Collaboration et al. 2013) and compared with the profile of a point source.

#### 3.3.1 Results: different values of $M_c$

We start considering the case with ejection velocities set with  $\gamma = 0.5$  and  $V_1 = 80m/s$  seen at a phase angle of  $g = 0^\circ$ , 1 day after the ejection, whose particle distribution is shown on the second row of Figure 7. Figure 10 shows the

## Effects of Dust Comae on Asteroid Spectra 7

results for a mass in the coma of  $M_c = 10^9 kg$ . With such large mass the coma is optically thick and only the its outer portions would be observed (Fig 10 (a)). In the presence of this coma there would be a increase of about 10 magnitudes in the observed brightness with respect to the asteroid with no coma (Fig. 10 (d)) and the observed profile would be considerably more extended than a point source (Figs 10 (b) and (e)). Instead of the D-type spectrum of asteroid, the observed spectrum would be essentially flat, with an increase in reflectance starting at about  $0.75\mu m$ . A spectrum with similar characteristics was observed by Romon-Martin et al. (2003) on observations of the Centaur (2060) Chiron when a coma was present.

The results for a mass of  $M_C = 10^6 kg$  are shown in Figure 11. Even if the coma still dominates the observed brightness, it is optically thin and the contribution of its inner portions can be seen. At this configuration the observed increase of brightness would be of 2.5 magnitudes at the  $r$  band, but the observed radial profile would be almost identical to the one of a point source. The spectrum of the coma becomes bluish, and dominates almost completely the observed spectrum, which would be similar to a B-type asteroid.

At lower masses the contribution of the coma becomes increasingly fainter and the spectrum of the asteroid dominates. Figure 12 shows the results for  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$ . Here the increase in the observed brightness would be of 0.35 magnitudes in the  $r_{sdss}$  band and no extended radial profile would be detected. The spectrum of the coma would be almost the same as the previous case, but the observed spectrum would be dominated by the asteroid, resulting in an spectrum that is bluer than the asteroid's, and shows an increase in the reflectance in the  $u$  filter.

#### 3.3.2 Results: effects of variations of phase angle

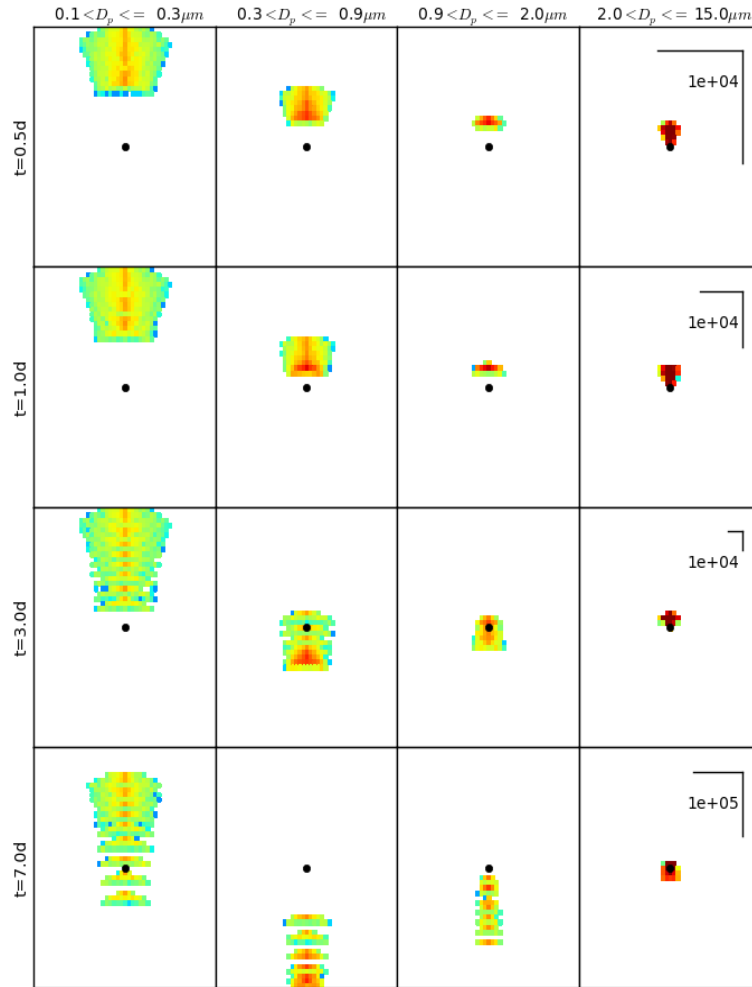
To probe for phase angle effects we use the same case as the previous section with a mass  $M_c = 10^6 kg$  (Figure 11). The results for  $g = 6^\circ$  and  $g = 17^\circ$  are shown in Figures 13 and 14, respectively. For  $g = 6^\circ$  the increase in brightness drops to 1.5 magnitudes, and as an effect of the geometry of the observation the presence of an extended radial profile becomes more evident. The spectrum of the coma becomes less blue, and the observed spectrum would resemble one of a B- or C<sub>b</sub>-type asteroid. For a phase angle of  $g = 17^\circ$  the increase of brightness drops further to 0.35 magnitudes and the deviation on the radial profile becomes again less obvious. The spectrum of the coma becomes similar to the one of a S-type asteroid, and the observed spectrum would be bluer than the asteroid's, with a relative drop in reflectance in the  $z$  band.

#### 3.3.3 Results: effects of variations in time

In order to gain some insight on how the coma brightness evolves as the coma expands, we analyze the same case as the previous section with a mass  $M_c = 10^6 kg$  and seen at a phase angle of  $g = 6^\circ$  (Figure 13) now at 3 and 7 days after ejection, whose particles distributions are shown at rows 3 and 4 of Figure 7. At 3 days after ejection (Figure 15) the increase of brightness drops further to 0.8 magnitudes, but

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

8 *E. Rondón-Briceño et al.*



**Figure 7.** Relative geometric cross section of the particles in the coma for ejection with  $v_0 = 80m/s$  and  $\gamma = 0.5$ . See Section 3.2

the deviation from the radial profile of a point source becomes more apparent. The spectrum of the coma becomes less blueish after  $0.7\mu m$ , and since the asteroid's spectra dominates the observed spectra would be bluer than the asteroid's and similar to one of a  $X$ -type asteroid. The same trend is observed 7 day after ejection (Figure 16), with the increase in brightness now down to 0.4 magnitudes.

### 3.3.4 Results: effects of variations of the ejection velocities

The way that the ejection velocity of particle depends on its size affects which particle sizes are effectively able to scape the body surface and therefore sets the size distribution in the coma. To show how this in turn may affect the observed brightness we then analyze the cases where ejection happens with  $\gamma = 0.5$  and  $V_1 = 25m/s$  and with  $\gamma = 0.05$  and  $V_1 = 22m/s$  shown respectively in Figures 8 and 9. Figure 17 shows the results for the first case, at 1 day after ejection and seen at a phase angle of  $g = 17^\circ$ , with a total mass in the coma of  $M_c = 0.5 \times 10^3 kg$ . At this configuration, the

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

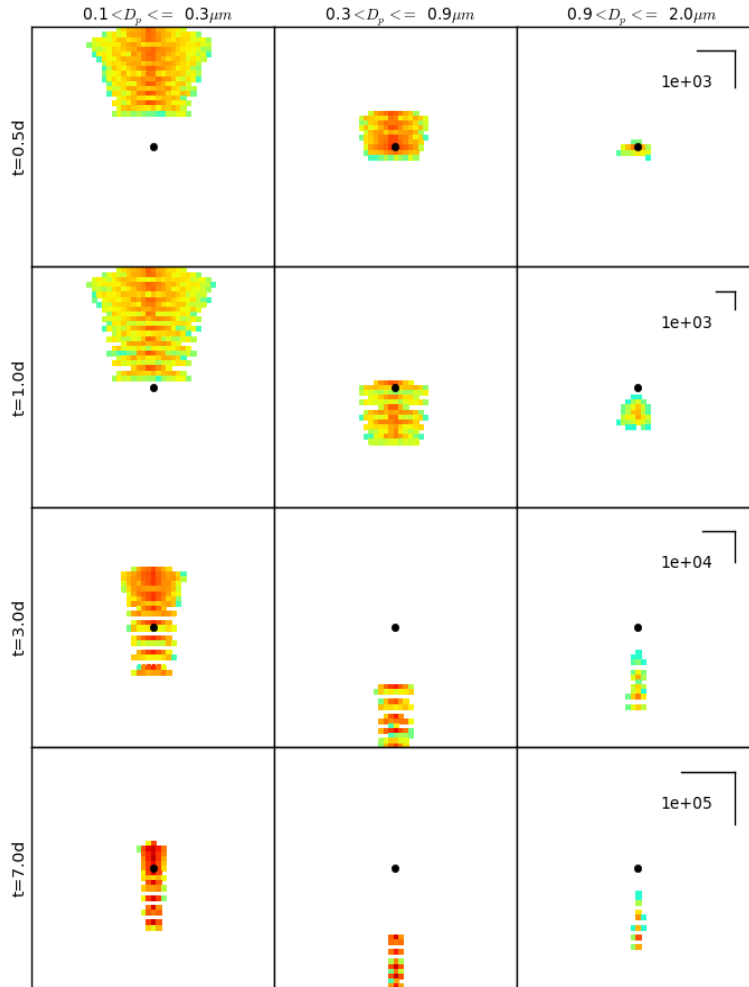


Figure 8. Relative geometric cross section of the particles in the coma for ejection with  $v_0 = 25m/s$  and  $\gamma = 0.5$ . See Section 3.2

increase in brightness in the  $r_{DSS}$  is of only 0.3 magnitudes and the deviation from the radial profile is almost imperceptible, but due to dominance of sub-micron particles the spectrum of the coma is extremely blueish. Since the coma in this particular example is much fainter than the asteroid the observed spectrum is dominated by the later, being however less red than what would be observed without the coma, and also showing a relative increase in the reflectance at the  $u$  band. Tests made at lower phase angles show that there is no significant variation of the spectrum of the coma for this configuration, but since the coma would be brighter

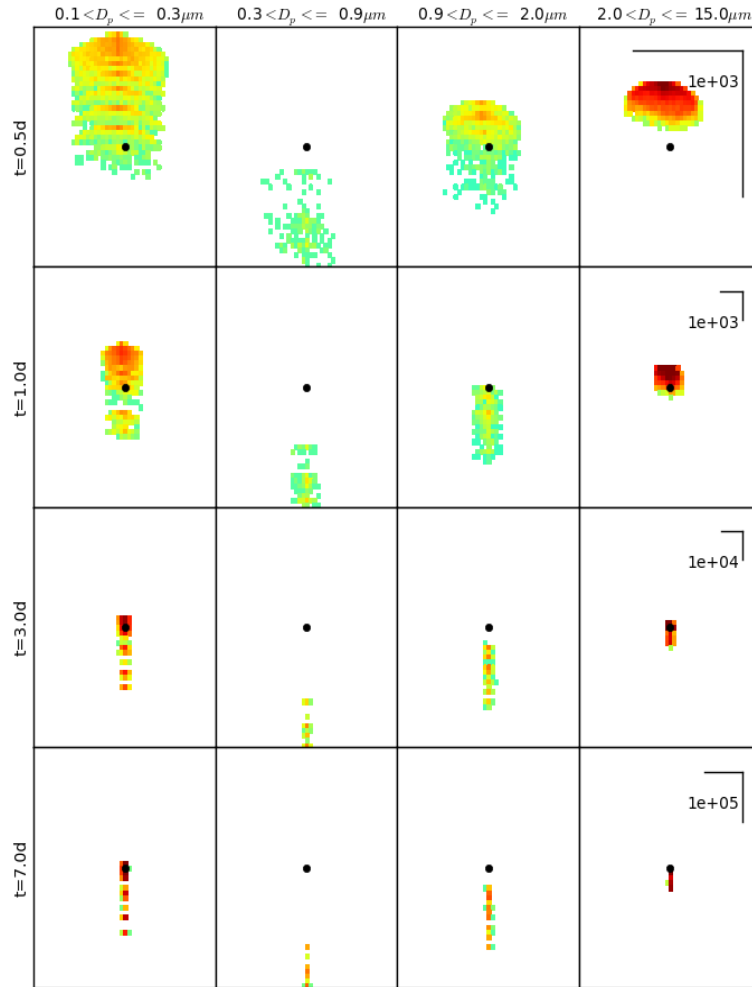
at lower phase angles, the observed spectrum would then become more similar to the coma's.

In the second case the coma is dominated both by particles smaller than  $0.3\mu m$  and particles larger than  $2\mu m$ . Figures 18 and 19 show the results at 1 day after ejection with a total mass in the coma of  $M_c = 10^5 kg$ , seen at  $g = 0^\circ$  and  $g = 17^\circ$ , respectively. At  $g = 0^\circ$  the increase in brightness in the  $r$  band is of 1.2 magnitudes, but since the low ejection velocities prevent the coma from expanding much the observed radial profile at this time would be the one of a point source. The spectrum of the coma would be unlike any currently defined asteroid taxonomic class, with a



1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

10 *E. Rondón-Briceño et al.*



**Figure 9.** Relative geometric cross section of the particles in the coma for ejection with  $v_0 = 22m/s$  and  $\gamma = 0.05$ . See Section 3.2

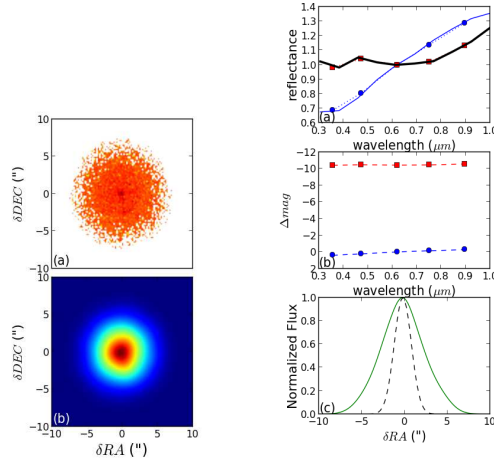
moderately red spectrum onwards of  $0.5\mu m$  and an increase in reflectance towards the blue end of the spectrum. Again the observed spectrum would be bluer than the asteroid's and present a relative increase of the reflectance in the  $u$  filter. This behavior changes completely at  $g = 17^\circ$  (Figure 19). Here the increase of brightness would be of only 0.1 magnitude and the spectrum of the coma would actually be slightly redder than the spectrum of the asteroid.

#### 4 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The observed brightness profile of a faint coma around an asteroid are ultimately set by the size distribution of the particles in the coma and their optical properties, and the physical processes responsible for creating such distributions are complex and depend on many variables. Even if the simulations presented here cover only a few of the possible outcomes, it is possible at this point to draw some general conclusions.

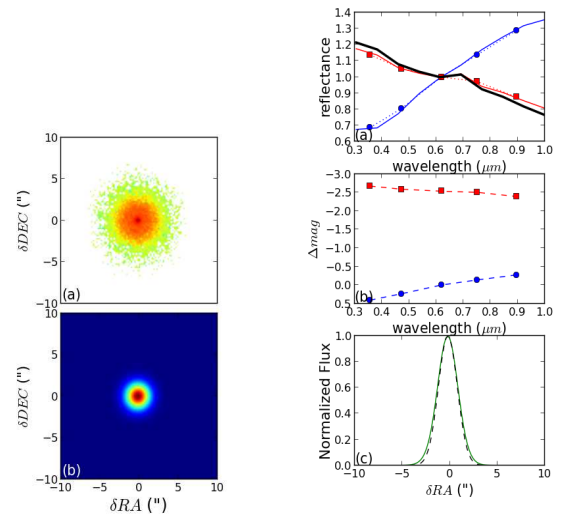
The spectrum of the coma can be significantly different from the asteroid's, since the scattering properties of smaller particles are more strongly controlled by their sizes,

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

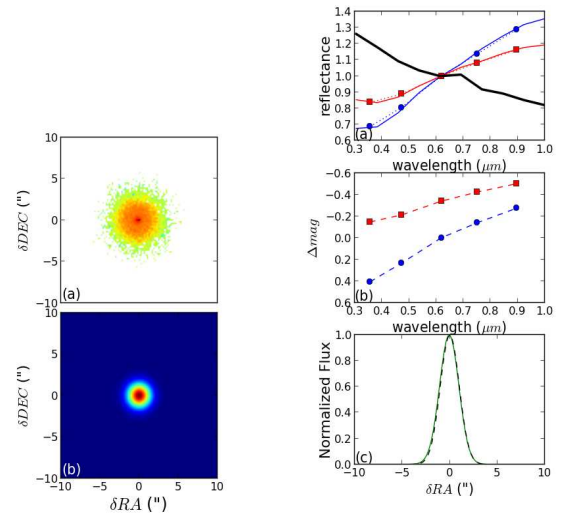


**Figure 10.** Simulated images at the filter  $r$  for the particle distribution shown in Figure 7 1 day after ejection, seen at a phase angle  $g = 0^\circ$ , for a total mass in the coma of  $M_c = 10^9 kg$ . (a) Brightness projected at the plane of sky; the intensity is shown with a logarithm color map; (b) The same result, convolved with a PSF with 1 arcsec FWHM, shown using a linear colormap. (c) Reflectance normalized at the central wavelength of the  $r$  filter. The reflectance spectra of the the asteroid without coma is shown in blue, the reflectance at the SDSS filters (obtained through convolution of the reflectance spectra with the filter band passes) are shown as circles and connected with a dotted line. The reflectance spectra of only the coma is shown in black and the combination of the spectra of the asteroid and the coma is shown in red, with the reflectance at the SDSS filters shown as squares. ; (c) Difference of magnitudes between the asteroid (blue circles) and the asteroid in the presence of the coma (red squares), with the asteroids magnitude at the  $r$  filter as reference. (e) radial profile of the normalized Flux at  $r$  filter convolved with a 1 arcsec PSF. The profile of a point source is shown as a dashed line.

and considering that a faint coma will most likely be dominated by particles that are smaller than the predominant sizes at the surface of the asteroid. This should be especially true for comae produced by low intensity events like gentle collisions or sublimation of volatiles at relatively large heliocentric distances. If then the mass in the coma reaches a given threshold, the light scattered by it will induce changes in the observed spectrum of the asteroid. The amount of dust needed to produce noticeable changes in the spectrum depends, among many other factors, on the size and albedo of the asteroid. Considering specifically the case of an asteroid with featureless spectra and low albedo analyzed in this work, for low masses the most noticeable effect of the coma will be a change in the steepness of the spectra, and also a relative increase in the reflectance at the bluer end of the spectrum. In this case, these spectral changes will be coupled with increases of magnitude that could be comparable with the range of magnitude variations due to rotation, and an extended radial profile may or may not be detectable. If the mass in the coma is sufficiently high, to the point the coma brightness is comparable or larger than the aster-



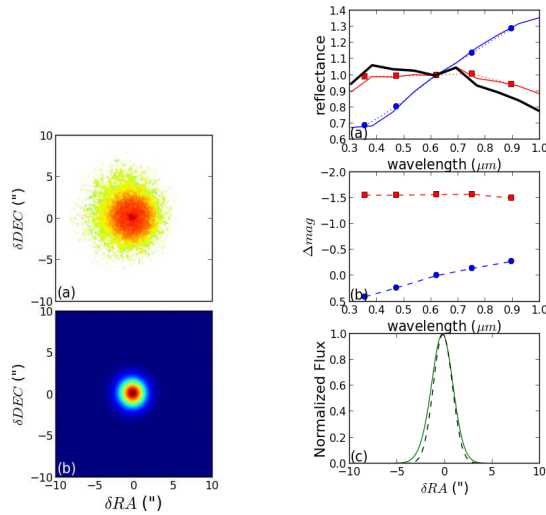
**Figure 11.** The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 10^6 kg$



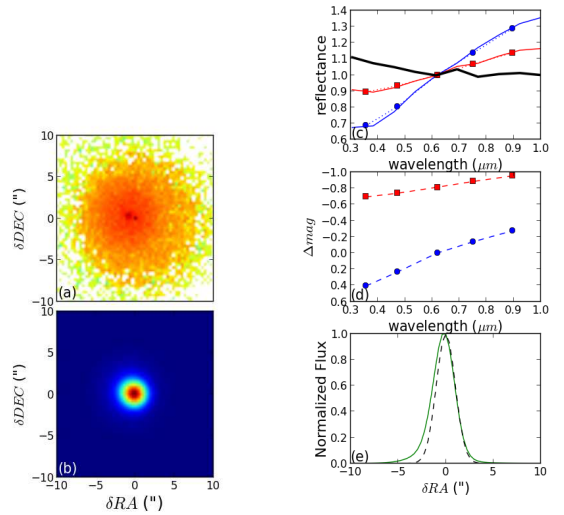
**Figure 12.** The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 1.63 \times 10^5 kg$

oid's, then the changes in the observed spectrum may be severe, completely changing the taxonomic classification of the asteroid or producing spectra that do not conform to any currently defined taxonomic class. These more radical changes of the observed spectrum however would necessarily be coupled with a noticeable increase in the observed mag-

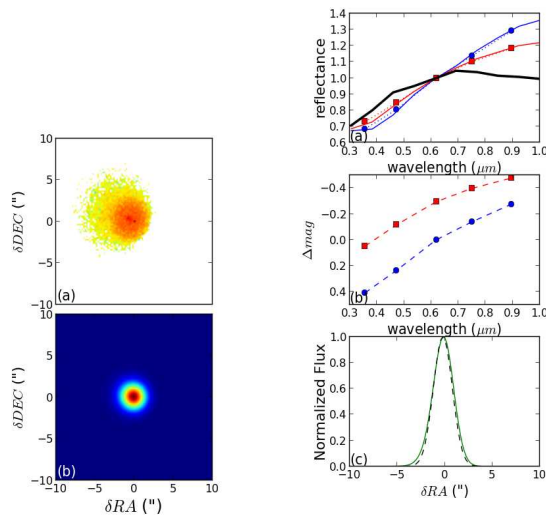
12 *E. Rondón-Briceño et al.*



**Figure 13.** The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 10^6 kg$  and a phase angle of  $g = 6^\circ$



**Figure 15.** The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 10^6 kg$  and a phase angle of  $g = 6^\circ$ , seen 3 days after ejection



**Figure 14.** The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 10^6 kg$  and a phase angle of  $g = 17^\circ$

nitude and often (but not always) with the presence of a conspicuous extended radial profile.

A question then is whether such effects have already been reported in the literature. Busarev et al. (2015) suggested that the large differences in the spectra of the asteroids (145) Adeona, (704) Interamnia, and (779) Nina between the observations reported in that paper and previous

results from the literature could be due to volatile sublimation. A possible concern with this result is that the spectra of all of the six asteroids reported in that paper (all observed within 8 days in the same facility and reduced with the same solar analog star) appear to be significantly different from previous spectra in the literature, and it is not completely clear from what is presented in the paper if systematic effects related to the instrumentation, reduction procedures, or solar analog star could be completely ruled out. If indeed the reported large spectral variations of those three asteroids were produced by the presence of comae, the model presented here implies that their magnitudes at the time of the observations would have been considerably brighter than the visual magnitude calculated for those instants from their listed values of  $H$  and  $G$ . Since however the authors only reported spectroscopic observations, it is not clear if it would be possible to constrain the magnitudes of the targets directly from their data. The authors also suggest that the presence of comae at the time of their observations are related to the heliocentric distances of the targets at the epochs. If so, one should expect that comae should be present around those objects repeatedly as they approach perihelion, and more observations (either photometry or spectroscopy) should be used to further probe that matter.

The smaller spectral variations that would be produced by fainter comae are in fact rather common on asteroid spectra, but can be linked to many other different causes. Using the SDSS Moving Object Catalog, Szabó et al. (2004) detected statistically significant color variations for 7531 asteroids that were observed multiple times. The authors used statistical tests to rule out instrumental effects as a possible cause, concluding that the variations were real and

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

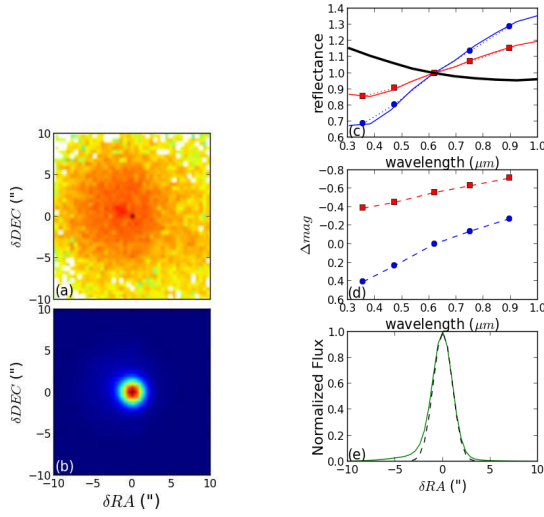


Figure 16. The same as Figure 10, for a total mass in the coma of  $M_c = 10^6 kg$  and a phase angle of  $g = 6^\circ$ , seen 7 days after ejection

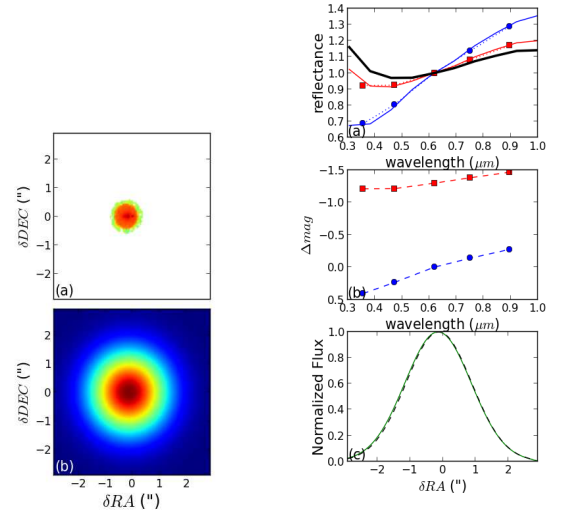


Figure 18. The same as Figure 10, for the particle a distribution seen in Figure 9(  $\gamma = 0.05$  and  $v_0 = 22m/s$ ), 1 day after ejection, seen at a phase angle of  $0^\circ$ , for a total mass in the coma of  $M_c = 10^5 kg$

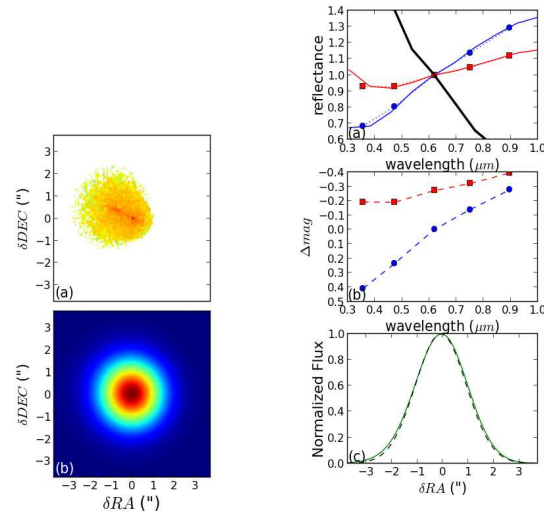


Figure 17. The same as Figure 10, for the particle a distribution seen in Figure 8(  $\gamma = 0.5$  and  $v_0 = 25m/s$ ), 1 day after ejection, seen at a phase angle of  $17^\circ$ , for a total mass in the coma of  $M_c = 0.5 \times 10^5 kg$ .

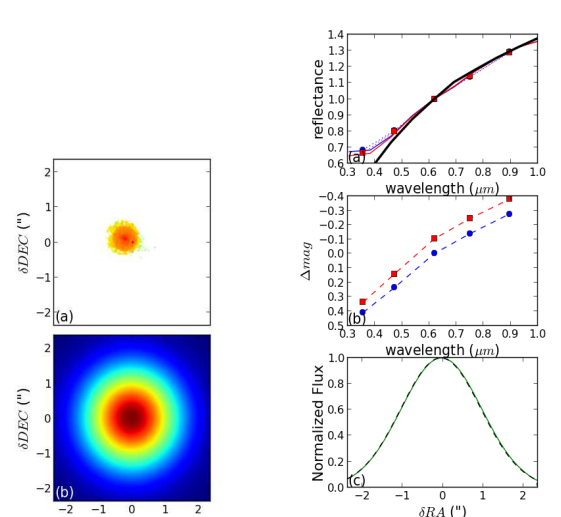


Figure 19. The same as Figure 10, for the particle a distribution seen in Figure 9(  $\gamma = 0.05$  and  $v_0 = 22m/s$ ), 1 day after ejection, seen at a phase angle of  $17^\circ$ , for a total mass in the coma of  $M_c = 10^5 kg$

14 *E. Rondón-Briceño et al.*

suggesting that they might be the effect of inhomogeneous albedo distribution over the surface of the asteroids. Carvano et al. (2010) used also the SDSS-MOC to define a taxonomic scheme and reported that 14962 asteroids out of the 22019 with two or more observations that could be classified presented some degree of taxonomic variations. Besides variations in the albedo distribution over the surface of the asteroids, possible causes of these spectral variations include phase angle and shape effects (Jasmim et al. 2013; Carvano & Davalos 2015), and random errors can also play a part in some instances. Therefore these type of spectral variation alone can not be used as evidence of the presence of comae. A more distinctive characteristic of the presence of a faint coma is the relative increase in the reflectance at the bluer end of the spectra that have been observed on several of the test cases in section 3.3, since such increase in reflectance at that part of the spectrum is uncharacteristic of asteroid spectra and uncommon among possible template materials. However, although there are several hundreds of asteroid observation in the SDSS data that exhibit this characteristic, a issue here is that the  $u$  filter tend to have the higher photometric uncertainties, and those increases in reflectances end up being consistent with random errors.

In conclusion, the model presented in this work allows a finer understanding of the observational consequences of faint comae that might be present around minor bodies of the Solar System. From what was discussed here is clear that often the sole indicative of the existence of such faint coma would be changes in the observed spectra. Even so, spectral variations alone cannot be considered proof of such phenomena. Instead, the type of spectral variations highlighted here can be use to refine the list of potential activated asteroids so that confirmations of the presence of comae through careful photometric monitoring of the candidates to identify sudden increases in the magnitude, and through efforts to detect extended profiles on images of those bodies.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to thank T. Roush for providing the optical constants of the Tagish Lake meteorite. J.M.C would like to thank CNPq for supporting this work through diverse fellowships and grants. E.R.B. would like to thank to CNPq for supporting his work with a PhD fellowship.

## REFERENCES

- Astropy Collaboration et al., 2013, *A&A*, **558**, A33  
 Bohren C. F., Huffman D. R., 1983, Absorption and scattering of light by small particles  
 Burns J. A., Lamy P. L., Soter S., 1979, *Icarus*, **40**, 1  
 Busarev V. V., Barabanov S. I., Rusakov V. S., Puzin V. B., Kravtsov V. V., 2015, *Icarus*, **262**, 44  
 Carvano J. M., Davalos J. A. G., 2015, *A&A*, **580**, A98  
 Carvano J. M., Lorenz-Martins S., 2010, in Fernandez J. A., Lazzaro D., Prrialnik D., Schulz R., eds, IAU Symposium Vol. 263, Icy Bodies of the Solar System. pp 223–226, doi:10.1017/S1743921310001791  
 Carvano J. M., Ferraz-Mello S., Lazzaro D., 2008, *A&A*, **489**, 811  
 Carvano J. M., Hasselmann P. H., Lazzaro D., Mothé-Diniz T., 2010, *A&A*, **510**, A43

- Cikota S., Ortiz J. L., Cikota A., Morales N., Tancredi G., 2014, *A&A*, **562**, A94  
 Fujiwara A., 1986, *MmSAI*, **57**, 47  
 Giblin I., 1998, *P&SS*, **46**, 921  
 Giblin I., Martelli G., Farinella P., Paolicchi P., Di Martino M., Smith P. N., 1998, *Icarus*, **134**, 77  
 Gilbert A. M., Wiegert P. A., 2009, *Icarus*, **201**, 714  
 Gilbert A. M., Wiegert P. A., 2010, *Icarus*, **210**, 998  
 Hapke B., 1981, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4571  
 Hapke B., 2012a, Theory of reflectance and emittance spectroscopy, 2nd edition  
 Hapke B., 2012b, *Icarus*, **221**, 1079  
 Hsieh H. H., Jewitt D., Ishiguro M., 2009, *AJ*, **137**, 157  
 Jasmim F. L., Lazzaro D., Carvano J. M. F., Mothé-Diniz T., Hasselmann P. H., 2013, *A&A*, **552**, A85  
 Jewitt D., Hsieh H., Agarwal J., 2015, The Active Asteroids. pp 221–241, doi:10.2458/azu\_uapress.9780816532131-ch012  
 Jurić M., Ž. Ivezić Lupton R. H., 2002, in Bulletin of the American Astronomical Society. pp 1172–+  
 Moreno F., Ortiz J. L., Santos-Sanz P., Morales N., Vidal-Núñez M. J., Lara L. M., Gutiérrez P. J., 2008, *ApJ*, **677**, L63  
 Moreno F., et al., 2011a, *ApJ*, **738**, 130  
 Moreno F., Lara L. M., Licandro J., Ortiz J. L., de León J., Alí-Lagoa V., Agís-González B., Molina A., 2011b, *ApJ*, **738**, L16  
 Nakamura A., Fujiwara A., 1991, *Icarus*, **92**, 132  
 Romon-Martin J., Delahodde C., Barucci M. A., de Bergh C., Peixinho N., 2003, *A&A*, **400**, 369  
 Roush T. L., 2003, *Meteoritics and Planetary Science*, **38**, 419  
 Sonnett S., Kleyna J., Jedicke R., Masiero J., 2011, *Icarus*, **215**, 534  
 Stoughton C., et al., 2002, *Astrophysical Journal*, **123**, 485  
 Szabó G. M., Ivezić Ž., Jurić M., Lupton R., Kiss L. L., 2004, *MNRAS*, **348**, 987  
 Waszczak A., Ofek E., Kulkarni S., 2014, in Muinonen K., Penttilä A., Granvik M., Virkki A., Fedorets G., Wilkman O., Kohout T., eds, Asteroids, Comets, Meteors 2014.  
 Whipple F. L., 1951, *ApJ*, **113**, 464

## APPENDIX A: LIST OF SYMBOLS

- $\theta, \phi$ : latitude and longitude where the ejection takes place  
 $P_{rot}$ : rotation period of the body  
 $R_b$ : radius of the body  
 $V_{rot}$ : rotation velocity of the body at the ejection point  
 $\rho_b$ : density of the body  
 $M_b$ : mass of the body  
 $\beta$ : ratio of the radiation pressure to Sun's gravity  
 $L_{\odot}, M_{\odot}$ : luminosity and Mass of the Sun  
 $Q_{rp}$ : Radiation pressure efficiency averaged over the Sun's spectrum  
 $F_{\odot}(\lambda)$ : Solar flux at wavelength  $\lambda$   
 $Q_E, Q_S$ : Extinction and scattering efficiencies  
 $w$ : single scatter albedo  
 $\tau_{in}, \tau_x$ : optical depths along the entry path  
 $\tau_{out}$ : optical depth along the exit path  
 $R_p$ : particle's radius  
 $N_p(R_p)$ : number of particles with radius  $R_p$   
 $\alpha$ : exponent of the particle distribution law  
 $N_0$ : total number of particles ejected.  
 $v_e(R_p)$ : ejection velocity of a particle with radius  $R_p$   
 $V_1$ : ejection velocity of a particle with radius  $R_p = 1 \mu m$   
 $\gamma$ : exponent of the ejection velocity function  
 $\Delta$ : distance between the body and the observer

Page 15 of 15

1  
2  
3  
4  
5  
6  
7  
8  
9  
10  
11  
12  
13  
14  
15  
16  
17  
18  
19  
20  
21  
22  
23  
24  
25  
26  
27  
28  
29  
30  
31  
32  
33  
34  
35  
36  
37  
38  
39  
40  
41  
42  
43  
44  
45  
46  
47  
48  
49  
50  
51  
52  
53  
54  
55  
56  
57  
58  
59  
60

*Effects of Dust Comae on Asteroid Spectra* 15

$N_b$ : number of interactions of the Monte-Carlo code for each grid element

$S_j(y, z)$ : fraction of light scattered towards the observer by a grid element  $(y, z)$  at the wavelength  $\lambda_j$

$\psi$ : size of the grid

$\mu_0, \mu$ : cosines of the incidence and emergence angles of a surface element in the body

$g$ : phase angle

$p_{ij}(g), p_j(g)$ : phase functions at wavelength  $\lambda_j$  for the  $i$ -th particle size bin and for the body

$b_j, c_j$ : phase functions coefficients of the body at wavelength  $\lambda_j$

$S_{Bj}$ : fraction of light scattered by the body that reaches the observer at the wavelength  $\lambda_j$

This paper has been typeset from a  $\text{T}_{\text{E}}\text{X}/\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$  file prepared by the author.

# Referências Bibliográficas

- Abell, P. A., Fernández, Y. R., Pravec, P., French, L. M., Farnham, T. L., Gaffey, M. J., Hardersen, P. S., Kušnirák, P., Šarounová, L., Sheppard, S. S., & Narayan, G. (2005). Physical characteristics of Comet Nucleus C/2001 OG<sub>108</sub> (LONEOS). *Icarus*, *179*, 174–194.
- A’Hearn, M. F. (1988). Observations of cometary nuclei. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, *16*, 273–293.
- A’Hearn, M. F., & Feldman, P. D. (1992). Water vaporization on Ceres. *Icarus*, *98*, 54–60.
- A’Hearn, M. F., Millis, R. C., Schleicher, D. O., Osip, D. J., & Birch, P. V. (1995). The ensemble properties of comets: Results from narrowband photometry of 85 comets, 1976-1992. *Icarus*, *118*, 223–270.
- A’Hearn, M. F., & Millis, R. L. (1980). Abundance correlations among comets. *AJ*, *85*, 1528–1537.
- Alvarez-Candal, A., & Licandro, J. (2006). The size distribution of asteroids in cometary orbits and related populations. *A&A*, *458*, 1007–1011.
- Ansdell, M., Meech, K. J., Hainaut, O., Buie, M. W., Kaluna, H., Bauer, J., & Dundon, L. (2014). Refined Rotational Period, Pole Solution, and Shape Model for (3200) Phaethon. *ApJ*, *793*, 50.
- Asher, D. J., Bailey, M. E., Hahn, G., & Steel, D. I. (1994). Asteroid 5335 Damocles and its implications for cometary dynamics. *MNRAS*, *267*, 26.
- Barucci, M. A., Alvarez-Candal, A., Merlin, F., Belskaya, I. N., de Bergh, C., Perna, D., DeMeo, F., & Fornasier, S. (2011). New insights on ices in Centaur and Transneptunian populations. *Icarus*, *214*, 297–307.
- Barucci, M. A., Belskaya, I. N., Fulchignoni, M., & Birlan, M. (2005). Taxonomy of Centaurs and Trans-Neptunian Objects. *AJ*, *130*, 1291–1298.
- Barucci, M. A., Fulchignoni, M., Birlan, M., Doressoundiram, A., Romon, J., & Boehnhardt, H. (2001). Analysis of Trans-Neptunian and Centaur colours: continuous trend or grouping? *A&A*, *371*, 1150–1154.
- Bell, J. F., Davis, D. R., Hartmann, W. K., & Gaffey, M. J. (1989). Asteroids - The big picture. In R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews (Eds.), *Asteroids II* (pp. 921–945).
- Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., & Rivkin, A. S. (2001). Announcing the availability of the mit smass and smassir data sets. In *Asteroids 2001: From Piazzi to the 3rd Millennium* (pp. 155–156).

- Binzel, R. P., Morbidelli, A., Merouane, S., DeMeo, F. E., Birlan, M., Vernazza, P., Thomas, C. A., Rivkin, A. S., Bus, S. J., & Tokunaga, A. T. (2010). Earth encounters as the origin of fresh surfaces on near-Earth asteroids. *Nature*, *463*, 331–334.
- Bottke, W. F., Morbidelli, A., Jedicke, R., Petit, J.-M., Levison, H. F., Michel, P., & Metcalfe, T. S. (2002). Debaised Orbital and Absolute Magnitude Distribution of the Near-Earth Objects. *Icarus*, *156*, 399–433.
- Britt, D. T., Tholen, D. J., Bell, J. F., & Pieters, C. M. (1992). Comparison of asteroid and meteorite spectra - Classification by principal component analysis. *Icarus*, *99*, 153–166.
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. (1979). Radiation forces on small particles in the solar system. *Icarus*, *40*, 1–48.
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. (2002). Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. The Observations. *Icarus*, *158*, 106–145.
- Busarev, V. V., Barabanov, S. I., Rusakov, V. S., Puzin, V. B., & Kravtsov, V. V. (2015). Spectrophotometry of (32) Pomona, (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (330825) 2008 XE3, and 2012 QG42 and laboratory study of possible analog samples. *Icarus*, *262*, 44–57.
- Campins, H., Hargrove, K., Pinilla-Alonso, N., Howell, E. S., Kelley, M. S., Licandro, J., Mothé-Diniz, T., Fernández, Y., & Ziffer, J. (2010). Water ice and organics on the surface of the asteroid 24 Themis. *Nature*, *464*, 1320–1321.
- Campins, H., Licandro, J., Pinilla-Alonso, N., Ziffer, J., de León, J., Mothé-Diniz, T., Guerra, J. C., & Hergenrother, C. (2007). Nuclear Spectra of Comet 28P Neujmin 1. *AJ*, *134*, 1626–1633.
- Carusi, A., Kresak, L., Perozzi, E., & Valsecchi, G. B. (1987). High-Order Librations of Halley-Type Comets. *A&A*, *187*, 899.
- Carvano, J. M., & Davalos, J. A. G. (2015). Shape and solar phase angle effects on the taxonomic classification of asteroids. *A&A*, *580*, A98.
- Carvano, J. M., Ferraz-Mello, S., & Lazzaro, D. (2008). Physical and dynamical characterization of (5201) Ferraz-Mello, a possible extinct Jupiter family comet. *A&A*, *489*, 811–817.
- Carvano, J. M., Hasselmann, P. H., Lazzaro, D., & Mothé-Diniz, T. (2010). SDSS-based taxonomic classification and orbital distribution of main belt asteroids. *A&A*, *510*, A43.
- Carvano, J. M., & Lorenz-Martins, S. (2009). Modeling the effects of a faint dust coma on asteroid spectra. *Proceedings of the International Astronomical Union*, *5*, 223–226.
- Chamberlin, A. B., McFadden, L.-A., Schulz, R., Schleicher, D. G., & Bus, S. J. (1996). 4015 Wilson-Harrington, 2201 Oljato, and 3200 Phaethon: Search for CN Emission. *Icarus*, *119*, 173–181.
- Chapman, C. R., Morrison, D., & Zellner, B. (1975). Surface properties of asteroids - A synthesis of polarimetry, radiometry, and spectrophotometry. *Icarus*, *25*, 104–130.



- Cochran, A. L. (1990). Methods for determining the water production of comets. In *Asteroids, Comets, Meteors III* (p. 285).
- Cochran, A. L., Levasseur-Regourd, A.-C., Cordiner, M., Hadamcik, E., Lasue, J., Gicquel, A., Schleicher, D. G., Charnley, S. B., Mumma, M. J., Paganini, L., Bockelée-Morvan, D., Biver, N., & Kuan, Y.-J. (2015). The Composition of Comets. *Space Sci Rev*, *197*, 9–46.
- Cunningham, L. E. (1950). Periodic Comet Wilson-Harrington (1949g). *IAU Circular*, *1250*.
- de León, J., Campins, H., Tsiganis, K., Morbidelli, A., & Licandro, J. (2010). Origin of the near-Earth asteroid Phaethon and the Geminids meteor shower. *A&A*, *513*, A26.
- De Sanctis, M. C., Coradini, A., & Gavrishin, A. (2006). G-Mode Classification of Trans Neptunian Objects. In S. Mackwell, & E. Stansbery (Eds.), *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*. volume 37 of *Lunar and Planetary Science Conference*.
- Delsemme, A. H., & Swings, P. (1952). Hydrates de gaz dans les noyaux cométaires et les grains interstellaires. *Annales d'Astrophysique*, *15*, 1.
- DeMeo, F. E., Binzel, R. P., Slivan, S. M., & Bus, S. J. (2009). An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared. *Icarus*, *202*, 160–180.
- DeMeo, F. E., & Carry, B. (2013). The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys. *Icarus*, *226*, 723–741.
- Duncan, M., Levison, H., & Dones, L. (2004). Dynamical evolution of ecliptic comets. In G. W. Kronk (Ed.), *Comets II* (pp. 193–204).
- Duncan, M., Quinn, T., & Tremaine, S. (1988). The origin of short-period comets. *ApJ*, *328*, L69–L73.
- Edgeworth, K. E. (1943). The evolution of our planetary system. *Journal of the British Astronomical Association*, *53*, 181–188.
- Emel'Yanenko, V. V., Asher, D. J., & Bailey, M. E. (2007). The fundamental role of the Oort cloud in determining the flux of comets through the planetary system. *MNRAS*, *381*, 779–789.
- Farrington, O. C. (1907). *Analyses of iron meteorites compiled and classified*. Field Columbian Museum.
- Fernandez, J. A. (1980). On the existence of a comet belt beyond Neptune. *MNRAS*, *192*, 481–491.
- Fernández, Y. R., Jewitt, D. C., & Sheppard, S. S. (2005). Albedos of Asteroids in Comet-Like Orbits. *ApJ*, *130*, 308–318.
- Fernández, Y. R., McFadden, L. A., Lisse, C. M., Helin, E. F., & Chamberlin, A. B. (1997). Analysis of POSS Images of Comet-Asteroid Transition Object 107P/1949 W1 (Wilson-Harrington). *Icarus*, *128*, 114–126.
- Finson, M. L., & Probst, R. F. (1968). A theory of dust comets. II. Results for Comet Arend-Roland. *ApJ*, *154*, 353–380.

- Fornasier, S., Dotto, E., Hainaut, O., Marzari, F., Boehnhardt, H., De Luise, F., & Barucci, M. A. (2007). Visible spectroscopic and photometric survey of Jupiter Trojans: Final results on dynamical families. *Icarus*, *190*, 622–642.
- Fujiwara, A. (1986). Results obtained by laboratory simulations of catastrophic impact. *MmSAI*, *57*, 47–64.
- Fulchignoni, M., Belskaya, I., Barucci, M. A., de Sanctis, M. C., & Doressoundiram, A. (2008). Transneptunian Object Taxonomy. In M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson (Eds.), *The Solar System Beyond Neptune* (pp. 181–192).
- Gaffey, M. J., Burbine, T. H., & Binzel, R. P. (1993). Asteroid spectroscopy - Progress and perspectives. *Meteoritics*, *28*, 161–187.
- Garnett, J. C. M. (1904). Colours in metal glasses and in metallic films. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *203*, 385–420.
- Giblin, I. (1998). New data on the velocity-mass relation in catastrophic disruption. *P&SS*, *46*, 921–928.
- Giblin, I., Martelli, G., Farinella, P., Paolicchi, P., Di Martino, M., & Smith, P. N. (1998). The Properties of Fragments from Catastrophic Disruption Events. *Icarus*, *134*, 77–112.
- Gladman, B., Marsden, B. G., & Vanlaerhoven, C. (2008). Nomenclature in the Outer Solar System. In M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson (Eds.), *The Solar System Beyond Neptune* (pp. 43–57).
- Gradie, J., & Tedesco, E. (1982). Compositional structure of the asteroid belt. *Science*, *216*, 1405–1407.
- Grundy, W. M. (2009). Is the missing ultra-red material colorless ice? *Icarus*, *199*, 560–563.
- Haghighipour, N. (2009). Dynamical constraints on the origin of Main Belt comets. *Meteoritics and Planetary Science*, *44*, 1863–1869.
- Hahn, G., & Rickman, H. (1985). Asteroids in cometary orbits. *Icarus*, *61*, 417–442.
- Hapke, B. (1981). Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, *86*, 4571–4586.
- Hapke, B. (2001). Space weathering from Mercury to the asteroid belt. *J. Geophys. Res.*, *106*, 10039–10074.
- Hapke, B. (2012a). Bidirectional reflectance spectroscopy 7. The single particle phase function hockey stick relation. *Icarus*, *221*, 1079–1083.
- Hapke, B. (2012b). *Theory of reflectance and emittance spectroscopy*. Cambridge University Press.
- Hartmann, W. K., Tholen, D. J., & Cruikshank, D. P. (1987). The relationship of active comets, 'extinct' comets, and dark asteroids. *Icarus*, *69*, 33–50.

- Haser, L. (1957). Distribution d'intensité dans la tête d'une comète. *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 43, 740–750.
- Hirabayashi, M., Scheeres, D. J., Sánchez, D. P., & Gabriel, T. (2014). Constraints on the Physical Properties of Main Belt Comet P/2013 R3 from its Breakup Event. *ApJL*, 789, L12.
- Hirayama, K. (1918). Groups of asteroids probably of common origin. *AJ*, 31, 185–188.
- Hiroi, T., Pieters, C. M., & Takeda, H. (1994). Grain size of the surface regolith of asteroid 4 Vesta estimated from its reflectance spectrum in comparison with HED meteorites. *Meteoritics*, 29, 394–396.
- Hsieh, H. H. (2014). The nucleus of main-belt Comet P/2010 R2 (La Sagra). *Icarus*, 243, 16–26.
- Hsieh, H. H., Hainaut, O., Novaković, B., Bolin, B., Denneau, L., Fitzsimmons, A., Haghhighipour, N., Kleyna, J., Kokotanekova, R., Lacerda, P., Meech, K. J., Micheli, M., Moskovitz, N., Schunova, E., Snodgrass, C., Wainscoat, R. J., Wasserman, L., & Waszczak, A. (2015). Sublimation-Driven Activity in Main-Belt Comet 313p/Gibbs. *ApJL*, 800, L16.
- Hsieh, H. H., Ishiguro, M., Lacerda, P., & Jewitt, D. (2011a). Physical Properties of Main-belt Comet 176P/LINEAR. *AJ*, 142, 29.
- Hsieh, H. H., & Jewitt, D. (2006). A Population of Comets in the Main Asteroid Belt. *Science*, 312, 561–563.
- Hsieh, H. H., Jewitt, D., & Fernández, Y. R. (2009a). Albedos of Main-Belt Comets 133P/Elst-Pizarro and 176P/LINEAR. *ApJ*, 694, L111–L114.
- Hsieh, H. H., Jewitt, D., & Ishiguro, M. (2009b). Physical Properties of Main-Belt Comet P/2005 U1 (Read). *AJ*, 137, 157–168.
- Hsieh, H. H., Jewitt, D. C., & Fernández, Y. R. (2004). The Strange Case of 133P/Elst-Pizarro: A Comet among the Asteroids. *AJ*, 127, 2997–3017.
- Hsieh, H. H., Kaluna, H. M., Novaković, B., Yang, B., Haghhighipour, N., Micheli, M., Denneau, L., Fitzsimmons, A., Jedicke, R., Kleyna, J., Vereš, P., Wainscoat, R. J., Ansdell, M., Elliott, G. T., Keane, J. V., Meech, K. J., Moskovitz, N. A., Riesen, T. E., Sheppard, S. S., Sonnett, S., Tholen, D. J., Urban, L., Kaiser, N., Chambers, K. C., Burgett, W. S., Magnier, E. A., Morgan, J. S., & Price, P. A. (2013). Main-belt Comet P/2012 T1 (PANSTARRS). *ApJL*, 771, L1.
- Hsieh, H. H., Meech, K. J., & Pittichová, J. (2011b). Main-belt Comet 238P/Read Revisited. *ApJL*, 736, L18.
- Hsieh, H. H., & Sheppard, S. S. (2015). The reactivation of main-belt Comet 324P/La Sagra (P/2010 R2). *MNRAS*, 454, L81–L85.
- Hsieh, H. H., Yang, B., & Haghhighipour, N. (2012a). Optical and Dynamical Characterization of Comet-like Main-belt Asteroid (596) Scheila. *ApJ*, 744, 9.

- Hsieh, H. H., Yang, B., Haghhighipour, N., Kaluna, H. M., Fitzsimmons, A., Denneau, L., Novaković, B., Jedicke, R., Wainscoat, R. J., Armstrong, J. D., Duddy, S. R., Lowry, S. C., Trujillo, C. A., Micheli, M., Keane, J. V., Urban, L., Riesen, T., Meech, K. J., Abe, S., Cheng, Y.-C., Chen, W.-P., Granvik, M., Grav, T., Ip, W.-H., Kinoshita, D., Kleyana, J., Lacerda, P., Lister, T., Milani, A., Tholen, D. J., Vereš, P., Lisse, C. M., Kelley, M. S., Fernández, Y. R., Bhatt, B. C., Sahu, D. K., Kaiser, N., Chambers, K. C., Hodapp, K. W., Magnier, E. A., Price, P. A., & Tonry, J. L. (2012b). Discovery of Main-belt Comet P/2006 VW<sub>139</sub> by Pan-STARRS1. *ApJL*, 748, L15.
- Hsieh, H. H., Yang, B., Haghhighipour, N., Novaković, B., Jedicke, R., Wainscoat, R. J., Denneau, L., Abe, S., Chen, W.-P., Fitzsimmons, A., Granvik, M., Grav, T., Ip, W., Kaluna, H. M., Kinoshita, D., Kleyana, J., Knight, M. M., Lacerda, P., Lisse, C. M., MacLennan, E., Meech, K. J., Micheli, M., Milani, A., Pittichová, J., Schunova, E., Tholen, D. J., Wasserman, L. H., Burgett, W. S., Chambers, K. C., Heasley, J. N., Kaiser, N., Magnier, E. A., Morgan, J. S., Price, P. A., Jørgensen, U. G., Dominik, M., Hinse, T., Sahu, K., & Snodgrass, C. (2012c). Observational and Dynamical Characterization of Main-belt Comet P/2010 R2 (La Sagra). *AJ*, 143, 104.
- Ishiguro, M., Ham, J.-B., Tholen, D. J., Elliott, G. T., Micheli, M., Niwa, T., Sakamoto, M., Matsuda, K., Urakawa, S., Yoshimoto, K., Sarugaku, Y., Usui, F., Hasegawa, S., Iwata, I., Ozaki, S., Kuroda, D., & Ootsubo, T. (2011). Search for the Comet Activity of 107P/(4015) Wilson-Harrington during 2009/2010 Apparition. *ApJ*, 726, 101.
- Jasmim, F. L., Lazzaro, D., Carvano, J. M. F., Mothé-Diniz, T., & Hasselmann, P. H. (2013). Mineralogical investigation of several Q<sub>p</sub> asteroids and their relation to the Vesta family. *A&A*, 552, A85.
- Jewitt, D. (2005). A First Look at the Damocloids. *ApJ*, 129, 530–538.
- Jewitt, D. (2009). The Active Centaurs. *AJ*, 137, 4296–4312.
- Jewitt, D. (2012). The Active Asteroids. *AJ*, 143, 66.
- Jewitt, D., Agarwal, J., Li, J., Weaver, H., Mutchler, M., & Larson, S. (2014a). Disintegrating Asteroid P/2013 R3. *ApJL*, 784, L8.
- Jewitt, D., Agarwal, J., Peixinho, N., Weaver, H., Mutchler, M., Hui, M.-T., Li, J., & Larson, S. (2015a). A New Active Asteroid 313P/Gibbs. *AJ*, 149, 81.
- Jewitt, D., Agarwal, J., Weaver, H., Mutchler, M., & Larson, S. (2013a). The Extraordinary Multi-tailed Main-belt Comet P/2013 P5. *ApJL*, 778, L21.
- Jewitt, D., Agarwal, J., Weaver, H., Mutchler, M., & Larson, S. (2015b). Episodic Ejection from Active Asteroid 311P/PANSTARRS. *ApJ*, 798, 109.
- Jewitt, D., Hsieh, H., & Agarwal, J. (2015c). The Active Asteroids. In M. Patrick, F. DeMeo, & W. Bottke (Eds.), *Asteroids VI* (pp. 221–241).
- Jewitt, D., Ishiguro, M., & Agarwal, J. (2013b). Large Particles in Active Asteroid P/2010 A2. *ApJL*, 764, L5.
- Jewitt, D., Ishiguro, M., Weaver, H., Agarwal, J., Mutchler, M., & Larson, S. (2014b). Hubble Space Telescope Investigation of Main-belt Comet 133P/Elst-Pizarro. *AJ*, 147, 117.

- Jewitt, D., & Li, J. (2010). Activity in Geminid Parent (3200) Phaethon. *AJ*, *140*, 1519–1527.
- Jewitt, D., & Luu, J. (1993). Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1. *Nature*, *362*, 730–732.
- Jewitt, D., Moro-Martin, A., & Lacerda, P. (2009a). The Kuiper Belt and Other Debris Disks. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, *10*, 53.
- Jewitt, D., Yang, B., & Haghhighipour, N. (2009b). Main-Belt Comet P/2008 R1 (Garradd). *AJ*, *137*, 4313–4321.
- Jewitt, D. C. (2002). From Kuiper Belt Object to Cometary Nucleus: The Missing Ultrared Matter. *AJ*, *123*, 1039–1049.
- Jewitt, D. C. (2004). From cradle to grave: the rise and demise of the comets. In M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (Eds.), *Comets II* (pp. 659–676).
- Johnson, T. V., & Fanale, F. P. (1973). Optical Properties of Carbonaceous Chondrites and Their Relationship to Asteroids. *J. Geophys. Res.*, *78*, 8507–8518.
- Khare, B. N., Sagan, C., Arakawa, E. T., Suits, F., Callcott, T. A., & Williams, M. W. (1984). Optical constants of organic tholins produced in a simulated Titanian atmosphere - From soft X-ray to microwave frequencies. *Icarus*, *60*, 127–137.
- Kowal, C. T., Liller, W., & Marsden, B. G. (1979). The discovery and orbit of /2060/ Chiron. In R. L. Duncombe (Ed.), *Dynamics of the Solar System* (pp. 245–250). volume 81 of *IAU Symposium*.
- Krasinsky, G. A., Pitjeva, E. V., Vasilyev, M. V., & Yagudina, E. I. (2002). Hidden Mass in the Asteroid Belt. *Icarus*, *158*, 98–105.
- Kresák, L. (1972). Jacobian integral as a classificational and evolutionary parameter of interplanetary bodies. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, *23*, 1.
- Kresak, L. (1979). Dynamical interrelations among comets and asteroids. In T. Gehrels (Ed.), *Asteroids* (pp. 289–309).
- Kuiper, G. P. (1951). On the Origin of the Irregular Satellites. *Proceedings of the National Academy of Science*, *37*, 717–721.
- Küppers, M., O'Rourke, L., Bockelée-Morvan, D., Zakharov, V., Lee, S., von Allmen, P., Carry, B., Teyssier, D., Marston, A., Müller, T., Crovisier, J., Barucci, M. A., & Moreno, R. (2014). Localized sources of water vapour on the dwarf planet (1)Ceres. *Nature*, *505*, 525–527.
- Lamy, P., & Toth, I. (2009). The colors of cometary nuclei: Comparison with other primitive bodies of the Solar System and implications for their origin. *Icarus*, *201*, 674–713.
- Lamy, P., Toth, I., Weaver, H., A'Hearn, M., & Jorda, L. (2009). Properties of the nuclei and comae of 13 ecliptic comets from hubble space telescope snapshot observations. *A & A*, *508*, 1045–1056.

- Lamy, P. L., Toth, I., Fernandez, Y. R., & Weaver, H. A. (2004). The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei. In M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (Eds.), *Comets II* (pp. 223–264).
- Larson, S. M. (2010). (596) Scheila. *IAU Circ*, 9188.
- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., Mothé-Diniz, T., Duffard, R., & Florczak, M. (2004). S<sup>3</sup>OS<sup>2</sup>: the visible spectroscopic survey of 820 asteroids. *Icarus*, 172, 179–220.
- Leonard, F. C. (1930). The New Planet Pluto. *Leaflet Astron Soc Pacific*, 1, 121.
- Levison, H. F. (1996). Comet Taxonomy. In T. Rettig, & J. M. Hahn (Eds.), *Completing the Inventory of the Solar System* (pp. 173–191). volume 107 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*.
- Levison, H. F., Bottke, W. F., Gounelle, M., Morbidelli, A., Nesvorný, D., & Tsiganis, K. (2009). Contamination of the asteroid belt by primordial trans-Neptunian objects. *Nature*, 460, 364–366.
- Levison, H. F., & Dones, L. (2007). Comet Populations and Cometary Dynamics. In L.-A. A. McFadden, P. R. Weissman, & T. V. Johnson (Eds.), *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts* (pp. 575–588).
- Licandro, J., Alí-Lagoa, V., Tancredi, G., & Fernández, Y. (2016). Size and albedo distributions of asteroids in cometary orbits using WISE data. *A&A*, 585, A9.
- Licandro, J., Alvarez-Candal, A., de León, J., Pinilla-Alonso, N., Lazzaro, D., & Campins, H. (2008). Spectral properties of asteroids in cometary orbits. *A&A*, 481, 861–877.
- Licandro, J., Campins, H., Hergenrother, C., & Lara, L. M. (2003). Near-infrared spectroscopy of the nucleus of comet 124P/Mrkos. *A&A*, 398, L45–L48.
- Licandro, J., Campins, H., Kelley, M., Fernández, Y., Delbó, M., Reach, W. T., Groussin, O., Lamy, P. L., Toth, I., A’Hearn, M. F., Bauer, J. M., Lowry, S. C., Fitzsimmons, A., Lisse, C. M., Meech, K. J., Pittichová, J., Snodgrass, C., & Weaver, H. A. (2009). Spitzer observations of the asteroid-comet transition object and potential spacecraft target 107P (4015) Wilson-Harrington. *A&A*, 507, 1667–1670.
- Licandro, J., Campins, H., Kelley, M., Hargrove, K., Pinilla-Alonso, N., Cruikshank, D., Rivkin, A. S., & Emery, J. (2011a). (65) Cybele: detection of small silicate grains, water-ice, and organics. *A&A*, 525, A34.
- Licandro, J., Campins, H., Mothé-Diniz, T., Pinilla-Alonso, N., & de León, J. (2007). The nature of comet-asteroid transition object (3200) Phaethon. *A&A*, 461, 751–757.
- Licandro, J., Campins, H., Tozzi, G. P., de León, J., Pinilla-Alonso, N., Boehnhardt, H., & Hainaut, O. R. (2011b). Testing the comet nature of main belt comets. The spectra of 133P/Elst-Pizarro and 176P/LINEAR. *A&A*, 532, A65.
- Licandro, J., Moreno, F., de León, J., Tozzi, G. P., Lara, L. M., & Cabrera-Lavers, A. (2013). Exploring the nature of new main-belt comets with the 10.4 m GTC telescope: (300163) 2006 VW139. *A&A*, 550, A17.
- Lupton, I. (2005). <http://classic.sdss.org/dr4/algorithms/sdssUBVRITransform.html>.

- MacLennan, E. M., & Hsieh, H. H. (2012). The Nucleus of Main-belt Comet 259P/Garradd. *ApJL*, 758, L3.
- Martin, R. G., & Livio, M. (2012). On the evolution of the snow line in protoplanetary discs. *MNRAS*, 425, L6–L9.
- Martin, R. G., & Livio, M. (2013). On the evolution of the snow line in protoplanetary discs - II. Analytic approximations. *MNRAS*, 434, 633–638.
- Marzari, F., Farinella, P., & Vanzani, V. (1995). Are Trojan collisional families a source for short-period comets? *A&A*, 299, 267.
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., & Carvano, J. M. (2016). On the current distribution of main belt objects: Constraints for evolutionary models. *A&A*, 588, A11.
- Mie, G. (1908). Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik*, 330, 377–445.
- Morbidelli, A. (2005). Origin and Dynamical Evolution of Comets and their Reservoirs. *ArXiv Astrophysics e-prints*, .
- Morbidelli, A., & Levison, H. F. (2004). Scenarios for the Origin of the Orbits of the Trans-Neptunian Objects 2000 CR<sub>105</sub> and 2003 VB<sub>12</sub> (Sedna). *AJ*, 128, 2564–2576.
- Moreno, F., Lara, L. M., Licandro, J., Ortiz, J. L., de León, J., Alí-Lagoa, V., Agís-González, B., & Molina, A. (2011a). The Dust Environment of Main-Belt Comet P/2010 R2 (La Sagra). *ApJ*, 738, L16.
- Moreno, F., Licandro, J., & Cabrera-Lavers, A. (2012). A Short-duration Event as the Cause of Dust Ejection from Main-Belt Comet P/2012 F5 (Gibbs). *ApJ*, 761, L12.
- Moreno, F., Licandro, J., Cabrera-Lavers, A., & Pozuelos, F. J. (2016a). Dust Loss from Activated Asteroid P/2015 X6. *ApJ*, 826, 137.
- Moreno, F., Licandro, J., Cabrera-Lavers, A., & Pozuelos, F. J. (2016b). Early Evolution of Disrupted Asteroid P/2016 G1 (PANSTARRS). *ApJL*, 826, L22.
- Moreno, F., Licandro, J., Ortiz, J. L., Lara, L. M., Alí-Lagoa, V., Vaduvescu, O., Morales, N., Molina, A., & Lin, Z.-Y. (2011b). (596) Scheila in Outburst: A Probable Collision Event in the Main Asteroid Belt. *ApJ*, 738, 130.
- Moreno, F., Ortiz, J. L., Santos-Sanz, P., Morales, N., Vidal-Núñez, M. J., Lara, L. M., & Gutiérrez, P. J. (2008). A Model of the Early Evolution of the 2007 Outburst of Comet 17P/Holmes. *ApJ*, 677, L63–L66.
- Moroz, L., Schade, U., & Wäsch, R. (2000). Reflectance Spectra of Olivine-Orthopyroxene-Bearing Assemblages at Decreased Temperatures: Implications for Remote Sensing of Asteroids. *Icarus*, 147, 79–93.
- Mothé-Diniz, T., Carvano, J. M. á., & Lazzaro, D. (2003). Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids. *Icarus*, 162, 10–21.
- Mumma, M. J., & Charnley, S. B. (2011). The Chemical Composition of Comets Emerging Taxonomies and Natal Heritage. *ARA&A*, 49, 471–524.

- Nakamura, A., & Fujiwara, A. (1991). Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption. *Icarus*, *92*, 132–146.
- Novaković, B., Hsieh, H. H., & Cellino, A. (2012). P/2006 VW<sub>139</sub>: a main-belt comet born in an asteroid collision? *MNRAS*, *424*, 1432–1441.
- Novaković, B., Hsieh, H. H., Cellino, A., Micheli, M., & Pedani, M. (2014). Discovery of a young asteroid cluster associated with P/2012 F5 (Gibbs). *Icarus*, *231*, 300–309.
- Oort, J. H. (1950). The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, *11*, 91–110.
- O'Rourke, L., Snodgrass, C., de Val-Borro, M., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Hsieh, H., Teyssier, D., Fernandez, Y., Kueppers, M., Micheli, M., & Hartogh, P. (2013). Determination of an Upper Limit for the Water Outgassing Rate of Main-belt Comet P/2012 T1 (PANSTARRS). *ApJL*, *774*, L13.
- Peixinho, N., Delsanti, A., Guilbert-Lepoutre, A., Gafeira, R., & Lacerda, P. (2012). The bimodal colors of Centaurs and small Kuiper belt objects. *A & A*, *546*, A86.
- Prior, G. (1920). The classification of meteorites. *Mineral. Mag*, *19*, 51–63.
- Probstein, R. (1968). Problems of hydrodynamics and continuum mechanics. *Philadelphia: Society Industrial Applied Mathematics*, .
- Rivkin, A. S., Asphaug, E., & Bottke, W. F. (2014). The case of the missing Ceres family. *Icarus*, *243*, 429–439.
- Roettger, E., Feldman, P., A'hearn, M., & Festou, M. (1990). Comparison of water production rates from uv spectroscopy and visual magnitudes for some recent comets. *Icarus*, *86*, 100–114.
- Romon-Martin, J., Delahodde, C., Barucci, M. A., de Bergh, C., & Peixinho, N. (2003). Photometric and spectroscopic observations of (2060) Chiron at the ESO Very Large Telescope. *A&A*, *400*, 369–373.
- Roush, T. L. (2003). Estimated optical constants of the Tagish Lake meteorite. *Meteoritics and Planetary Science*, *38*, 419–426.
- Rousselot, P., Jehin, E., Manfroid, J., Mousis, O., Dumas, C., Carry, B., Marboeuf, U., & Zucconi, J.-M. (2011). A Search for Water Vaporization on Ceres. *AJ*, *142*, 125.
- Rubin, A. E. (1997). Mineralogy of meteorite groups - an update. *Meteoritics and Planetary Science*, *32*, 733–734.
- Russell, C. T., Aroian, R., Arghavani, M., & Nock, K. (1984). Interplanetary magnetic field enhancements and their association with the asteroid 2201 Oljato. *Science*, *226*, 43–45.
- Sagan, C., & Khare, B. N. (1979). Tholins - Organic chemistry of interstellar grains and gas. *Nature*, *277*, 102–107.
- Sanchez, J. A., Reddy, V., Nathues, A., Cloutis, E. A., Mann, P., & Hiesinger, H. (2012). Phase reddening on near-Earth asteroids: Implications for mineralogical analysis, space weathering and taxonomic classification. *Icarus*, *220*, 36–50.



- Schade, U., & Wäsch, R. (1999). NIR reflectance spectroscopy of mafic minerals in the temperature range between 80 and 473 K. *Advances in Space Research*, *23*, 1253–1256.
- Sekanina, Z. (1981). Distribution and activity of discrete emission areas on the nucleus of periodic Comet Swift-Tuttle. *AJ*, *86*, 1741–1773.
- Sekanina, Z. (1990). Gas and dust emission from comets and life spans of active areas on their rotating nuclei. *AJ*, *100*, 1293–1314.
- Sekanina, Z. (1996). Activity of comet Hale-Bopp (1995 O1) beyond 6AU from the Sun. *A&A*, *314*, 957–965.
- Sheppard, S. S., & Trujillo, C. (2015). Discovery and Characteristics of the Rapidly Rotating Active Asteroid (62412) 2000 SY178 in the Main Belt. *AJ*, *149*, 44.
- Singer, R. B., & Roush, T. L. (1985). Effects of temperature on remotely sensed mineral absorption features. *J. Geophys. Res.*, *90*, 12434.
- Stern, S. A., & Colwell, J. E. (1997). Collisional Erosion in the Primordial Edgeworth-Kuiper Belt and the Generation of the 30-50 AU Kuiper Gap. *ApJ*, *490*, 879–882.
- Stevenson, R., Kramer, E. A., Bauer, J. M., Masiero, J. R., & Mainzer, A. K. (2012). Characterization of Active Main Belt Object P/2012 F5 (Gibbs): A Possible Impacted Asteroid. *ApJ*, *759*, 142.
- Stief, L., Payne, W., & Klemm, R. (1975). A flash photolysis–resonance fluorescence study of the formation of o (1d) in the photolysis of water and the reaction of o (1d) with h<sub>2</sub>, ar, and he-. *The Journal of Chemical Physics*, *62*, 4000–4008.
- Strazzulla, G., Dotto, E., Binzel, R., Brunetto, R., Barucci, M. A., Blanco, A., & Orofino, V. (2005). Spectral alteration of the Meteorite Epinal (H5) induced by heavy ion irradiation: a simulation of space weathering effects on near-Earth asteroids. *Icarus*, *174*, 31–35.
- Szabó, G. M., Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R., & Kiss, L. L. (2004). Colour variability of asteroids in the Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog. *MNRAS*, *348*, 987–998.
- Szabó, G. M., & Kiss, L. L. (2008). The shape distribution of asteroid families: Evidence for evolution driven by small impacts. *Icarus*, *196*, 135–143.
- Tancredi, G. (2014). A criterion to classify asteroids and comets based on the orbital parameters. *Icarus*, *234*, 66–80.
- Tedesco, E. F., Noah, P. V., Noah, M., & Price, S. D. (2002). The Supplemental IRAS Minor Planet Survey. *AJ*, *123*, 1056–1085.
- Tegler, S. C., Bauer, J. M., Romanishin, W., & Peixinho, N. (2008). Colors of Centaurs. In M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson (Eds.), *The Solar System Beyond Neptune* (pp. 105–114).
- Tegler, S. C., & Romanishin, W. (1998). Two distinct populations of Kuiper-belt objects. *Nature*, *392*, 49.
- Tholen, D. J. (1984). *Asteroid taxonomy from cluster analysis of photometry*. Ph.D. thesis University of Arizona, Tucson.

- Tholen, D. J., & Barucci, M. A. (1989). Asteroid taxonomy. In R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews (Eds.), *Asteroids II* (pp. 298–315).
- Thomas, P. C., Parker, J. W., McFadden, L. A., Russell, C. T., Stern, S. A., Sykes, M. V., & Young, E. F. (2005). Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape. *Nature*, *437*, 224–226.
- Toth, I. (2006). The quasi-Hilda subgroup of ecliptic comets - an update. *A&A*, *448*, 1191–1196.
- Urakawa, S., Okumura, S.-i., Nishiyama, K., Sakamoto, T., Takahashi, N., Abe, S., Ishiguro, M., Kitazato, K., Kuroda, D., Hasegawa, S., Ohta, K., Kawai, N., Shimizu, Y., Nagayama, S., Yanagisawa, K., Yoshida, M., & Yoshikawa, M. (2011). Photometric observations of 107P/Wilson-Harrington. *Icarus*, *215*, 17–26.
- Van Schmus, W. R., & Wood, J. A. (1967). A chemical-petrologic classification for the chondritic meteorites. *GeCoA*, *31*, 747.
- Warner, B. D. (2011). Upon Further Review: VI. An Examination of Previous Lightcurve Analysis from the Palmer Divide Observatory. *Minor Planet Bulletin*, *38*, 96–101.
- Weissman, P. R., Bottke, W. F., Jr., & Levison, H. F. (2002). Evolution of Comets into Asteroids. *Asteroids III*, (pp. 669–686).
- Wetherill, G. W. (1979). Steady state populations of Apollo-Amor objects. *Icarus*, *37*, 96–112.
- Wetherill, G. W. (1985). Asteroidal source of ordinary chondrites (Meteoritical Society Presidential Address 1984). *Meteoritics*, *20*, 1–22.
- Wetherill, G. W. (1987). Dynamical relations between asteroids, meteorites and Apollo-Amor objects. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, *323*, 323–337.
- Wetherill, G. W. (1988). Where do the Apollo objects come from? *Icarus*, *76*, 1–18.
- Whipple, F. L. (1951). A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors. *ApJ*, *113*, 464.
- Wiegert, P., & Tremaine, S. (1999). The Evolution of Long-Period Comets. *Icarus*, *137*, 84–121.
- Yang, B., & Hsieh, H. (2011). Near-infrared Observations of Comet-like Asteroid (596) Scheila. *ApJL*, *737*, L39.
- Zellner, B., Tholen, D. J., & Tedesco, E. F. (1985). The eight-color asteroid survey - Results for 589 minor planets. *Icarus*, *61*, 355–416.
- Zhang, Y., & Jin, L. (2015). The Evolution of the Snow Line in a Protoplanetary Disk. *ApJ*, *802*, 58.