

Alberto Silva Betzler

Aplicações da Mecânica Estatística
Não Extensiva na Astrofísica de
Pequenos Corpos do Sistema Solar

Salvador
2015

Alberto Silva Betzler

Aplicações da Mecânica Estatística
Não Extensiva na Astrofísica de
Pequenos Corpos do Sistema Solar

Tese de Doutorado apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Industrial, da Universidade Federal da Bahia, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Industrial.

Orientador: Prof. Ernesto Pinheiro Borges

Salvador
2015

Betzler, Alberto Silva

Aplicações da Mecânica Estatística Não Extensiva na Astrofísica de Pequenos Corpos do Sistema Solar / Alberto Silva Betzler.–Salvador, 2015.

204 f. : il. color.

Orientador Prof. Ernesto Pinheiro Borges

Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Industrial) - Universidade Federal da Bahia. Escola Politécnica, 2015.

1. Asteroides 2. Meteoros 3. Mecânica Estatística Não Extensiva. 4. Câmera “All Sky” I Borges, Ernesto Pinheiro. II Título.

Este trabalho é dedicado a Carolina, Frederico, Letícia e Therezinha.

“Vista como um grande todo, a astronomia é o mais belo monumento da mente humana; o mais nobre testemunho da sua inteligência. Seduzido pelo engano dos sentidos e pelo amor de si mesmo, o homem julgou durante muito tempo ser o centro do movimento dos corpos celestes, e o seu orgulho foi merecidamente castigado pelos vis terrores que eles lhe inspiravam. O labor de muitas eras acabou por afastar o véu que encobria o sistema. O homem, morador de um minúsculo planeta perdido na enorme extensão do sistema solar, revela-se, ele próprio um ponto imperceptível na imensidade do espaço. Os resultados sublimes a que essa descoberta conduziu podem servir-lhe de consolo para o lugar limitado que lhe cabe no espaço.”

Pierre Simon, Marquês de Laplace, Sistema do Mundo, Parte 1, Capítulo 6 (1796)

Agradecimentos:

A Deus

A minha esposa Letícia, pelo amor incondicional, lealdade e paciência. Nada disso seria possível sem você.

A minha mãe Therezinha, por sempre acreditar em meu potencial.

A meus filhos Carolina e Frederico.

Ao amigo Augusto César Brasileiro e família, pelo apoio e estímulo em momentos difíceis de minha vida.

A meu orientador, Prof. Ernesto Pinheiro Borges por sua orientação amiga e paciente.

Ao Prof. Alberto Brum Novaes, pelo apoio dado à astronomia no UFBA/IF.

Ao amigo Alberto dos Santos Rebouças, por sugerir que eu cursasse o doutorado em engenharia industrial.

Ao Prof. Iuri Pepe, pelo importante apoio inicial à este projeto.

À Profa Daniela Lazzaro, por me introduzir no ramo de pesquisa em pequenos corpos do sistema solar.

Ao Prof. C. Tsallis e colaboradores, pela criação da mecânica estatística não extensiva.

A Aloisio Neri, pelo auxílio na construção das câmeras da Estação do Barbalho.

A Randy Kofman, da Universidade de Alberta (Canadá), por gentilmente ceder os dados do meteorito Whitecourt.

A coordenação do curso de física da UFRB/CFP, pelo apoio na fase de elaboração desta tese.

Resumo

Pequenos corpos do sistema solar são asteroides, cometas e poeira interplanetária. Os meteoros são produzidos pela interação de velozes grãos de poeira com a atmosfera terrestre. Esses fragmentos de rocha são presumivelmente oriundos dos asteroides e cometas, em passagens próximas da Terra, ou são transportados de outras regiões do sistema solar por processos dinâmicos. Como estes processos não são plenamente conhecidos, é importante a obtenção da maior quantidade possível de parâmetros físicos e orbitais dos meteoros. Dentro desse contexto, será apresentado o esquema de construção e operação de uma estação para detecção de meteoros, equipada com uma câmera “all sky” de TV. Este instrumento ajudou a suprir a carência de iniciativas de observação de meteoros no hemisfério sul. As magnitudes dos meteoros detectados pela estação foram bem modeladas por uma q -exponencial, que é uma função oriunda da mecânica estatística não extensiva de Tsallis. Além de sua validade no estudo dos meteoros, as q -distribuições são adequadas para modelar dados populacionais de asteroides, meteoritos e dos lampejos de luz (flashes) gerados pela colisão de meteoroides com massa da ordem de alguns quilogramas com a Lua. Os resultados obtidos das q -distribuições no estudo dos pequenos corpos do sistema solar são discutidos neste trabalho.

Palavras-chave: Asteroides, Meteoros, Métodos: Estatística

Abstract

Small solar system bodies are asteroids, comets and interplanetary dust. Meteors are produced by the interaction of high speed dust grains with the Earth's atmosphere. These rock fragments are presumably coming from comets and asteroids in near Earth passages, or are transported from other regions of solar system by dynamic processes. As these processes are not fully known, it is important to obtain the largest possible amount of physical and orbital parameters of meteors. Within this context, the construction scheme and operation of a station for meteor detection equipped with an all sky camera will be presented. This instrument helped supply the lack of meteor observational initiatives in the southern hemisphere. The magnitude distributions of detected meteors were well modeled by a q -exponential, which is a function derived from Tsallis non-extensive statistical mechanics. In addition to its validity in the study of meteor, the q -distributions are suitable for modeling physical data of asteroids, meteorites and light flashes generated by the collision of meteoroids with some kilograms with the Moon. The results of q -distributions in the study of small bodies of solar system are discussed in this work.

Keywords: Asteroids, Meteors, Methods: Statistical

Lista de Figuras

2.1	Imagem de Ceres obtida pela sonda Dawn.	6
2.2	Posição dos asteroides conhecidos em 20 de março de 2014 UT.	8
2.3	Distribuição dos semi-eixos maiores de asteroides.	10
2.4	NEA 2008 EV5 em 2 de janeiro de 2009 UT.	11
2.5	Distribuição de asteroides e cometas em termos de seus elementos orbitais.	12
2.6	Curva de luz do NEA 1999 AQ10	16
2.7	Classes taxonômicas definidas por Tholen.	17
2.8	Meteoro detectado em 19 de agosto de 2011 UT.	22
2.9	Meteorito Bendegó.	25
2.10	Comparação entre os espectros de alguns asteroides e tipos/classes de meteoritos.	26
2.11	Cometa 17P/Holmes em 15 de novembro de 2007 UT.	31
2.12	Separação dos cometas por parâmetros orbitais.	33
2.13	Núcleos de cometas visitados por sondas espaciais até 2014.	37
3.1	Órbitas dos meteoroides progenitores de alguns meteoritos.	45
3.2	Câmera “All Sky” da EFN nos anos 1960.	46
3.3	Meteoro rasante terrestre registrado em 14 de janeiro de 2015 UT.	47

3.4	Definição das coordenadas padrão no plano focal de uma câ- mera de meteoros.	48
3.5	Projeção do plano focal da câmera na esfera celeste.	49
3.6	Relação entre os sistemas de coordenadas padrão e o retangular.	53
3.7	Elementos geométricos de uma órbita.	60
3.8	Possível meteoro Eta Aquarídeo registrado em 7 de maio de 2013 UT	67
3.9	Curva de luz de um meteoro Eta Aquarídeo.	69
3.10	Posições dos observadores do meteoro de 21 de abril de 2012 UT.	70
3.11	Grande meteoro registrado em Campos.	72
3.12	Local estimado de observação em Campos.	72
3.13	Grande meteoro registrado em Belo Horizonte.	72
3.14	Local estimado de observação em Belo Horizonte.	73
3.15	Trajatória do meteoro no céu de Belo Horizonte.	73
3.16	Trajatória do meteoro no céu de Campos.	73
3.17	Trajatória calculada do meteoro projetada sobre parte do mapa do Brasil.	74
3.18	Órbita do grande meteoro.	74
3.19	Radiante do grande meteoro.	75
4.1	Separação exponencial entre duas condições iniciais próximas.	85
4.2	Função q -exponencial para diversos valores de q	88
4.3	Cauda tipo lei de potência de uma q -exponencial.	89
4.4	Gráfico q -logarítmo de uma q -exponencial para diversos valores de q	93
5.1	Distribuições cumulativas decrescentes dos períodos de rotação de asteroides.	101

5.2	Distribuição cumulativa decrescente dos períodos de rotação de asteroides troianos de Júpiter.	104
5.3	Distribuição cumulativa decrescente dos períodos de rotação de asteroides da família de Flora.	105
5.4	Relação entre q e N	106
5.5	Distribuição cumulativa decrescente dos períodos dos asteroides ajustada com uma q -gaussiana.	107
5.6	Distribuição cumulativa decrescente dos diâmetros de NEAs ajusta com uma q -exponencial.	107
5.7	Distribuição cumulativa das magnitudes dos PER observados em 2000.	120
5.8	Distribuição cumulativa de probabilidades dos CAP entre 2000 e 2010.	121
5.9	Distribuição cumulativa de probabilidade dos LEO de 1999 e SPO de 2004.	122
5.10	Diferença entre as distribuições cumulativas de probabilidade dos LEO de 1999 e SPO de 2004.	123
5.11	Distribuição cumulativa de magnitude de meteoros detectados pela Estação do Barbalho.	123
5.12	Distribuição cumulativa de magnitudes de meteoros MORP das chuvas STA e PER.	125
5.13	Distribuição cumulativa de magnitudes de meteoros MORP SPO.	125
5.14	Distribuição cumulativa de magnitudes de meteoros FIDAC.	126
5.15	Distribuição cumulativa de probabilidade para a duração dos flashes lunares ALaMO para os SPO.	127
5.16	Gráfico das funções log-normal, Grady e Weibull.	131

5.17	Gráficos log – log das distribuições de massa dos meteoritos Sutter’s Mill e Košice.	138
5.18	Gráficos log – log das distribuições de massa dos meteoritos Whitecourt e Gibeon.	139
5.19	Gráfico q -logaritmo da distribuição de massa do meteorito Whitecourt.	140
5.20	Gráficos log – log das distribuições de massa dos meteoritos rochosos dos tipos lunar, Uremites e HED.	141
5.21	Gráficos log – log dos meteoritos encontrados na Antártica e Canadá.	142
5.22	Gráficos log – log $N_{\geq}(m)$ x m das distribuições de massa meteoritos condritos ordinário (tipo 3) encontrados na Antártica e no restante do planeta.	144
6.1	Câmara de detecção de meteoros no anoitecer de 6 de dezembro de 2011 UT.	146
6.2	Estrutura de proteção da câmara de TV.	147
6.3	Algoritmo clássico de detecção de meteoros.	151
6.4	Esquema de detecção de traços deixados por meteoros.	153
6.5	Distribuição espacial de 55 meteoros SPO detectados entre 24 de janeiro e 17 de março de 2013 UT.	161
6.6	Trajetórias aparentes de 55 meteoros com relação ao polo celeste sul.	163
6.7	Quantidade de meteoros detectados a cada dia do mês de dezembro de 2011, 2012 e 2013.	164
7.1	Meteoro rasante terrestre detectado em Amargosa (BA).	168

Lista de Tabelas

2.1	Sumário das classes taxonômicas de Tholen.	19
2.2	Calendário de chuvas de meteoros em 2014.	21
3.1	Parâmetros orbitais do meteoro.	75
5.1	Avaliação da qualidade dos ajustes do modelos estatísticos aplicados nos fragmentos do meteorito Sutter's Mill.	134
5.2	Avaliação da qualidade dos ajustes dos modelos estatísticos aplicados aos fragmentos do meteorito Košice.	135
5.3	Parâmetros das q -exponenciais das três chuvas de meteoritos analisadas.	135
5.4	Comparação dos valores de χ^2 dos ajustes dos modelos estatísticos aplicados aos fragmentos do Sutter's Mill e Košice. . .	135
5.5	Parâmetros do ajuste q -exponencial dos quatro tipos de meteoritos analisados.	139

Sumário

1	Escopo e Organização da Tese	1
2	Astrofísica de Pequenos Corpos do Sistema Solar	5
2.1	Introdução	5
2.2	Asteroides	6
2.3	Meteoros e Chuvas de Meteoros	21
2.4	Meteoritos	24
2.5	Cometas	30
3	Determinação de Propriedades Físicas e Dinâmicas dos Me-	
	teoros	43
3.1	Introdução	43
3.2	Determinação da Trajetória Atmosférica e Órbita de um Meteoro	47
3.2.1	Projeção Esferográfica	47
3.2.2	Coordenadas Horizontais e Equatoriais	49
3.2.3	Método das Dependências de Schlesinger	51
3.2.4	O Método Estendido	52
3.2.5	Reconstrução da Trajetória de um Meteoro na Atmosfera	55
3.2.6	Distância, Velocidade e Desaceleração em Função do Tempo	58

3.2.7	Determinação da Órbita de um Meteoro	59
3.3	Determinação da Magnitude de um Meteoro	66
3.4	Estudo do “Grande Meteoro do Sudeste do Brasil”	69
4	Tópicos Introdutórios à Mecânica Não Extensiva	77
4.1	Mecânica Estatística de Boltzmann-Gibbs	77
4.2	Mecânica Estatística Não Extensiva	80
4.2.1	Propriedades Matemáticas	86
4.2.2	A q -Gaussiana	90
4.2.3	Estimação de Parâmetros de uma q -Exponencial	92
5	Análise Estatística de Pequenos Corpos do Sistema Solar	95
5.1	Introdução	95
5.2	Distribuição de Períodos de Rotação e Diâmetros de Asteroides	96
5.2.1	Introdução	96
5.2.2	Dados Observacionais	99
5.2.3	Distribuição dos Períodos de Rotação	101
5.2.4	Distribuição dos Diâmetros dos NEAs	106
5.3	Distribuição de Magnitudes de Chuvas de Meteoros	109
5.3.1	Introdução	109
5.3.2	Distribuições Não Extensivas de Chuvas de Meteoros e Flashes Lunares	112
5.3.3	Dados Observacionais	115
5.3.4	Processamento e Análise	117
5.3.5	Chuvas de Meteoros	119
5.3.6	Flashes Lunares	124
5.4	A q -Distribuição de Massa dos Meteoritos	126
5.4.1	Introdução	126

5.4.2	Dados Experimentais, Processamento e Análise	132
6	Detecção Automática de Meteoros	145
6.1	Introdução	145
6.2	Câmara de TV “All Sky”	146
6.3	Programa de Aquisição	150
6.3.1	Algoritmo de Detecção dos Meteoros	151
6.3.2	Programas de Detecção de Meteoros	152
6.3.3	Ajustes de uma Estação	160
6.4	Esquema de Automatização	162
7	Conclusões e Perspectivas Futuras	165
	Referências Bibliográficas	171
A	Criação do Perfil da Estação	199
B	Esquema de Processamento de Dados	203

Capítulo 1

Escopo e Organização da Tese

Desde 2005, o autor coordena um projeto de pesquisa em astrofísica de pequenos corpos do sistema solar (asteroides e cometas). Este projeto visa determinar propriedades físicas básicas destes corpos, como estado rotacional e cores. Em 2008, para ampliar a linha de pesquisa desta iniciativa, o autor teve o interesse em construir uma rede de câmeras de TV para detecção e registro de meteoros. Os meteoros são o resultado da interação de pequenas partículas sólidas, denominadas de meteoroides, com a atmosfera terrestre. Os meteoroides são fragmentos de asteroides e cometas, que são corpos primordiais do sistema solar. Portanto, a obtenção da massa e órbita dos meteoroides podem nos levar a modelos da criação e evolução dinâmica do sistema solar. No ano de 2009, este tema foi aceito como proposta de tese de doutorado do programa de engenharia industrial (PEI) da UFBA. A proposta foi considerada dentro das linhas do programa, pois trata da construção de um instrumento científico. Além disso, o tema possui um caráter inédito por possibilitar o estudo de meteoros no hemisfério celeste austral. A rede de câmeras poderia permitir a identificação e caracterização física de novas chuvas de meteoros. Inicialmente, os objetivos eram a construção da estrutura físicas das estações, constituídas

de uma câmera CCD de TV e um computador para aquisição de vídeo, e o desenvolvimento de um sistema autônomo de processamento dos dados. Este sistema de processamento analisaria os vídeos e enviaria as magnitudes aparentes e trajetórias no céu dos meteoros registrados para o administrador da rede via e-mail. Os dados seriam concatenados “off-line” visando a obtenção de órbitas heliocêntricas dos meteoros. Para que uma órbita pudesse ser obtida, as estações deveriam estar separadas por algumas dezenas de quilômetros. Para tal, a rede deveria ter pelo menos cinco câmeras instaladas em cidades do recôncavo baiano com campus do Instituto Federal da Bahia (IFBA) ou do Instituto Federal Baiano (IFBaiano). A administração local das câmeras, ficaria sob a responsabilidade de um professor parceiro e, eventualmente, a alunos de iniciação científica junior. Como o autor estava professor substituto do IFBA, campus de Salvador, imaginou-se que trâmites burocráticos e logísticos poderiam ser minimizados se as estações fossem instaladas em campus do IFBA ou IFbaiano. Em 2010, a câmera foi instalada na residência do autor, no bairro do Barbalho, em Salvador (BA). Neste mesmo ano, a proposta desta tese passou por uma reformulação quando o aluno participou do curso de introdução à mecânica estatística não extensiva, ministrado pelo prof. Ernesto Pinheiro Borges. Por sugestão do docente, os participantes foram convidados a propor temas em suas áreas de conhecimento que poderiam ser, eventualmente, modelados por q -distribuições. Nesta iniciativa, o autor sugeriu a aplicação das distribuições estatísticas de Tsallis na modelagem de dados populacionais de pequenos corpos do sistema solar (poeira interplanetária, asteroides e cometas). A modelagem dos dados apresentou melhor qualidade se comparada com as tentativas usando distribuições usuais. Os resultados das modelagens dos diâmetros e períodos de rotação de asteroides e magnitudes de meteoros resultaram em dois artigos publicados em 2012 e

2014 (ver [Betzler e Borges 2012, 2015](#)). O sucesso da aplicação da estatística não extensiva e limitações de ordem logística e orçamentária fizeram com que o escopo da tese fosse modificado, passando a ser a construção de um protótipo de uma rede de detecção de meteoros e o processamento dos dados gerados por este instrumento e de objetos astronômicos correlatos, usando distribuições estatísticas não extensivas.

Os resultados obtidos nos últimos quatro anos estão organizados nesta tese como se segue. No segundo capítulo é apresentada uma revisão da astrofísica de pequenos corpos do sistema solar. O capítulo 3 é dedicado a definir os métodos de determinação da órbita e magnitude aparente de um meteoro. Neste capítulo, foi aplicado o método dos planos de Z. Ceplecha, para obter uma estimativa da órbita e trajetória atmosférica de um grande meteoro visto em parte do SE do Brasil em 21 de abril de 2012 UT. No capítulo 4, é apresentada uma introdução à mecânica não extensiva de Tsallis, dando ênfase à definição das distribuições q -exponencial e q -gaussiana, aplicadas na modelagem de dados físicos de meteoros, meteoritos e asteroides. O capítulo 5 é dedicado a modelagem de dados populacionais de asteroides (diâmetros e períodos de rotação), meteoros (magnitude) e massa dos meteoritos usando a mecânica não extensiva. No capítulo 6, é apresentado o esquema de construção das câmeras de TV, o critério de escolha do software de aquisição e processamento de dados e o esquema computacional para funcionamento autônomo das estações. O capítulo 7 foi dedicado às conclusões e perspectivas futuras deste trabalho.

As origens das imagens usadas nesta tese estão definidas em “Fontes”, que podem ser encontradas nas legendas das figuras. Quando a fonte não é especificada implica que a imagem foi criada pelo autor desta tese.

Capítulo 2

Astrofísica de Pequenos Corpos do Sistema Solar

2.1 Introdução

O sistema solar formou-se há aproximadamente 4,6 bilhões de anos. Esta estimativa é baseada na idade de 4.566 ± 2 milhões de anos dos mais antigos minerais encontrados na superfície terrestre ([Allègre et al., 1995](#)). Estes minerais foram presumivelmente formados de um disco denominado de nebulosa solar. Esta nebulosa possuía grãos de poeira interestelar e outros componentes voláteis ([Michelson, 2004](#)). Deste material formaram-se os planetas pela acumulação e por outros mecanismos ainda a serem melhor compreendidos. Depois da descoberta do primeiro planeta extrassolar orbitando a estrela 51 Pegasus ([Mayor e Queloz, 1995](#)), muito esforço tem sido dedicado à busca de exo- e protoplanetas. Apesar dessas descobertas, o estudo do sistema solar ainda é importante fonte de informação para o entendimento dos mecanismos de formação e evolução de sistemas planetários. Neste contexto, sugere-se que o sistema solar foi criado em uma configuração bem diferente da atual, tendo

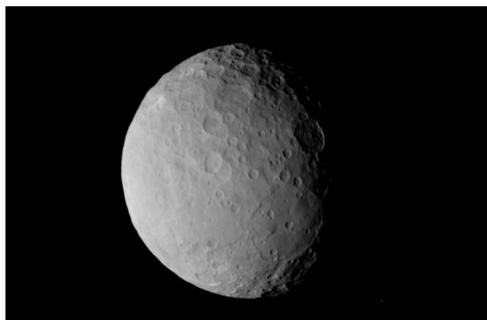


Figura 2.1: Imagem de Ceres obtida em 19 de fevereiro de 2015 pela sonda Dawn. A nave estava a $4,6 \times 10^4$ km da superfície do objeto no instante do registro. Fonte: NASA/Jet Propulsion Laboratory

evoluído dinamicamente a partir de um estado inicial. Inspeccionando nosso sistema planetário em detalhes, percebe-se que ele não é só constituído de planetas com propriedades físicas diferentes, mas também de pequenos corpos denominados de asteroides e cometas.

Neste capítulo será efetuada uma descrição das propriedades físicas dos asteroides, cometas, meteoros e meteoritos. Vários termos e conceitos apresentados aqui, serão utilizados nos capítulos subsequentes desta tese.

2.2 Asteroides

Em 1 de janeiro de 1801, Ceres (Fig. 2.1) foi descoberto pelo padre italiano G. Piazzi (1746-1826) em Palermo (Itália). A procura por um planeta entre Marte e Júpiter foi motivada pela previsão fornecida pela lei de Titus-Bode (ver [Jaki, 1972](#)). Esta lei empírica tem como hipótese que o semi-eixo menor dos planetas do sistema solar são relacionados por uma função do tipo $a = 4 + n$, com $n = 0,3,6,12,24...$. Inicialmente a descoberta pareceu confirmar o espaçamento regular dos planetas e sugerindo a existência de um “planeta faltante” ([Brandt e Chapman, 2004](#)). Esta aparente confirmação teve curta duração, dada as

descobertas de Pallas em 1802, Juno em 1804, e Vesta em 1807. Claramente não havia apenas um único grande planeta entre Marte e Júpiter. A ausência de discos observáveis através dos telescópios da época, implicou na idéia que estes objetos eram pequenos em comparação com os planetas conhecidos. Este dado levou o astrônomo anglo-germânico W. Herschel (1738-1822) a denominar estes pequenos corpos de asteroides, devido ao seu aspecto estelar (Fig. 2.4). O termo “asteroide” foi provavelmente cunhado pelo bispo inglês S. Weston (1747-1820) (ver [Cunningham e Orchiston, 2011](#)).

A maioria dos asteroides esta concentrada no Cinturão Principal entre Marte e Júpiter (Fig. 2.2). Esta figura mostra que existem corpos que cruzam a órbita da Terra e dois grupos de asteroides, conhecidos como Troianos, que estão nos pontos Langragianos L4 e L5 do sistema Sol-Júpiter. Os pontos Langragianos são cinco posições orbitais estáveis que podem ser ocupadas por um pequeno objeto com respeito a dois corpos massivos, como Júpiter e o Sol.

A distribuição de asteroides no Cinturão Principal não é uniforme. Existem regiões onde o número de asteroides é substancialmente menor que a média do cinturão. O número mínimo ocorre a uma distância de 2,5 U.A do Sol, onde o período orbital é igual a um terço do período orbital de Júpiter. Estas regiões ou falhas foram identificadas em 1860, pelo astrônomo estadunidense D. Kirkwood (1814-1895) (Fig. 2.3). As falhas de Kirkwood foram compreendidas no Séc. XIX, como sendo associadas a comensurabilidades com o período orbital de Júpiter. Asteroides na ressonância orbital 3:1 têm disposições geométricas no sistema solar que se repetem durante sua fase de maior proximidade com Júpiter. As perturbações gravitacionais com Júpiter ocorrem em uma mesma direção e são acumulativas. Como resultado, o asteroide é removido de sua antiga órbita. O mesmo argumento pode ser aplicado

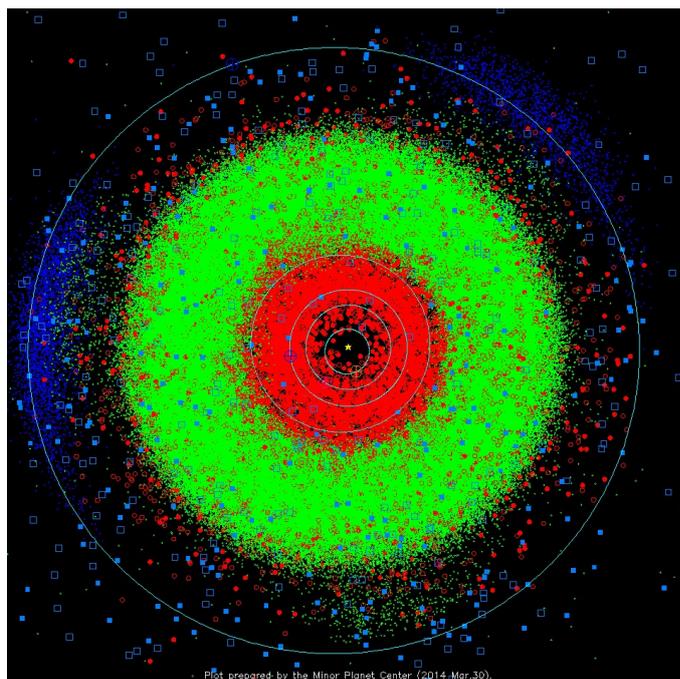


Figura 2.2: Posição dos asteroides projetados no plano da eclíptica mostrando o cinturão principal (verde), troianos (azul) e os near-Earth Asteroids (NEA, vermelho) em 20 de março de 2014 UT. O gráfico mostra aproximadamente $6,36 \times 10^5$ asteroides com posições definidas pelo Minor Planet Center. As órbitas dos planetas são representadas pela linhas contínuas. O cinturão principal se encontra entre Marte e Júpiter. Fonte: Minor Planet Center.

em outras ressonâncias como as 5:2, 3:7 e 3:5. Similaridades das órbitas de alguns asteroides levaram o astrônomo japonês K. Hirayama (1874-1943) a introduzir o conceito de famílias de asteroides. Asteroides em uma família possuem semi-eixos maiores, excentricidades e inclinações similares. Esta foi a primeira proposta que evidencia a importância das colisões no cinturão de asteroides. Uma possível origem para as famílias são colisões com energias suficientemente altas para romper os asteroides-pais, mas inferiores para gerar órbitas significativamente diferentes para os fragmentos. Outro processo que pode alterar a órbita de um asteroide foi sugerido pelo engenheiro civil russo I.O.Yarkovsky (1844-1902). A radiação infravermelha emitida pela superfície de um asteroide carrega momento. Se a temperatura é uniforme na superfície, não há perda de momento. Em caso contrário, o momento do asteroide é modificado. Se o eixo de rotação do asteroide é aproximadamente perpendicular ao plano da eclíptica, o lado exposto ao Sol, correspondente a “manhã”, é mais frio que o da “tarde”. O momento pode ser retirado ou acrescentado à órbita, dependendo do sentido de rotação do asteroide com relação à mesma. Este efeito não é muito importante para objetos com alguns quilômetros de diâmetro (a razão área superficial/massa diminui com o aumento do raio) mas para objetos com diâmetros entre 10 cm a 100 m, uma mudança de 0,1 U.A. no semi-eixo maior é produzida em algumas dezenas de milhões de anos. Estas mudanças movem os asteroides ou seus fragmentos de órbitas estáveis até a região onde se manifestam as ressonâncias. Nas ressonâncias, estes objetos são perturbados e colocados em órbitas altamente excêntricas. Isto faz com que estes corpos sejam ejetados do sistema solar ou lançados em órbitas mais próximas do Sol. Eventualmente, estes corpos podem encontrar a Terra, tornando-se meteoritos. Uma questão óbvia que surge: onde estes objetos estão? Atualmente, se consegue observar uma pequena parte de um

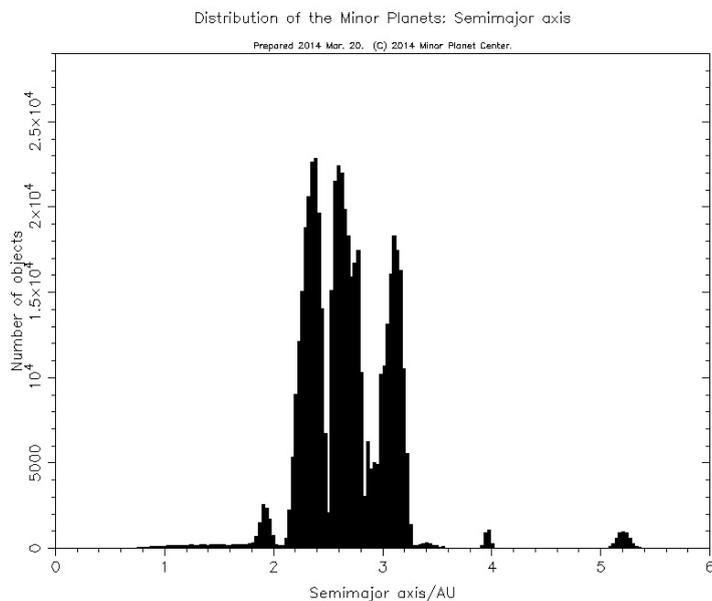


Figura 2.3: Distribuição dos semi-eixos maiores (a , U.A.) para aproximadamente $6,36 \times 10^5$ asteroides mostrando as falhas de Kirkwood. A ressonância 1:3 está a 2,5 U.A. Fonte: Minor Planet Center.

milésimo da provável massa original. Isto implica em aproximadamente 1/37 da massa da Lua.

Os asteroides que cruzam a órbita terrestre, chamados de asteroides próximos da Terra (do inglês “near-Earth asteroids”), podem ser divididos em quatro grupos dinâmicos: 1) Atiras que possuem órbitas no interior da órbita terrestre, implicando que estes asteroides possuem semi-eixos maiores menores que 0,983 UA. 2) Apolos com semi-eixos maiores $a \geq 1,0$ U.A. e distância ao periélio $q \leq 1,017$ U.A., 3) Amors que tem $a > 1,0$ U.A. e $1,017 < q < 1,30$ U.A. e 4) Os Atenas com $a < 1,0$ U.A. e distância ao afélio $Q > 0,983$ U.A. A importância das distâncias heliocêntricas de 0,983 U.A. e 1,017 U.A. é que estas são as distâncias de periélio e afélio da Terra.

A Fig. 2.5 mostra a distribuição de semi-eixo maior e excentricidade orbital para cometas e asteroides. Nessa representação, a magnitude H corresponde

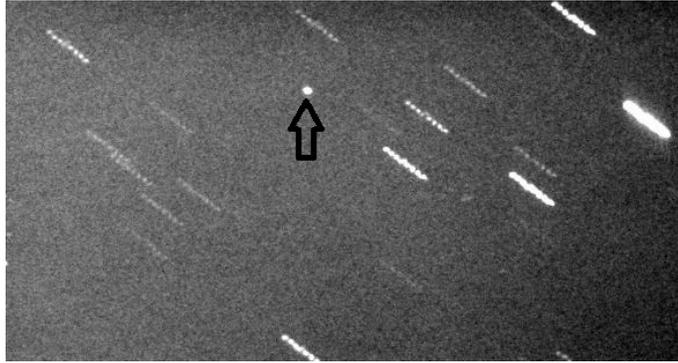


Figura 2.4: NEA 2008 EV5 (seta) em 2 de janeiro de 2009 UT. O registro é o resultado da soma de nove imagens CCD de 20 s de exposição obtidas com um telescópio Meade 12" LX200, filtro Bessell V e detector CCD SBIG ST-7XME instalado em Salvador (BA). O movimento próprio do asteroide foi anulado através do uso do software IRIS (ver [Buil, 2005](#)), justificando o aspecto “trilhado” das estrelas de campo.

ao brilho que um objeto do sistema solar teria se estivesse a uma unidade astronômica (U.A) da Terra e do Sol e plenamente iluminado (oposição). A U.A é distância média entre a Terra e Sol. Seu valor é de $1,4960 \times 10^8$ km. Cometas são representados por círculos e asteróides por pontos. As linhas sólidas mostram as fronteiras das regiões onde os objetos são cruzadores da órbita terrestre ($q < 1,017$ U.A. e $Q > 0.983$ U.A.). A linha ponto-traço é para $q = 1.3$ U.A, que definem os asteróides Amor. Linha tracejada mostram objetos com critério de Tisserand $T = 3$, que divide tradicionalmente órbitas cometárias e asteroidais. A linha para $T = 2$ representa a divisão entre cometas eclípticos e quase isotrópicos (provavelmente oriundos da Nuvem de Oort). Pela análise da Figura, pode-se perceber que os asteroides ocupam a parte do diagrama correspondente à baixa excentricidade e semi-eixo maior enquanto os cometas o oposto extremo. A partir de critérios dinâmicos não é possível estabelecer uma distinção entre estes dois tipos de objetos. [Wetherill \(1991\)](#) sugere que cometas podem dinamicamente evoluir até atingirem órbitas de asteroides. Este processo é muito lento, sendo superior ao tempo necessário

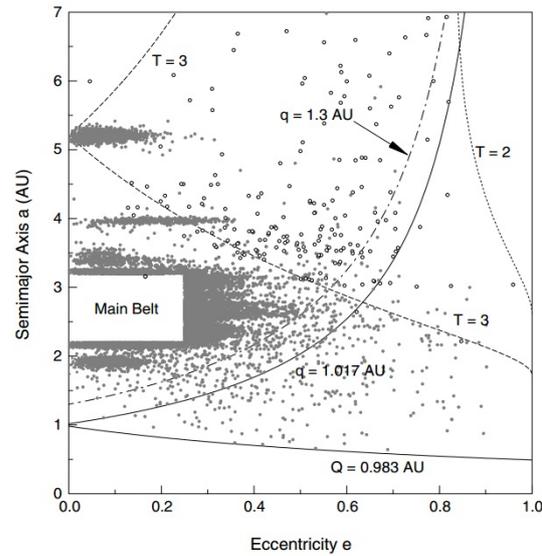


Figura 2.5: Localização dos cometas e asteroides com magnitude absoluta $H > 18$ conhecidos em 08 de março de 2001 em um diagrama (a,e) para o sistema solar interior. Fonte: [Weissman et al. \(2002\)](#)

para que os cometas emitam todo seu material volátil e tornem-se dormentes. Da mesma maneira, alguns objetos atualmente asteroidais podem ter órbitas cometárias. Uma fração significativa dos objetos cruzadores da órbita terrestre, especialmente os objetos Apolos, podem ser cometas inativos. A descoberta de (2060) Chiron por C. Kowal em 1977 (ver [Kowal, 1996](#)) colaborou para trazer a distinção entre asteroides e cometas como foco da pesquisa de pequenos corpos do sistema solar. Inicialmente acreditou-se que Chiron era um asteroide de baixo albedo, como tantos outros conhecidos. Sua órbita com período orbital de 51 anos, semi-eixo maior de 13,7 U.A. e excentricidade de 0.38 faz com que sua trajetória esteja entre Saturno e Urano. Esta alta excentricidade faz com que o objeto cruze as órbitas destes dois planetas tornando sua órbita instável. A órbita de Chiron o trouxe mais próximo do Sol nos anos de década de 1980, o que tornou possível a detecção de saltos de brilho em 1987 e 1988. Em 1989, [Meech e Belton \(1990\)](#) detectaram uma coma. A emissão

de CN, típica de cometas, foi detectada em observações espectroscópicas de 1990 (Bus et al., 1991). Chiron também apresentou uma diminuição de brilho durante o periélio em 1996 (Lazzaro et al., 1996, 1997). Estas evidências observacionais sugerem que (2060) Chiron é um cometa com um núcleo com diâmetro estimado em 200 km. Este objeto é um dos membros do grupo dos Centauros, corpos que possuem órbitas excêntricas no sistema solar exterior. Duvidas em relação a natureza cometária de 2060 Chiron podem ser retiradas com a modelagem feita por Prialnik et al. (1995). Nesse trabalho, mostra-se que o padrão de atividade é consistente com a liberação de gás de uma matriz porosa constituída de poeira e gelo de água amorfo. Este gelo amorfo encapsula moléculas de CO. A cristalização ocorre em surtos, sendo iniciada por pulsos termais atingindo a região rica em CO, alguns milhares de metros abaixo da superfície. Recentemente, foi proposta a existência de um tênue anel com raio médio de 324 ± 10 km ao redor de Chiron (Ortiz et al., 2015).

O asteroide 4015 é outro exemplo de um núcleo de cometa que se comporta como um asteroide. A descoberta deste objeto ocorreu em 1979, sendo designado como 1979 VA. Quando uma quantidade suficiente de observações permitiu uma correta determinação de sua órbita, T. Bowell encontrou o corpo em imagens do Palomar Sky Survey de 1949. Nesta ocasião, o objeto apresentou uma cauda de íons (Fernández et al., 1997). B. Marsden descobriu que este objeto era o cometa 107P, que havia sido perdido em 1949. O corpo passou então a ser conhecido como (4015) Wilson-Harrington. Observações adicionais indicaram um diâmetro de 3 km e um tipo C, classe taxonômica que será definido mais adiante no texto. 4015 pode ser considerado como um cometa dormente. Esta classe de objeto é um corpo cometário, cujos voláteis estão provavelmente abaixo da superfície.

Outra classe de objeto com baixa atividade cometária são os “cometas

do cinturão principal”. Este objetos possuem órbitas elípticas com semi-eixo maior $2 < a < 3,2$ UA. Atualmente são conhecidos 16 objetos desta classe (Tancredi, 2015). Dentre as várias hipóteses para explicar a atividade cometária uma das mais aceita esta ligada a volatilização de gelo d’água e de outras substâncias expostos por colisões com pequenos asteroides (Jewitt, 2012). Entretanto, linhas de emissão de qualquer gás não foram detectadas no asteroide (596) Scheila quando este apresentou uma coma em dezembro de 2010 (Bodewits et al., 2011). Esta descoberta implicou na criação da classe de objetos denominados “asteroides ativados”. Este objetos podem apresentar emissão de poeira, induzida por colisões ou por ruptura estrutural devido a alta taxa de rotação.

As dimensões dos asteroides podem ser obtidas pelo chamado método padrão que envolve fotometria no visível e infravermelha para determinar diâmetro e albedo. Os diâmetros também podem ser determinados por ocultações de estrelas por asteroides ou por reflexão de sinais de radar. Estas últimas observações são possíveis para asteroides e cometas em passagem próximas a Terra. Evidentemente, observações *in situ* de sondas espaciais continuaram a fornecer diâmetros, densidades, dentre outros parâmetros, mesmo que em quantidade reduzida. A distribuição dos diâmetros D pode ser dada por uma lei de potência do tipo (ver Ivanov et al., 2002):

$$N(> D) = kD^{-b}. \quad (2.1)$$

Na qual, $N(> D)$ é a distribuição acumulada de objetos com diâmetros maiores que D . Esta distribuição (2.1) não é rigorosa para grandes asteroides e para objetos com raios menores que 5 km. Isto implica na necessidade de ajustar os parâmetros k e b nestes intervalos específicos.

Um parâmetro físico importante dos asteróides é o albedo geométrico. Este albedo é a razão entre a quantidade de radiação refletida pelo objeto e aquela refletida por uma superfície Lambertiana (refletor ideal que espalha a radiação por todas as direções) de mesma seção reta, quando o ângulo entre as linhas que ligam o Sol-objeto-Terra é zero. Por exemplo, a Terra possui albedo geométrico igual a 0,34, o que implica que 34% da radiação solar é refletida de volta para o espaço. Para os asteroides, os albedos não aparentam ter grandes variações em um mesmo objeto. Então, assume-se que a maior parte das variações de brilho são associadas à variação da seção reta do objeto voltada para o observador. A forma média dos asteroides pode ser representada por um elipsoide triaxial:

$$a : b : c = 2 : \sqrt{2} : 1 \quad (2.2)$$

Entretanto, as formas destes corpos são completamente variadas.

As densidades estimadas dos asteroides estão entre 1.0 até 3.5 g/cm³, que são menores que a densidade média de 5,5 g/cm³ do planeta Terra.

Os períodos de rotação dos asteroides tem um valor mediano em torno de 8 h. Este parâmetro é obtido a partir da análise através de séries temporais da variação do brilho do asteroide com o tempo (Fig. 2.6). A distribuição estatística deste parâmetro é discutida detalhadamente na Subsecção 5.2.

Os albedos geométricos mostram uma variação entre 0,02 e 0,50. Há um pico na distribuição de albedos para valores baixos em torno de 0,04 e outro, próximo de 0,15. O mínimo da função de distribuição ocorre em 0,07. A partir desta distribuição, surgiu a ideia de uma classificação para os asteroides. Quando os albedos são combinados com os índices de cor U-V, várias classes de asteroides podem ser distinguidas. Especificamente, o índice de cor U-V

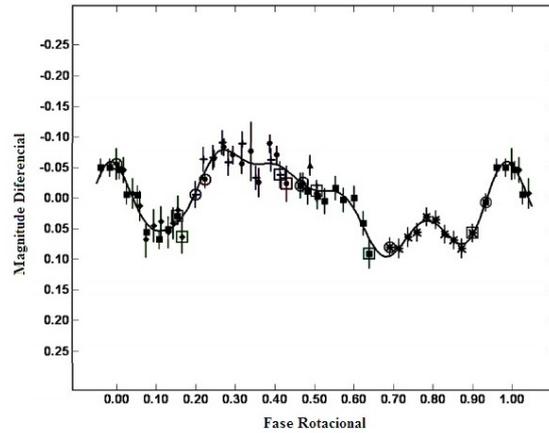


Figura 2.6: Curva de luz do NEA 1999 AQ10 obtida em 16 de fevereiro de 2009 UT com um telescópio Meade 12" LX200 GPS e CCD SBIG ST-7XME instalado em Salvador (BA). A linha sólida corresponde ao ajuste gerado por Séries de Fourier. O período de rotação do objeto foi estimado em $2,79 \pm 0,02$ h.

é a diferença entre as magnitudes do asteroide obtidos nos filtros U (~ 358 nm) e V (~ 545 nm) do sistema fotométrico definido por [Johnson e Morgan \(1953\)](#).

A análise da distribuição dos albedos e cores levaram a ideia de uma taxonomia, que consiste em separar elementos de um grupo em vários subconjuntos de acordo com algum critério de classificação. Existem diversos tipos de taxonomias como as de [Bowell, Barucci e Tedesco](#) que são discutidas em [Tholen e Barucci \(1989\)](#). Uma das mais utilizadas é a taxonomia de [D. Tholen \(Tholen, 1984\)](#) baseada no Eight Color Asteroid Survey (ECAS) e albedos (Fig. [2.7](#) e Tab. [2.1](#)).

O processo de classificação taxonômica se inicia com a análise de componentes principais. Consideramos neste estudo, uma amostra de objetos para os quais duas grandezas observacionais foram medidas as quais podemos chamar de x e y . Se estas grandezas forem correlacionadas, o sistema de coordenadas poderá ser rodado para maximizar a variância ao longo da direção do primeiro

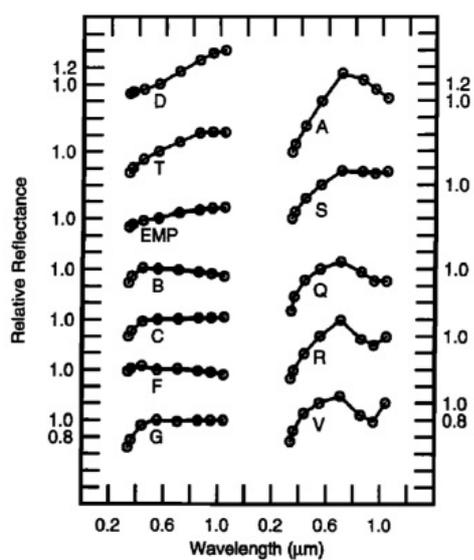


Figura 2.7: Superposição das curvas de refletância relativa \times comprimento de onda (μm) das classes taxonômicas definidas por Tholen a partir das oito bandas espectrais do Eight Colors Asteroid Survey (ECAS). A refletância espectral é o resultado da normalização do fluxo do asteroide em cada banda. A base para a normalização é a banda do visível ($\approx 0,6\mu\text{m}$). Fonte: [Tholen e Barucci \(1989\)](#)

eixo, chamado de componente principal e minimizar a variância ao longo do segundo componente principal. A ideia pode ser facilmente generalizada para as múltiplas dimensões dos dados ECAS. Entretanto, para estes dados, 68% da variância está contida no primeiro componente principal e 27% no segundo. Então, um gráfico com dois componentes contém 95% da variância. A explicação para este comportamento é que existem somente duas bandas espectrais importantes no espectro asteroidal, em 0,3 e $1,1\mu m$, que são cobertas pelos filtros ECAS. A base para a taxonomia de Tholen foi um gráfico do primeiro e segundo componentes para os 405 asteroides com dados de melhor qualidade. O gráfico foi construído como um diagrama de árvore no qual o corte dos galhos da árvore minimal produziu as classes iniciais. Efeitos de incertezas observacionais foram introduzidos e as classes definidas anteriormente que se demonstram estáveis. Os albedos de várias classes inicialmente definidas foram examinados para verificar sua consistência. Os tipos E, M e P são similares a menos do albedo.

A identificação dos minerais encontrados nos asteroides pode ser obtida através de espectroscopia no visível e infravermelho. [Pieters e McFadden \(1994\)](#) listaram os principais componentes da superfície dos asteroides que podem ser identificados remotamente com grau decrescente de certeza: piroxênio, olivina, filossilicatos (incluindo-se serpentina), materiais orgânicos (como asphaltina) e opacos (ferro metálico, grafite, trolite e magnetita). Os espectros destes minérios indicam que os metais não apresentam bandas de absorção e geralmente possuem baixa refletância espectral. Em oposição, silicatos e olivina mostram intensas bandas de absorção. Na natureza, as superfícies asteroidais contém misturas de diversos tipos de minérios de modo que a interpretação de um espectro pode ser complexa. Uma superposição linear de espectros minerais poderia ser esperada se os minérios estivessem separados

Tabela 2.1: Sumário das classes taxonômicas de Tholen para asteroides. Fonte: [Cellino et al. \(2002\)](#). Segundo [Warner et al. \(2009\)](#), os albedos podem ser baixos ($0,06 \pm 0,02$), intermediários baixos ($0,16 \pm 0,04$), intermediários ($0,20 \pm 0,07$) ou altos ($0,46 \pm 0,06$).

Classe	Albedo	Características Espectrais
A	Intermediário	Grande avermelhamento abaixo de $0,7 \mu\text{m}$; banda de absorção moderadamente profunda acima de $0,75 \mu\text{m}$.
B, C, F, G	Baixo	Espectro linear, geralmente sem bandas de absorção. Os espectros apresentam diferenças no UV e presença/ausência de absorções próximas a $0,7 \mu\text{m}$.
D	Baixo	Espectro relativamente linear, mas apresentando grande avermelhamento.
E, M, P	Alto, Intermediário Baixo, Baixo	Espectro geralmente linear com diferenças no nível de avermelhamento; diferenças sutis na profundidade das bandas de absorção e/ou curvatura espectral e/ou refletância relativa.
Q	Intermediário	Avermelhamento abaixo de $0,7 \mu\text{m}$; Declive espectral acima de $0,7 \mu\text{m}$.
R	Intermediário	Avermelhamento moderado abaixo de $0,7 \mu\text{m}$; grande declive acima de $0,75 \mu\text{m}$.
S	Intermediário	Avermelhamento moderadamente alto abaixo de $0,7 \mu\text{m}$; declive acima de $0,75 \mu\text{m}$; pico de refletância em $0,73 \mu\text{m}$.
T	Baixo	Avermelhamento moderado abaixo de $0,75 \mu\text{m}$; espectro plano após este comprimento de onda.
V	Alto	Avermelhamento abaixo de $0,7 \mu\text{m}$; Absorção profunda acima de $0,75 \mu\text{m}$.

na superfície do asteroide. Normalmente isto não é o caso de espectros de reflexão de asteroides nos quais os minerais constituem um conglomerado com dimensões variando de alguns metros até grãos que constituem poeira. De qualquer modo, espectros com baixa refletância espectral podem implicar na presença de materiais opacos com ferro, grafite, trolita e magnetita. Um espectro asteroidal que mostra bandas de absorção lembra o espectro dos minerais olivina e piroxênio. Os asteroides tipo S podem ser encontrados na periferia interior do cinturão de asteroides, aproximadamente a 2,5 U.A. Estes objetos têm assinaturas de olivina e piroxênio e um espectro avermelhado possivelmente devido à absorção do ferro e níquel. Asteróides podem ser as fontes dos meteoritos condritos ordinários e os rochosos-metálicos. De fato, os vários tipos de asteroides mostram uma grande segregação quanto à distância ao Sol. No meio do cinturão, entre 2,5 e 3,5 U.A, há um domínio de asteroides tipo C (e menos abundantemente de tipos de baixo albedo como os B, G e F) e acredita-se que esta região é a origem dos condritos carbonáceos. Além de 3,5 U.A. estão os asteroides de baixo albedo dos tipos P e D (como a maioria dos Troianos de tipo D). As superfícies destes objetos podem ter grandes quantidades de minerais opacos e substâncias ricas em carbono. A água pode estar presente na forma de gelo. Estas evidências são consistentes com um esquema de formação do sistema solar no qual, os asteroides mais próximos do Sol são constituídos por silicatos. Em distâncias intermediárias temos objetos numa zona de temperatura onde o gelo de água derrete e longe do Sol, encontraríamos gelo. Esta grande diversidade mineralógica entre os asteroides implicou em corpos feitos de silicatos não hidratados próximos do Sol, objetos de natureza carbonácea na região intermediária e corpos ricos em gelo d'água longe do Sol.

2.3 Meteoros e Chuvas de Meteoros

A conexão entre cometas e chuvas de meteoros foi estabelecida no Sec. XIX. Em 1866, Schiaparelli percebeu que as órbitas dos meteoros da chuva dos Perseidas eram muito similares a órbita do cometa 109P/Swift-Tuttle, que havia sido visível em 1862. Chuvas de meteoros são grupos de meteoros que aparentam vir de um ponto radiante bem definido no céu. A chuva recebe o nome da constelação onde se encontra a radiante (Tab. 2.2). As partículas que produzem os meteoros são denominadas de meteoroides quando se encontram fora da atmosfera. Estas partículas se deslocam no sistema solar em órbitas próximas, gerando uma corrente de meteoroides. A irradiação dos meteoros de uma chuva em um mesmo ponto indica que os meteoroides se deslocam em trajetórias paralelas pelo espaço. A direção destes caminhos permite que suas órbitas sejam calculadas.

Tabela 2.2: Calendário de chuvas de meteoros no segundo semestre de 2014. ZHR é a “Zenithal Hourly Rate” ou Taxa Zenital Horária, que é o número de meteoros vistos por um observador olhando para o zênite (altura de 90 graus em relação ao horizonte) em uma hora. Para os LEOs, a ZHR é muito variável. Fonte: International Meteor Organization - IMO (<http://www.imo.net/calendar/2014>).

Chuva	Máximo de Atividade	ZHR (meteoros/h)
Perseídeas (PER)	13 Ago	100
α -Capricornídeos (CAP)	18 Ago	3
Aurigídeas (AUR)	01 Set	6
Orionídeas (ORI)	21 Out	25
Leonídeas (LEO)	17 Nov	15?
Geminídeas (GEM)	14 Dez	120
Quadrantídeas (QUA)	28 Dez	120

O fenômeno meteoro, associado ao brilhante caminho no céu, ocorre quando partículas sólidas colidem com velocidade de 11 a 73 km/s com as moléculas dos gases que compoem a atmosfera da Terra (Fig. 2.8). A velocidade



Figura 2.8: Meteoro detectado pela câmera “all sky” desenvolvida nesta tese em 19.235 de agosto de 2011 UT no bairro do Barbalho (Salvador, Bahia). O pico de brilho deste objeto foi $-4,4 \pm 0,4$. A Lua (-10,99) e o planeta Júpiter (-2,56) são visíveis na direita da imagem. Esta imagem é o resultado da soma de 30 quadros de 0,033 s de duração oriundos da captura em vídeo.

mínima de entrada é a velocidade de escape da Terra ou 11,2 km/s. Este é o caso dos meteoroides prógrados que são capturados pela Terra e produzem meteoros vistos ao anoitecer. Meteoroides retrógrados, que tem vetor-velocidade em oposição ao sentido de rotação terrestre, possuem velocidades até 73 km/s. Estes meteoroides produzem meteoros vistos ao amanhecer. Dada a grande diferença entre as energias dos meteoros prógrados e retrógrados, se espera observar meteoros mais brilhantes ao amanhecer do que ao entardecer. As colisões com as moléculas da atmosfera terrestre aquecem os meteoroides até a incandescência e ocorre a oblação de suas superfícies. Meteoros normalmente começam a se tornar visíveis em altitudes próximas de 100 km e viajam algumas dezenas de quilômetros antes de deixarem de queimar. Diâmetros típicos de meteoróides estão entre 0,01 mm até 10 m. O limite inferior destas dimensões é consistente com a poeira emitida por cometas. A associação cometa/asteroide também foi sugerida por imageamento direto. Observações

do satélite infravermelho IRAS mostraram uma corrente de material sendo deixada ao longo da órbita do cometa P/Tempel 2. As órbitas dos membros de uma corrente são ligeiramente alteradas por perturbações planetárias, que espalham as partículas ao redor da trajetória do cometa. Partículas com dimensões inferiores daquelas que produzem meteoros descem lentamente pela atmosfera antes de se vaporizarem. Estas partículas são chamadas de micrometeoritos e eventualmente conseguem atingir a superfície terrestre. A taxa de acreção de massa da Terra devido ao micrometeoritos é de aproximadamente $4,0 \times 10^7$ kg/ano.

Os fragmentos cometários que produzem meteoros possuem baixa densidade e são frágeis. Estes corpos são bem diferentes dos meteoroides de alta densidade que não se queimam totalmente e podem produzir meteoritos ferrosos, rochoso-ferrosos e rochosos. Os meteoros muito brilhantes, com magnitudes próximas a da Lua cheia, são chamados de bólidos.

A observação de uma chuva permite o estudo dos fragmentos de um cometa. Os meteoroides cometários são corpos rochosos frágeis, provavelmente porosos. Nem mesmo os mais brilhantes meteoros associados a uma chuva produzem meteoros que puderam ser recolhidos na superfície terrestre. Observações de meteoros mostram uma grande variação na densidade (e rigidez tensil) que varia de 0,01 a 1,06 g/cm³. Estas partículas de baixa densidade provém do cometa Giacobini-Zinner e as maiores, não surpreendentemente, do asteroide (3200) Phaetnon. Entretanto, densidades comuns para os meteoroides estão entre 0,25 a 0,40 g/cm³. Este intervalo é mais consistente com dados cometários típicos.

A física das partículas que produzem meteoros pode ser analisada levando em consideração algumas energias por grama envolvidas. Partículas que entram na atmosfera terrestre possuem energias cinéticas de $\sim 10^{12} - 10^{13}$ ergs.

Para comparação, a energia necessária para vaporizar as rochas que geram os meteoros mais frequentemente observados é da ordem de 10^9 ergs. Para vaporizar grande quantidade de material rochoso são necessários 10^{11} ergs. Isto implica que a maioria das partículas que produzem meteoros não sobrevive à passagem pela atmosfera terrestre.

2.4 Meteoritos

Os meteoritos são fragmentos de rocha e metal que podem ser oriundos do cinturão principal de asteroides ou serem fragmentos de NEAs (Borovička et al., 2015). Estes corpos são os restos de meteoróides que sofreram um processo de aquecimento ao penetrarem na atmosfera terrestre. Os meteoritos podem ser encontrados após sua queda ou apenas simplesmente encontrados. Em um evento de queda, um meteoro é visto ou ouvido e sua posição de impacto é mais ou menos indicada e seus fragmentos recolhidos. Quando um meteorito é encontrado, não há nenhum testemunho de sua queda, mas eles podem ser identificados por seu aspecto externo (presença de crosta de fusão, por exemplo) ou abundância química (razão Fe:Ni).

Os meteoritos podem ser primordiais ou oriundos de violentas colisões entre corpos do sistema solar. Alguns meteoritos pode ser originários da Lua ou Marte. Este objetos podem ter sido arrancados das crostas destes corpos devido a colisão com asteroides e cometas.

A classificação dos meteoritos é baseada em suas características mineralógicas, petrológicas, composição química e abundância de isótopos do oxigênio (Weisberg et al., 2006). Baseado nestas características, os meteoritos podem ser classificados segundo as seguintes divisões: Ferrosos que são em sua maioria compostos ferro metálico puro e níquel (Fig. 2.9). Este tipo é facilmente



Figura 2.9: Meteorito Bendegó. Registro obtido em 2 de janeiro de 2011 no Museu Nacional do Rio de Janeiro.

identificado porque o ferro em sua forma pura, não é encontrado na superfície terrestre. Meteoritos rochoso-metálicos são compostos de materiais rochosos e ferro metálico. Os tipos rochosos são compostos de material rochoso (silicatos). Estes meteoritos podem ser facilmente confundidos com rochas terrestres e comumente são recolhidos quando suas quedas são testemunhadas. O tipo mais comum de meteorito rochoso é o condrito ordinário. Esta denominação é devido a matriz rochosa do meteorito apresentar condritos com raios de ~ 1 mm feitos de silicatos. Os condritos carbonáceos são rochas negras que contém carbono, compostos orgânicos complexos e normalmente água quimicamente ligada a algum minério (minerais hidratados). Rochas sem cõndrutos são os acondritos sendo, relativamente raras. Os percentuais destes tipos encontrados em quedas são ferrosos, 5%; rochosos-ferrosos, 1%; rochosos (condritos), 86% e acondritos, 8%.

Os nomes dos meteoritos são historicamente ligados a cidade mais próxima do local de sua descoberta. Um exemplo são os Angríteos que foram nomeados a partir de uma rocha que caiu em Angra dos Reis (Rio de Janeiro). Esta definição falha para meteoritos descobertos na Antártica, onde não há cidades. Os meteoritos antárticos tem uma nomenclatura alfanumérica. Um local da Antártica onde se encontram muitos meteoritos é a região de Allan Hills de

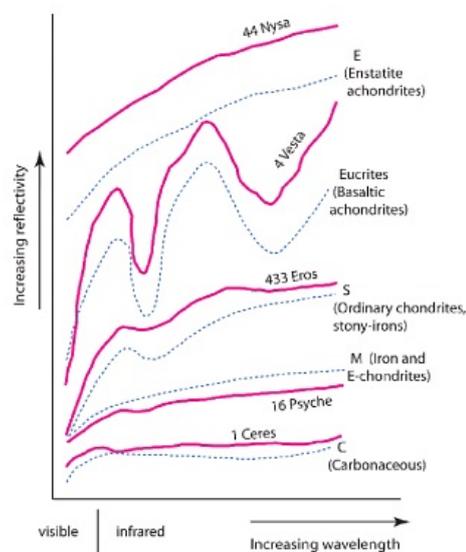


Figura 2.10: Comparação entre os espectros de reflexão de alguns asteroides e tipos/classes de meteoritos. Fonte: [Norton e Chitwood \(2008\)](#)

modo que o centésimo décimo terceiro corpo descoberto em 1978, recebeu o nome de ALH78113.

Uma distinção física bem significativa entre os asteroides é baseada em sua origem presumida. Durante sua formação, alguns asteroides apresentaram alteração aquosa (transformações minerais produzidas por interações com a água) enquanto outros, que possuem composição semelhante a meteoritos primitivos, aparentam nunca ter sofrido grande aquecimento e pressão. A passagem destes meteoritos através da atmosfera terrestre somente aquece suas camadas mais externas e seu interior permanece inalterado.

O material diferenciado (separado em camadas) dos meteoritos pode ser originário de asteroides diferenciados. Estes meteoritos foram gerados através de colisões e posteriormente aquecidos, no mínimo até a temperatura de fusão. O isótopo radioativo ^{26}Al foi abundante na nebulosa solar durante a formação do sistema solar. Seu rápido decaimento pode explicar a história

da distribuição termal no cinturão de asteroides. Tipos ferrosos e rochoso-ferrosos são meteoritos diferenciados. Os ferrosos podem ser provenientes dos núcleos metálicos de asteroides diferenciados. Os rochoso-ferrosos podem ser originários da camada entre o núcleo e os mantos de silicatos. Esta hipótese implica que os corpos no cinturão principal eram grandes o suficiente para serem diferenciados. Colisões podem ter fragmentado total ou parcialmente estes asteroides primitivos.

Um importante tipo de meteorito rochoso diferenciado é composto de basalto (tipo de rocha formada do magma) e pode vir de asteroides que apresentavam atividade vulcânica. Os meteoritos HED (Howarditos, Eucritos e Diogenitos) parecem ter uma associação próxima com o asteroide Vesta (ver Fig. 2.10). A identificação da analogia de um tipo de meteorito com uma dada classe de asteroide vem da comparação do espectro de refletância de ambos. Ambos os espectros possuem similaridades evidentes com espectros de amostras minerais. O asteroide Vesta não é um membro de nenhuma classe mais comum de meteoritos. Vesta e algumas dezenas de asteroides, com diâmetros entre 5 e 10 km, são classificados como tipo V. Os espectro de Vesta é muito similar aos espectros dos meteoritos HED. Estes acondritos basálticos podem ser originários de um corpo com atividade vulcânica. O mecanismo de transporte destes meteoritos até a Terra também foi alvo de investigação. Binzel e Xu (1993) descobriram que pequenos asteroides tipo V têm semi-eixos maiores similares ao de Vesta se estendendo até a região da ressonância 3:1 no cinturão principal. Como já discutido no texto, esta ressonância ejeta objetos daquela região de modo caótico. Esta região pode ser também chamada de porta de “escape dinâmica” e pode suprir objetos para o sistema solar interior, bem como ejetar objetos para fora do sistema solar. Este autores também sugeriram que grandes impactos em Vesta são a origem

dos pequenos vestóides. [Thomas et al. \(1997\)](#) obtiveram imagens de Vesta com o Hubble Space Telescope. Estas imagens revelaram uma grande cratera de impacto no polo sul do asteroide. Esta cratera possui 460 km de diâmetro e aproximadamente 13 km de profundidade, sendo compatível com um diâmetro de 530 km do objeto. Este impacto escavou uma parcela substancial de sua crosta ígnea. As camadas expostas possuem cores consistentes com minerais do manto como piroxênio e olivina. A associação dos meteoritos HED com Vesta é bastante convincente.

O asteroide basáltico (1459) Magnya é, até o momento, o único exemplo confirmado de objeto deste tipo na parte exterior do cinturão principal ([Lazzaro et al., 2000](#)). Este asteroide pode ser um raro sobrevivente de outro corpo diferenciado que não é correlacionado com Vesta ou qualquer outra família dinâmica conhecida ([Silva e Lazzaro, 2015](#)).

Nem todas as correspondências asteroide-meteorito são claras como a apresentada entre os meteoritos HED e Vesta. Um problema importante em aberto está associada aos asteroides tipo S e o tipo mais comum de meteorito, os condritos ordinários. As bandas de absorção no visível e no infravermelho (piroxênio e olivina) se ajustam bem, mas as outras cores do espectro são muito mais vermelhas. A ideia de “intemperismo espacial” (do inglês “space weathering”) foi criada para explicar este paradoxo. O efeito da colisão de micrometeoritos e o vento solar poderiam avermelhar as camadas exteriores do meteoróide. Este processo liberaria pequenas partículas de ferro que avermelhariam a superfície. Então, somente a camada exterior seria avermelhada sendo as camadas mais centrais correspondentes a um tipo S normal. A confirmação desta hipótese veio com as observações efetuadas pela nave NEAR-Shoemaker que orbita o asteróide tipo S (433) Eros. As primeiras imagens de Eros revelaram crateras que expunham camadas subsuperficiais

mais brilhantes que a própria superfície (ver [Clark et al. 2001](#) em seu estudo da cratera Psyche). A espectrometria de raios-X e γ ([Trombka et al., 2000](#)) revelou que este asteroide tipo S tem a mesma composição básica dos condritos ordinários (a menos de uma menor abundância de Ca e S). Apesar destas evidências, o problema dos condritos ordinários ainda está em aberto até o entendimento da correspondência dos espectros na região do infravermelho.

Enquanto há progressos significativos na correlação dos meteoritos HED com Vesta e os condritos ordinários com os tipo S, o mesmo não ocorre com os demais tipos de asteroides. Tendo acesso às amostras da população de asteroides em laboratório permitiria a determinação da idade do material. Idades radiométricas poderiam ser determinadas a partir da razão entre as abundâncias de elementos radioativos pais/filhos. Medidas comuns envolvem o uso do decaimento do urânio ou tório/hélio, criptônio/argônio e rubídio/estrôncio. Quase todas estas razões fornecem uma idade próxima de 4.5 ± 0.1 bilhões de anos, que é associada a época em que os sólidos se condensaram na nebulosa solar e marcou o início da formação que corpos maiores. Em essência, esta é a idade do sistema solar.

A idade de exposição dos meteoritos aos raios cósmicos fornece o tempo entre sua escavação no asteroide-pai e seu instante de chegada a Terra. O bombardeamento por raios cósmicos produzem isótopos radioativos abaixo da superfície do meteorito que podem ser medidos. Um fator complicador desta estimativa é a perda de material pela ablação durante sua entrada na atmosfera. Este material perdido pode ser determinado estimando-se o tamanho original do meteoróide. Levando em consideração este fator, idades de exposição estão num intervalo de 10 a 50 milhões de anos.

2.5 Cometas

A palavra cometa vem do grego “kometes” que literalmente significa “cabelludo” (Fig. 2.11). Os primeiros registros de observações de cometas foram feitas a próximas ao ano 1000 AC na China (Ho, 1962). Ideias em relação a natureza dos cometas surgiram junto com a filosofia natural helenista em torno de 550 AC, quando os pitagóricos consideravam os cometas como planetas errantes que eram vistos com pouca frequência no horizonte ao amanhecer ou no pôr do sol. No livro “Metrologia”, escrito aproximadamente em 330 AC, Aristóteles colocava os cometas em um esfera sublunar, em seu modelo de esferas concêntricas, e os descreve como “exalações secas e quentes” na atmosfera. Não há menções sobre cometas no Almagesto de Ptolomeu, presumivelmente por este autor não considerar que os cometas eram objetos celestes. Entretanto, os cometas são descritos em termos astrológicos em Tetrabiblos. As ideias aristotélicas sobre planetas e cometas foram aceitas durante um milênio inteiro no qual houve pequeno avanço na astronomia como um todo. As primeiras dúvidas relativas ao modelo aristotélico foram propostas por T. Aquino e por F. Bacon em seu Opus Tertium de 1267 (ver Festou et al., 2004). Entretanto, ambos pensadores, assim como a maioria dos seus contemporâneos, acreditavam fortemente que os cometas eram seres malignos.

Toscanelli observou o 1P/Halley em 1456 e vários outros cometas entre 1433 e 1472 com grande precisão, inaugurando a renascença da astronomia europeia após o congelamento científico pós-aristotélico. Em 1578, T. Brahe fez observações excepcionalmente precisas iniciando uma nova era para a astronomia observacional. Ele demonstrou que a paralaxe horizontal do cometa C/1577 V1 era certamente menor que 15 minutos de arco o que corresponde

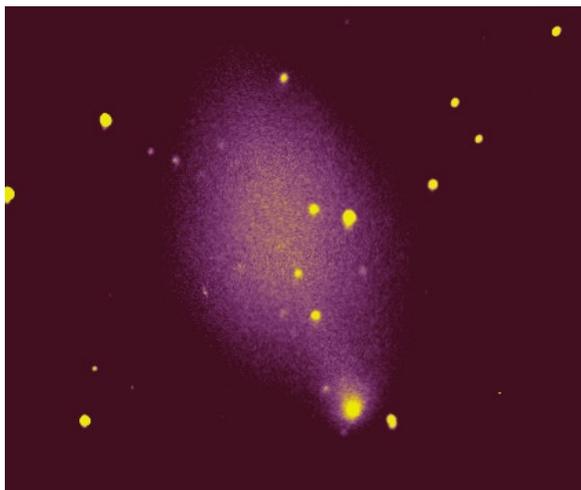


Figura 2.11: Imagem em cores falsas do cometa 17P/Holmes obtida em 15 de novembro de 2007 UT em Salvador (Bahia). O registro foi gerado a partir da soma de três imagens Bessell B,V e R de 15 s obtidas com um telescópio Meade 12"LX200 e detector CCD SBIG ST-7XME. O campo de visão é de 11×9 minutos de arco.

a uma distância maior que 230 raios terrestres. Isso implicou que este objeto estava além da órbita lunar. Este resultado motivou o questionamento de como os cometas se movem no espaço. Em 1610, o astrônomo amador Lower sugeriu que os cometas se moviam em órbitas elípticas extremamente alongadas. Quase simultaneamente, Hooke e Borelli sugeriram que as órbitas poderiam ser parabólicas. Dörffel foi o primeiro a afirmar que o cometa visto em 1680 e 1681 (C/1680 V1) eram o mesmo objeto observado antes e depois da passagem periélica. Além disso, sugeriu que o cometa se movia em uma órbita parabólica com o Sol em seu foco. Isaac Newton no livro Principia (1687), desenvolveu uma ferramenta que poderia ligar todos estes conceitos. Ele aplicou sua nova teoria da gravitação para mostrar que o cometa C/1680 V1 se movia em uma órbita elíptica, quase que parabólica, que fez o objeto passar a apenas 0,000154 U.A. da superfície solar. Em 1705, E. Halley calculou as órbitas de uma dezena de cometas bem observados e demonstrou a

natureza periódica do cometa de 1682 (1P/1682 Q1). O “cometa de Halley” foi redescoberto telescopicamente por Palizsch em dezembro de 1758, o que atestou a validade da lei da gravitação de Newton a 36 U.A. do Sol ou mais três vezes a distância até Saturno, o planeta mais distante conhecido na época.

A astronomia cometária no Sec. XVIII testemunhou a gradual evolução das técnicas para determinação orbital (ver [Yeomans, 1991](#)), e no início do século seguinte as perturbações planetárias começaram a ser levadas em consideração. Algumas características da distribuição orbital dos cometas começaram a ser estabelecidas como, por exemplo, a grande variação de períodos orbitais. Enquanto alguns cometas apresentavam órbitas quase indistinguíveis de parábolas, outros possuíam órbitas claramente confinadas dentro da órbita de Júpiter. A concentração de cometas que se moviam em órbitas de baixa inclinação e afélio próximo de Júpiter originou o conceito da família de cometas de Júpiter. Duas ideias foram propostas para explicar a origem desta família: Os cometas eram resultado de uma contínua ejeção de Júpiter, conforme postulado pelo físico e matemático J. L. Lagrange, em 1814, ou esta família era oriunda de um processo de evolução dinâmica denominado de “captura”, conforme sugerido pelo matemático francês P. S. Laplace em 1816. Pouco tempo depois, foi reconhecido que os cometas, em geral, e os membros da família de Júpiter em particular sofrem grandes perturbações orbitais devido à ação de Júpiter. O problema de três corpos restrito (Sol-Júpiter-cometa) ofereceu uma aproximação para o estudo deste comportamento. Nesse contexto, os cometas podem ser agrupados em termos de seus períodos orbitais. Um gráfico do inverso do semi-eixo maior a contra o cosseno da inclinação orbital i para todos os cometas observados apresenta uma simetria esférica (Fig. [2.12](#)).

Um agrupamento pode ser notado para inclinações orbitais similares ao

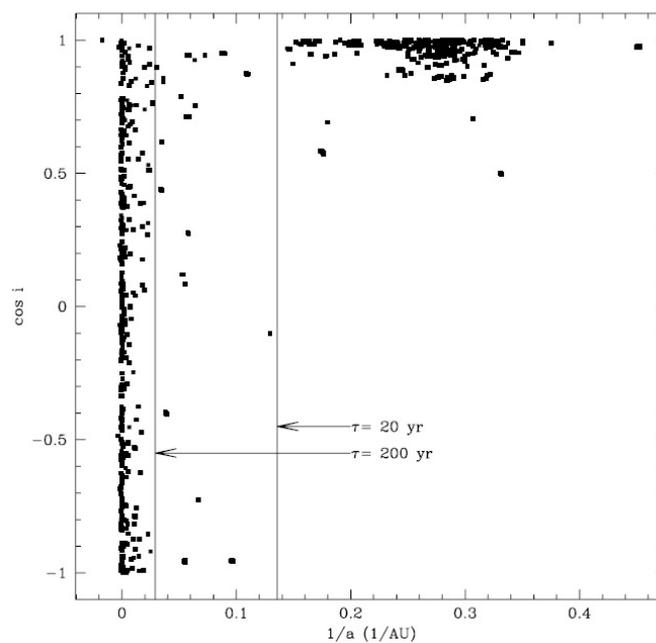


Figura 2.12: Cosseno da inclinação orbital eclíptica $\cos i \times$ o inverso do semi-eixo maior $1/a$ para todos os cometas catalogados por [Marsden e Williams \(1993\)](#). As duas retas verticais indicam famílias de cometas com períodos orbitais τ de 20 e 200 anos. Fonte: [Wiegert \(1996\)](#).

plano da eclíptica, dada a formação do sistema solar muito provavelmente ter ocorrido em um disco de gás e poeira. A divisão dos cometas em famílias é grandemente baseada em aglomerações que podem ser encontradas neste gráfico. Segundo [Carusi e Valsecchi \(1992\)](#) as principais famílias de cometas são: i) Cometas de curto período: possuem órbitas com períodos orbitais τ menores que 200 anos. Subconjuntos desta família são os cometas da família de Júpiter com $\tau < 20$ anos e o tipo Halley com períodos orbitais $20 < \tau < 200$ anos e inclinações orbitais variadas. ii) cometas de longo período: são objetos com $\tau > 200$ e orbitas que os levam a distâncias superiores as dos planetas gigantes gasosos. Estes cometas tem períodos orbitais de dezenas de milhões de anos e semi-eixo maiores superiores a 10^4 U.A. Suas inclinações são variadas de modo, que não estão confinadas nas cercanias da eclíptica, como os cometas do tipo Halley.

Em 1950, J. Oort analisou a distribuição numéricas de cometas contra o inverso dos semi-eixos maiores originais' mostra a existência de um pico de valores de $1/a$ entre 10^{-4} e 10^{-3} U.A.⁻¹. O termo "original" se refere aos semi-eixos maiores que os cometas possuíam antes de entrar na região planetária do sistema solar. Este gráfico apresenta um pico que foi identificado como a localização do reservatório ou nuvem de novos cometas. Cometas novos, com órbitas próximas de uma parábola são oriundos desta nuvem, possuem semi-eixos maiores com dimensões da ordem de $\sim 10^4$ até 10^5 U.A. que se aproxima das distâncias até estrelas mais próximas. Oort postulou que passagens próximas de estrelas podem perturbar aleatoriamente cometas lá localizados. Esta perturbação faz com que algum destes cometas penetrem na região interior do sistema solar. Uma vez nesta região, estes cometas podem ser ejetados para o espaço interestelar ou capturados tornando-se cometas de longo período. Outros perturbadores da nuvem de Oort são nuvens

moleculares gigantes e a maré gravitacional da galáxia. A ação da força gravitacional destes agentes pode apagar qualquer evidência dinâmica da origem de um cometa vindo desta região. Baseado na população observada de cometa de longo período, Oort estimou que o número de cometas na nuvem era de aproximadamente 10^{11} objetos. Este número foi revisto levando-se em consideração a população de cometas de longo período e a distribuição de crateras na Terra. Levando em consideração estes fatores, o número é de $9,5 \times 10^{13}$ cometas com massas maiores que 10^{19} kg. Outra possível origem dos cometas reside além da órbita de Netuno. Sabemos agora que esta região é povoada por pequenos corpos. A região foi denominada de cinturão de Kuiper e seus membros de objetos do cinturão de Kuiper (do inglês Kuiper Belt Objects, KBOs). Entre 1940 e 1990, houve muita especulação relativa à existência deste cinturão (Jewitt, 1999). Esta suspeita foi reforçada pela sugestão que a origem dos cometas de curto período não é a nuvem de Oort (Fernandez, 1980). O primeiro objeto deste cinturão foi descoberto por Jewitt e Luu (1993). Rapidamente, o número de KBOs cresceu até a presente população conhecida de 1653 membros. Um gráfico da excentricidade e contra o semi-eixo maior a , pode-se perceber que existem três classes distintas: Os KBOs clássicos, Plutinos e objetos espalhados. KBOs clássicos possuem semi-eixos ~ 40 a ≤ 47 U.A e não são associados a ressonâncias. As inclinações destes corpos são grandes, como $i = 30^\circ$, enquanto as excentricidades são pequenas. Os Plutinos estão em uma ressonância média de movimento 3:2 com Netuno. O nome plutino é associado a Plutão, que está neste regime dinâmico. Os objetos espalhados são caracterizados por possuírem distâncias ao periélio próximas de 35 U.A, $a > 50$ U.A e grandes excentricidades. Acredita-se que estes corpos foram espalhados por Netuno, assumindo órbitas com estas características. Os KBOs provavelmente formaram-se na parte exterior da

nebulosa solar. Nesta região a temperatura era provavelmente da ordem de 50 K. Consistente com este fato verificou-se que estes objetos possuem em suas superfícies gelos moleculares como H_2O , CO_2 , CO e N_2 . Entretanto, os KBOs apresentam uma grande diversidade espectral. A razão para este fenômeno ainda não é bem compreendida mas pode estar correlacionada com a região de formação.

O estudo dos cometas é importante para a astrofísica do sistema solar pois estes objetos são fontes de muita informação relativa à origem do mesmo. Estes objetos podem fornecer uma visão dos processos físicos e químicos que se ocorreram durante a formação planetária e solar. Esta hipótese é baseada na premissa que os cometas armazenaram os renascentes congelados do material que constituiu a nebulosa solar em uma forma relativamente não processada. Além disso, a presente distribuição dos elementos orbitais dos cometas pode refletir a dinâmica dos estágios iniciais de formação planetária. A observação dos cometas também é relevante para o estudo do vento solar e do meio interplanetário.

O coração de um cometa é seu núcleo (Fig. 2.13). O núcleo é um corpo sólido com alguns quilômetros de diâmetro e massa da ordem de 10^{13} kg $\approx 10^{-12}$ massas terrestres.

A densidade do núcleo pode variar de 0,1 a 1,0 g/cm³ (Mendis, 1988), sugerindo a presença de materiais voláteis ou/e uma estrutura interna porosa. Isto reflete o modelo geralmente aceito para o núcleo cometário. O modelo de Whipple (1950) da “bola de neve suja considera que os núcleos são conglomerados sólidos de matérias refratários (silicatos) e voláteis (como H_2O , CO e CO_2). Sondas espaciais enviadas para encontrar o 1P/Halley durante sua passagem periélica de 1986 enviaram imagens do núcleo que confirmaram a ideia de um núcleo sólido que emite gás e poeira. Este material emitido pelo

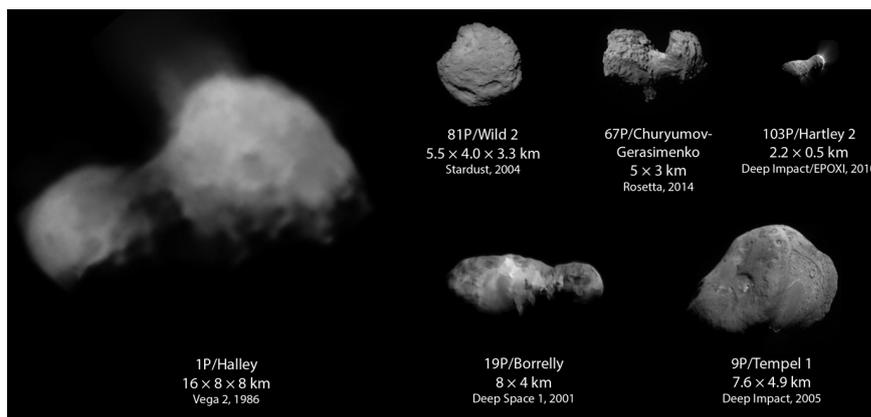


Figura 2.13: Núcleos de cometas visitados por sondas espaciais até 2014. A ordem de grandeza dos núcleos esta respeitada nesta imagem. Fonte: Planetary Society (<http://planetary.org/>).

núcleo sofre a interação com o vento solar, campo magnético interplanetário e a gravidade para formar a coma e cauda que é característica das aparições cometárias.

O núcleo sofre um aquecimento quando ele se aproxima do Sol. Os materiais voláteis começam a se sublimar, carregando partículas sólidas consigo. Esta mistura de gás e poeira é denominada de coma, que é a cabeça brilhante e difusa do cometa. Um cometa tipicamente desenvolve uma coma (ou se torna ativo) a uma distância cometa-Sol r entre 3 e 5 U.A, quando uma significativa liberação de matéria pode ser observada. Por exemplo, o cometa 95P/Chiron, que nunca se aproxima do Sol menos que 8,5 U.A e já foi observado com e sem uma atmosfera ao seu redor. Então, a distinção entre cometas e asteróides, tradicionalmente caracterizada pela presença de coma e erupções de material pode ser em algum grau meramente ocasional (Wiegert, 1996).

H_2O sólido sublima consideravelmente no espaço interplanetário em $r \leq 4$ U.A (Delsemme, 1982). Nesta região do sistema solar, geralmente, são formadas as comas e sugere que a água é um possível constituinte do núcleo. Esta hipótese é suportada por evidências espectroscópicas com a detecção de água

e seus derivados oriundos da fotólise (como OH, H, H₂O⁺, H₃O⁺) na coma. De fato, estima-se que mais de 85% da massa da fase gasosa da coma é associada à água (Festou et al., 1993). A detecção de comas em distâncias heliocêntricas superiores a 4 U.A pode ser atribuída a bolsões de CO sólido no núcleo de certos cometas. A baixa pressão de vapor desta molécula permite que ela se sublime em distâncias superiores a 60 U.A do Sol. A presença de CO no núcleo pode ser inferida por espectroscopia da coma e cauda. Através da ação da fotólise gera um de seus íons, CO⁺, que domina a emissão no visível da cauda de gases dos cometas. Outras espécies de voláteis foram detectadas diretamente ou através da presença de seus íons como NH₃, CN, CO₂, S₂, CH₄ and N₂ e outros. Um cometa pode ser dividido em três camadas superpostas (Whipple e Huebner, 1976):

1. A camada mais interna é a coma molecular ou interna. Sua dimensão é determinada pelo tempo de vida T das moléculas sublimadas frente a foto-disassociação no campo de radiação solar. Jackson (1976) calculou T a 1 U.A para a água como sendo aproximadamente 2×10^4 s. A coma de gases neutros se expande a partir do núcleo com uma velocidade quase que constante $v \approx 0,3$ km/s. A dimensão resultante destes dois fatores vT é 6000 km, que é consistente com as observações. Uma produção típica de gás Q é de 10^{29} moléculas/s (A'Hearn e Festou, 1990), o que corresponde a um fluxo de massa de 3000 kg/s e uma densidade numérica de 10^6 s⁻¹ para água.
2. A camada adjacente a coma molecular é a coma de radicais, onde a composição do gás expelido passa a ser dominada por radicais. Os radicais são fragmentos moleculares produzidos pela foto-disassociação. Esta região é também chamada de coma visível e produz intensas

linhas fluorescentes incluindo-se aquelas do CN, OH, NH, C₃, C₂ e NH₂. O radical OH tem um $\tau \approx 2 \times 10^5$ s a 1 U.A. Neste contexto, o raio teórico da coma de radicais é $\approx 10^5$ km, que é algumas vezes maior que calculado.

3. A exosfera é também chamada de coma de hidrogênio porque ela é visível primariamente devido a emissões Lyman- α dos átomos de hidrogênio. A distância D do núcleo na qual a radiação solar é capaz de induzir variações de velocidade no gás esta a $\sim 10^8$ km do núcleo, sendo consistente com o observado uma vez que emissões Lyman- α são detectadas a algumas dezenas de milhões de quilômetros de alguns cometas.

A massa total da coma gasosa a 1 U.A. do Sol é aproximadamente igual a 10^{13} g que é insignificante se comparada com a massa do núcleo.

Um cometa ativo também produz uma coma de poeira que se constitui de grãos de poeira com dimensões que variam da submicrométrica a centimétrica. Esta “poeira” é carregada pelo gás sublimado se desacoplando da coma de gás numa altitude de 100 km do núcleo. A dinâmica da poeira é regida pela ação da gravidade solar, tendo a pressão de radiação e o efeito Poynting-Robertson agindo em menor escala. Este efeito resulta na perda de momento angular dos grão pela ação da radiação solar. A coma de poeira pode ter um raio de 10^5 km a $r = 1$ U.A. (Grün e Jessberger, 1990).

Os grãos de poeira podem ser constituídos de H₂O, outros voláteis ou materiais refratários. Estes últimos materiais são modificados apenas de forma lenta (por exemplo, pela ação do vento solar e raios cósmicos). A razão de massa gás-poeira dos cometas é difícil de ser determinada, pois depende criticamente do número de partículas grandes (ordem centimétrica). Para estas partículas, admite-se uma razão da ordem da unidade. Então, a massa

das partículas de poeira da coma é pequena se comparada com o núcleo.

O fluxo de gás para fora da coma é dificultado pelo vento solar e o campo magnético interplanetário. Uma zona de choque se forma na frente do núcleo, próximo do ponto onde o fluxo de massa solar e cometária entram em equilíbrio. Esta zona está aproximadamente meio milhão de quilômetros do núcleo.

Em 1957, Alfvén propôs que as linhas de campo magnético interplanetário poderiam ser capturadas pela ionosfera cometária. Este processo foi confirmado por sondas espaciais em medidas feitas nos cometas 21P/Giacobini-Zinner e 1P/Halley. Esta captura ocorre porque as linhas do campo magnético do plasma solar estão “congeladas”. A fronteira entre os plasmas solar e cometário é chamado de superfície de descontinuidade ou cometopausa. A descrição da ionosfera cometária é muito complexa e está além dos objetivos deste capítulo, mas um dos resultados das estruturas ionosféricas e o campo magnético é defletir o plasma cometário para uma cauda de gás apontando na direção anti-solar. Esta estrutura, também chamada de cauda de plasma ou tipo I, sendo visível devido às linhas espectrais de seus íons, primariamente CO^+ , com contribuições de H_2O^+ , N_2^+ , CO_2^+ , CH^+ e OH^+ . Entretanto, nem todos os cometas desenvolvem uma cauda de gases detectável ([Antrack et al., 1964](#)). Emissões oriundas do CO^+ foram detectadas em distâncias superiores a 10^8 km (~ 1 U.A) dos núcleos nas caudas dos cometas mais brilhantes ([Brandt, 1968](#)). Caudas de gás podem ter 10^5 km de largura, com a densidade do CO^+ atingindo 10^2 até 10^3 partículas/cm³.

Na superfície dos núcleos, a aceleração gravitacional solar excede a equivalente oriunda do cometa em distâncias $r < 3$ U.A. Então, as partículas de poeira, uma vez desacopladas do gás, orbitam o Sol independentemente do núcleo. Estas partículas tem dimensões pequenas (micrométricas ou menores)

sendo fortemente influenciadas pela pressão de radiação. A poeira que envolve os núcleos cria a coma de poeira e a cauda de poeira ou tipo II. Esta cauda espalha a luz solar na região do visível, sendo tipicamente curvadas e mais curtas que de gás. Poeira destas caudas pode ser detectada em distâncias superiores a 10^7 km do núcleo. A maioria dos cometas apresenta caudas tipos I e II. Outros objetos apresentam uma ou outra cauda ou nenhuma das duas.

Normalmente, os núcleos dos cometas não são esféricos e homogêneos em termos de composição. Isto faz com que a sublimação dos voláteis não seja uniforme. Evidências para um escoamento assimétrico incluem jatos de poeira e torrentes, que são estruturas em forma de fontes, geralmente visíveis na coma, e são indicativo de áreas de intensa liberação de gás/poeira. Imagens do 1P/Halley obtidas pela sonda Giotto (ver [Keller, 1990](#)) revelaram uma distribuição irregular de regiões ativas na superfície do cometa. A sublimação é, provavelmente, resultado de uma força resultante denominada de força não-gravitacional. A força não-gravitacional contribui na evolução dinâmica do cometa, mudando sua órbita.

Capítulo 3

Determinação de Propriedades Físicas e Dinâmicas dos Meteoros

3.1 Introdução

Os meteoros são fenômenos luminosos que acontecem na atmosfera superior. A perspectiva espacial da trajetória é completamente perdida se o meteoro é visto de um único ponto da superfície terrestre. No local de observação, o traço apresentar-se-á projetado sobre um fundo estelar diferente. Com esta variação de fundo de céu será possível reconstruir a geometria da aparição do meteoro. Para a obtenção de imagens comuns ou estereoscópicas de meteoros, as observações devem registrar um volume comum da atmosfera terrestre. Este registro pode ser feito a olho nu ou com câmeras fotográficas, TV ou radar. Em 1895, L. Weinek efetuou o primeiro registro fotográfico de um meteoro ([Williams, 2004](#)). Em 1959, o uso de uma rede de múltiplas câmeras fotográficas permitiu que o meteorito “Příbam” tivesse sua trajetória

atmosférica e órbita heliocêntrica determinadas (Cep-lecha, 1961).

Para a determinação da órbita (Fig. 3.1), o caminho na atmosfera e o provável local de impacto do meteorito é necessário que pelo menos duas estações registrem o meteoro. Para tal, é necessário que as estações fotográficas estejam separadas de 20 km ou mais (McCrosky e Boeschenstein, 1965). As primeiras observações com estações fotográficas duplas foram iniciadas em 1936 no Observatório de Harvard (EUA) e no Observatório Ondrejov (República Tcheca) em 1951. A eficiência de coleta de dados destas redes era muito limitada devido à pequena cobertura angular no céu. Este problema pode ser resolvido com o aumento do número de estações. Entre 1960–1980, foram criadas a “European Fireball Network” (EFN), “Praire Network” (EUA) e o “Meteor Observation and Recovery Project” (MORP, Canadá). A única destas redes operacional que está operacional até os dias de hoje é a EFN. A EFN foi constituída em 1968 quando quinze estações alemãs se integraram às cinco estações pioneiras na ex-Tchecoslováquia, que entram em operação em 1959. Cada estação era equipada com uma câmera “All Sky” (Fig.3.2) com filme de 36 mm e um obturador rotativo (Cep-lecha e Rajchl, 1965). Ao anoitecer, uma exposição do filme era manualmente iniciada, implicando em um tempo de exposição igual a duração da noite. Entre 1963 e 1988, a EFN registrou quinze bólidos em estações múltiplas (Oberst et al., 1998). Em 1988, astrônomos amadores ingressaram na EFN começando a operar novas estações na Alemanha, Bélgica, Suíça e Áustria. A EFN opera atualmente com dezenas de estações equipadas com câmera fotográficas de película, vídeo e CCD (“Charge-Couple Device”), sendo constantemente expandida.

Diferente do projeto EFN, a “Praire Network” e MORP deixaram de operar devido ao foco destas iniciativas. O objetivo destas redes era coletar dados de bólidos visando possibilitar o recolhimento de meteoritos. Entretanto, a

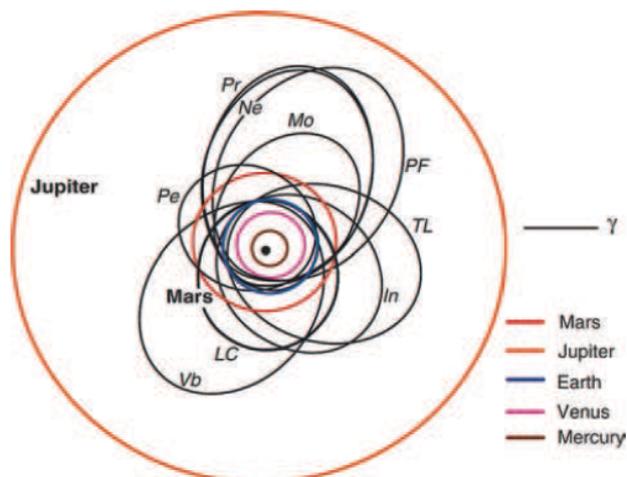


Figura 3.1: Órbitas dos meteoroides progenitores de alguns meteoritos bastante conhecidos. Pr-Příbram; LC-Lost City; In-Innisfree; Pe-Peekskill; TL-Tagish Lake; Mo-Moravka; Ne-Neuschwanstein; PF-Park Florest; Vb- Villabeto de la Peña. γ define o ponto vernal. Este ponto corresponde a intersecção da eclíptica com o equador celeste. O Sol ocupa esta posição em 21 de março, definindo o equinócio de primavera do hemisfério norte e outono no sul. Fonte: [Lipschutz e Schultz \(2007\)](#)

predição dos locais de queda dos meteoritos é problemática. Esta problemática reside principalmente na variação de luminosidade do meteoro à medida que este penetra na atmosfera. O brilho de um bólido termina quando sua velocidade é inferior a ~ 3 km/s e o arrasto atmosférico é insuficiente para gerar um fluxo luminoso detectável. Mesmo com esta limitação, a velocidade terminal e a desaceleração do bólido podem ser estimadas, possibilitando a determinação do local de impacto com um desvio de 1 km ([Ceplecha, 1987b](#)). Entretanto, o reconhecimento dos meteoritos na superfície é mais complexo do que o sugerido. Em 50 buscas somente três meteoritos foram localizados. Entre estes, o “Lost City” ([McCrosky et al., 1971](#)), o único meteorito recolhido baseado em dados obtidos pela “Praire Network” das 320 detecções de bólidos durante os 11 anos de atividades. O MORP também possibilitou o recolhimento de um meteorito, o “Innesfree” ([Halliday et al., 1978](#)). No período

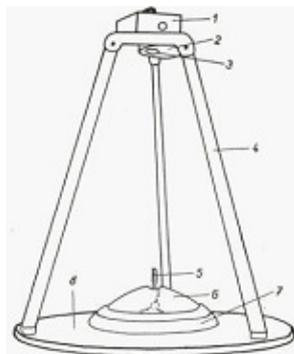


Figura 3.2: Câmera “All Sky” típica da EFN nos anos 1960 (ver [Ceplecha e Rajchl 1965](#)). Neste diagrama: 1-caixa de proteção da câmera fotográfica, 2-obturador Rotativo, 3-abertura da câmera, 4-barras de Suporte da câmera; 5-parafuso para fixação da cobertura do espelho; 6-espelho convexo; 7- suporte do espelho e 8-base da câmera

de atividade da rede, várias descobertas/recolhimentos de meteoritos foram realizadas no Canadá sem a utilização de dados MORP. Dada à baixa eficiência no auxílio do recolhimento de meteoritos, estas duas iniciativas foram encerradas. Dentro deste contexto, as diretrizes da EFN foram redefinidas para o estabelecimento de características orbitais e atmosféricas, as origens e o potencial de um meteoróide tornar-se um meteorito do que fornecer o provável local de impacto.

Outras redes profissionais e amadoras sugeriram no período 1970-2000 como a “Dutch Meteor Society” (1979), “Tokyo Meteor Network” (1989), “Japan Fireball Network” (1989), “North American Meteor Network” (1995), e a “Spanish Photographic Meteor Network” (1997). Os objetivos comuns destes projetos são 1) Obtenção de dados orbitais de meteoróides 2) Associar meteoróides com asteróides e cometas pelo estudo da evolução de suas órbitas. 3) Obter e estudar espectros de meteoros.

No hemisfério sul existem duas redes de detecção de meteoros: a “Desert Fireball Network” (ver [Bland, 2004](#)), em operação na Austrália, e a “Brazilian



Figura 3.3: Meteoro rasante terrestre (“Earth-grazing”) registrado em 14 de janeiro de 2015 UT por câmeras de TV instaladas em Batatais e Nhandeara (direita), ambas cidades do interior do Estado de São Paulo. Fonte: BRAMON (<http://bramon.org>)

Meteor Observation Network” (BRAMON) no sudeste do Brasil.

Todas as iniciativas anteriores visam o estudo de propriedades dinâmicas (trajetória atmosférica e órbita) e físicas (magnitude e massa) dos meteoros. Com o mesmo objetivo, neste capítulo serão apresentados métodos de obtenção destas características dos meteoros. Parte das técnicas a seguir foram utilizadas na determinação das magnitudes aparentes de meteoros registrados pela câmera proposta nesta tese e a trajetória atmosférica e órbita de um grande meteoro visto no Sudeste brasileiro em abril de 2012. Os parâmetros dinâmicos dos meteoros foram obtidos com a aplicação do método da intersecção dos planos de [Ceplecha \(1987a\)](#) apresentado na Seção (3.2).

3.2 Determinação da Trajetória Atmosférica e Órbita de um Meteoro

3.2.1 Projeção Esferográfica

Eventualmente, imagens de um mesmo meteoro podem ser obtidas em diversas estações de uma rede de detecção. Devido as diferentes posições geográficas

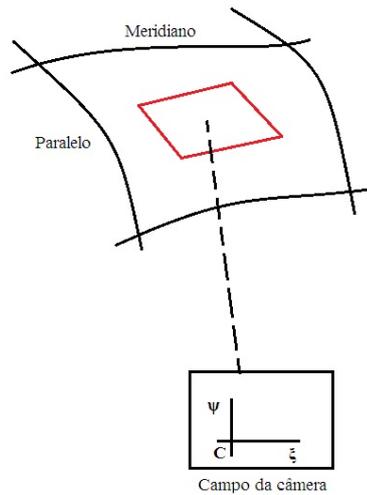


Figura 3.4: Uma câmera registra certa parcela da esfera celeste. O plano focal da objetiva é tangente a esfera celeste. As coordenadas ξ e ψ são definidas sobre este plano e com origem no centro da placa C . Fonte: Imagem baseada em representação equivalente de [Rodríguez \(2002\)](#)

destas estações, o meteoro terá uma trajetória diferente entre as estrelas de fundo nestas imagens. Em cada imagem, a trajetória será registrada em uma parte diferente da abóboda celeste (Fig. 3.3). A objetiva da câmera gera uma imagem deformada da esfera celeste. Esta deformação é o resultado da projeção desta esfera no plano focal da objetiva. Esta projeção é denominada de estereográfica. No plano focal do instrumento, as posições dos objetos detectados podem ser representadas pelas coordenadas padrão ξ e ψ . (Fig. 3.4).

Para a determinação da trajetória real do meteoro na atmosfera é preciso medir sua trajetória aparente com relação as estrelas que aparecem nas imagens no sistema equatorial celeste, que possui as coordenadas ascensão reta (α) e declinação (δ). Conhecendo as coordenadas equatoriais das estrelas de campo, é possível efetuar a astrometria do meteoro ([Rodríguez, 2002](#)). A correlação entre os sistemas de coordenadas padrão e equatorial celeste é definida no próximo tópico.

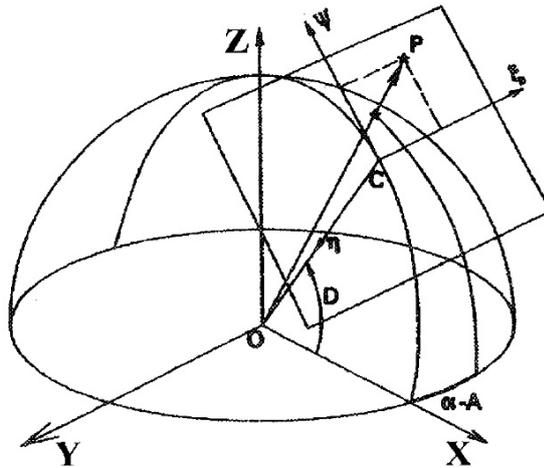


Figura 3.5: Sobre uma esfera de raio unitário é definido um sistema retangular de coordenadas OXYZ no qual, XY é o plano equatorial e XZ é o plano meridiano que passa pelo centro do campo da câmera C(A,D). Por definição $OC=1$ e $OP=t$. Fonte: [Rodríguez \(2002\)](#)

3.2.2 Coordenadas Horizontais e Equatoriais

O primeiro objetivo será transformar as coordenadas padrão do meteoro na imagem em coordenadas equatoriais. Para tal, se definirá um sistema de coordenadas retangulares sobre o plano tangente à esfera celeste, tomando como origem as coordenadas do centro C da imagem (Fig. 3.5). As coordenadas equatoriais de C são A e D , que são supostas conhecidas. A coordenada padrão ψ tem a direção do meridiano com ascensão reta α e sentido positivo para o polo norte celeste. Por outro lado, a coordenada ξ é perpendicular a ψ e positiva para a direção oeste. Estas coordenadas serão chamadas de horizontais e são relacionadas com as coordenadas equatoriais (α, δ) através do centro da placa.

Um ponto P com coordenadas retangulares (x,y,z) na direção de uma

estrela $E(\alpha, \delta)$ será dado pelas equações:

$$\begin{aligned} x &= t \cos(\alpha - A) \cos \delta, \\ y &= t \sin(\alpha - A) \cos \delta, \\ z &= t \sin \delta. \end{aligned} \tag{3.1}$$

A partir desta expressão pode-se obter as equações que relacionam as coordenadas equatoriais e padrão (ver [Steyaert, 1990](#)):

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{-\cos \delta \sin(\alpha - A)}{\cos D \cos(\alpha - A) \cos \delta + \sin D \sin \delta}, \\ \psi &= \frac{-\sin D \cos(\alpha - A) \cos \delta + \cos D \sin \delta}{\cos D \cos(\alpha - A) \cos \delta + \sin D \sin \delta}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Similarmente, pode-se obter uma transformação entre coordenadas padrão para as equatoriais:

$$\begin{aligned} \alpha &= A + \arctan \frac{\xi}{\psi \sin D - \cos D}, \\ \delta &= \arctan \frac{\psi \cos D + \sin D}{\sqrt{\xi^2 + (\psi \sin D - \cos D)^2}}. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Ressalva-se que a expressão (3.3) é a inversa da (3.2) e vice-versa.

A exatidão da conversão das coordenadas padrão para equatoriais pode ser reduzida pela ação dos seguintes fatores:

1. Os eixos definidos pelos sistemas de coordenadas horizontal e retangular não são necessariamente coincidentes. Isto implica em uma rotação entre os eixos.
2. Não conhecemos com exatidão o centro da imagem (A, D) .
3. O sensor (filme fotográfico ou CCD) pode não estar perpendicular ao

eixo óptico da objetiva gerando uma deformação de campo.

Estes problemas podem ser corrigidos e a astrometria do traço do meteoro pode ser obtida com a aplicação do método das dependências de Schlesinger.

3.2.3 Método das Dependências de Schlesinger

Para cada imagem, se deve encontrar uma relação entre as coordenadas padrão do meteoro e suas equivalentes no sistema equatorial, levando em consideração os fatores enunciados no tópico anterior. Para tal, será apresentado o método das dependências de Schlesinger (1911). As coordenadas padrão (ξ, ψ) , podem ser relacionadas com as coordenadas horizontais (x, y) mediante as seguintes equações:

$$\begin{aligned}\xi - x &= ax + by + c, \\ \psi - y &= dx + ey + f,\end{aligned}\tag{3.4}$$

nas quais a, b, c, d, e e f são uma série de parâmetros para serem ajustados que se denominam de constantes de placa. Deste modo, para conhecer o valor das coordenadas horizontais basta determinar estas constantes. Para medir sobre a imagem as coordenadas retangulares das estrelas $(x_i$ e $y_i)$ nas cercanias dos meteoros, toma-se como referência um ponto arbitrário. Considerando n estrelas de referência de um catálogo qualquer, obteremos n equações com n incógnitas que podem ser expressas na forma matricial:

$$\boldsymbol{\xi} = \begin{pmatrix} \xi_1 - x_1 \\ \xi_2 - x_2 \\ \dots \\ \xi_n - x_n \end{pmatrix}; \quad \boldsymbol{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 - y_1 \\ \psi_2 - y_2 \\ \dots \\ \psi_n - y_n \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ \dots & \dots & \dots \\ x_n & y_n & 1 \end{pmatrix}\tag{3.5}$$

O sistema de equações deve ser resolvido para obter as constantes da imagem:

$$A \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \xi; \quad A \begin{pmatrix} d \\ e \\ f \end{pmatrix} = \psi. \quad (3.6)$$

Aplicando-se o método dos mínimos quadrados, as soluções que minimizam as diferenças quadráticas podem ser descritas como:

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = (A^T A)^{-1} A^T \xi; \quad \begin{pmatrix} d \\ e \\ f \end{pmatrix} = (A^T A)^{-1} \psi \quad (3.7)$$

As equações assumem que as constantes da imagem estão relacionadas com as coordenadas padrão e as medidas sobre a imagem de forma linear por meio das equações de [Turner \(1893\)](#). Entretanto, esta hipótese nem sempre é válida. Deste modo, será apresentado o método estendido ou geral, no qual não se supõe uma dependência linear.

3.2.4 O Método Estendido

A ação da translação, rotação e escala implicam em uma série de dependências entre (ξ, ψ) e (x, y) .

A partir da Figura 3.6, se deduz que sendo K a relação de escala (x_0, y_0) , o vetor de translação e o ângulo de rotação β então, a relação entre as coordenadas medidas sobre a placa e as coordenadas padrão serão:

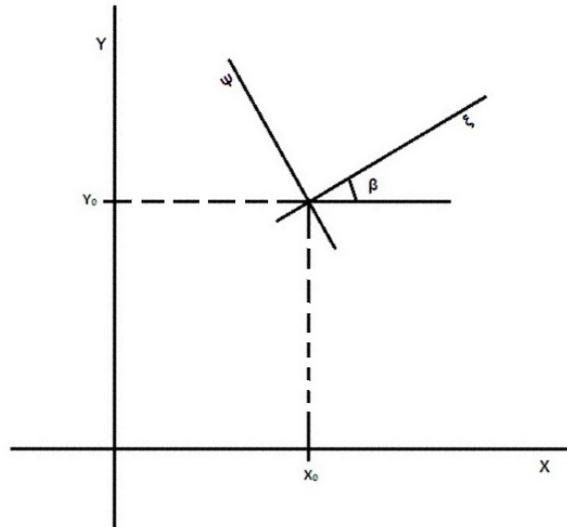


Figura 3.6: Relação entre os sistemas de coordenadas padrão e retangular. Fonte: Imagem baseada em representação equivalente de [Rodríguez \(2002\)](#)

$$K \begin{pmatrix} \xi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Com o objetivo de calcular as coordenadas horizontais na imagem é preciso conhecer o centro da placa (A, D). As coordenadas A e D , juntamente com K , x_0 , y_0 e β , constituem as seis constantes da imagem que devem ser determinadas. Conhecidas as constante e posições das estrelas sobre a imagem, pode-se calcular as coordenadas horizontais e a partir das coordenadas equatoriais (α , δ) do meteoro.

Para calcular as constantes da imagem, a equação (3.8) pode ser expressa

para uma estrela de referência i da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 \xi_i &= x_i \frac{\cos \beta}{K} + y_i \frac{\sin \beta}{K} - \frac{x_0 \cos \beta + y_0 \sin \beta}{K}, \\
 \xi_i + x_i \nu_1 &= y_i \nu_2 - \nu_3, \\
 \psi_i &= -x_i \frac{\sin \beta}{K} + y_i \frac{\cos \beta}{K} - \frac{-x_0 \sin \beta + y_0 \cos \beta}{K} \\
 \xi_i &= y_i \nu_1 - x_i \nu_2 + \nu_4,
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

das quais, podemos definir as seguintes variáveis:

$$\begin{aligned}
 \nu_1 &= \frac{\cos \beta}{K}; & \nu_3 &= \frac{x_0 \cos \beta + y_0 \sin \beta}{k}, \\
 \nu_2 &= \frac{\sin \beta}{k}; & \nu_4 &= \frac{x_0 \sin \beta - y_0 \cos \beta}{K}.
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Estas variáveis serão mais úteis para expressar uma função das constantes da imagem. Aplicando relações trigonométricas e operando as expressões anteriores, [Steyaert \(1990\)](#) obteve:

$$\begin{aligned}
 K &= \frac{1}{\sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}}, \\
 \beta &= \arctan \frac{\nu_2}{\nu_1}, \\
 x_0 &= \frac{-\nu_3 \cdot \nu_1 + \nu_4 \cdot \nu_2}{\nu_1^2 + \nu_2^2}, \\
 y_0 &= -\frac{-\nu_3 \cdot \nu_2 - \nu_4 \cdot \nu_1}{\nu_1^2 + \nu_2^2}.
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

As constantes auxiliares ν_1 , ν_2 , ν_3 e ν_4 são calculadas a partir das fórmulas anteriores e das constantes K , x_0 , y_0 e β . Deve ser levado em consideração que para n estrelas de referência, as equações (3.9) podem ser expressas na forma matricial para facilitar a resolução do sistema. Para a determinação do centro de placa, um método de otimização pode ser empregado.

3.2.5 Reconstrução da Trajetória de um Meteoro na Atmosfera

Conhecida a trajetória aparente do meteoro em cada estação em coordenadas equatoriais pode-se calcular sua trajetória na atmosfera em função das coordenadas terrestres. O tratamento geral do problema é o dado por [Ceplecha \(1987a\)](#) embora existam procedimentos com mais exatidão (ver [Dubiago, 1961](#)). O modelo de Ceplecha foi analisado e comparado com outros métodos por [Borovicka \(1990\)](#), incorporando a possibilidade de ponderar a contribuição de cada estação, dependendo da geometria da observação do meteoro. É especialmente importante considerar que podem haver estações nas quais a trajetória do meteoro seja muito segmentada, sendo portanto menos precisa. O método dos planos de Ceplecha possibilita obter uma trajetória mais exata, baseada na concatenação das trajetórias aparentes obtidas em diversas estações. A trajetória obtida em diversas estações possibilita ainda a determinação da radiante aparente do meteoro. A radiante é o ponto da abóboda celeste de origem do meteoro, sendo parâmetro fundamental para a obtenção de sua órbita heliocêntrica.

A trajetória de um meteoro no céu define um plano que contenha a estação de observação na superfície terrestre. O método criado por Ceplecha consiste em determinar a trajetória do meteoro no sistema solar baseada na interseção dos planos definidos a partir de diversas estações.

Todos os cálculos deste método são feitos em coordenadas geocêntricas. Em função disso é preciso efetuar a conversão de latitude geográfica (φ) em geocêntrica (φ'):

$$\varphi' = \varphi - 0,1924230867^\circ \sin 2\varphi + 0,000323122^\circ \sin 4\varphi - 0,0000007235^\circ \sin 6\varphi \quad (3.12)$$

Também é preciso obter o valor do raio-vetor geocêntrico na altitude da estação (R), que é expresso em km:

$$R = \left(40680669,86 \frac{1 - 0,0133439554 \sin^2 \varphi}{1 - 0,006694385096 \sin^2 \varphi} \right)^{1/2}. \quad (3.13)$$

O sistema de coordenadas retangulares geocêntricas é definido como:

$$\begin{aligned} X &= (R + h) \cos \varphi' \cos \vartheta, \\ Y &= (R + h) \cos \varphi' \sin \vartheta, \\ Z &= (R + h) \sin \varphi'. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Deste modo, qualquer vetor na direção das coordenadas equatoriais (α, δ) poderá ser escrito no mesmo sistema de coordenadas retangulares:

$$\begin{aligned} \xi &= \cos \delta \cos \alpha, \\ \eta &= \cos \delta \sin \alpha, \\ \zeta &= \sin \delta. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Cada ponto medido da trajetória do meteoro pode ser representado no sistema de coordenadas anterior por três grandezas ξ_i, η_i e ζ_i , nas quais $i = 1, 2, \dots, k$, sendo k o número de todos os pontos medidos sobre a trajetória do bólido. Normalmente pode-se tomar somente o ponto de início e fim da trajetória aparente do meteoro.

Se (a, b, c) é um vetor unitário perpendicular ao plano que contém a trajetória do meteoro então, pode-se escrever

$$a\xi_i + b\eta_i + c\zeta_i = \Delta_i, \quad (3.16)$$

na qual, $\Delta_i = 0$ representa o caso ideal no qual todos os pontos medidos

encontram-se exatamente sobre o mesmo círculo máximo. Esse caso corresponde a que cada conjunto de coordenadas (ξ_i, η_i, ζ_i) seja perpendicular a (a, b, c) . Os valores de Δ_i são na prática pequenos, mas não nulos. Este parâmetro pode ser minimizado escolhendo um vetor desconhecido (a, b, c) com a condição:

$$\sum_{i=1}^k \Delta_i^2 = \text{mínimo} \quad (3.17)$$

Derivando a condição anterior, a solução do vetor desconhecido (a, b, c) é obtida mediante as seguintes relações:

$$\begin{aligned} a' &= \sum_{l=1}^k \xi_l \eta_l \sum_{i=1}^k \eta_i \zeta_i - \sum_{i=1}^k \eta_i^2 \sum_{i=1}^k \xi_i \zeta_i, \\ b' &= \sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \sum_{i=1}^k \xi_i \zeta_i - \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \sum_{i=1}^k \eta_i \zeta_i, \\ c' &= \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \sum_{i=1}^k \eta_i^2 - \left(\sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \right)^2, \\ d' &= (a'^2 + b'^2 + c'^2)^{1/2}, \\ a &= a'/d', \\ b &= b'/d', \\ c &= c'/d', \end{aligned} \quad (3.18)$$

substituindo o vetor (a, b, c) , obtido do sistema de coordenadas (X, Y, Z) escrito para uma estação qualquer, pode-se obter a posição geocêntrica do plano que contem a estação e a trajetória:

$$\begin{aligned} a_A \xi + b_A \eta + c_A \zeta + d_A &= 0, \\ d_A &= a_A X_A + b_A Y_A + c_A Z_A, \end{aligned} \quad (3.19)$$

na equação anterior, d_A representa a distância deste plano ao centro da Terra.

Para calcular a trajetória, o meteoro deve ter sido registrado em pelo menos duas estações. Qualquer par delas podem definir os planos independentemente

da trajetória do meteoro. A interseção de ambos os planos dará exatamente a trajetória do meteoro na atmosfera definida a partir dos registros obtidos nas estações.

Considerando duas estações quaisquer A e B, podemos derivar da equação anterior, a interseção dos planos:

$$\begin{aligned}\xi_R &= (b_{ACB} - b_{BCA})/d, \\ \eta_R &= (a_{BCA} - a_{ACB})/d, \\ \zeta_R &= (a_A b_B - a_B b_A)/d,\end{aligned}\tag{3.20}$$

nas quais d é dado por:

$$d = \sqrt{(b_{ACB} - b_{BCA})^2 + (a_{BCA} - a_{ACB})^2 + (a_A b_B - a_B b_A)^2}.\tag{3.21}$$

Usando o sistema de equações (3.15) pode-se transformar as coordenadas retangulares (ξ_R, η_R, ζ_R) na ascensão reta e declinação da radiante do meteoro (α_R, δ_R) . A radiante é definida como o ponto onde a trajetória do meteoro corta a abóbada celeste, no sentido contrário ao movimento do meteoro em queda prolongado para trás. No caso em que a radiante está abaixo do horizonte, deve-se calcular sua projeção oposta na abóbada celeste, denominada de antirradiante, somente mudando o sinal do vetor ξ_R, η_R e ζ_R .

3.2.6 Distância, Velocidade e Desaceleração em Função do Tempo

Conhecendo-se as distâncias que separam os pontos na trajetória (l_n) e as alturas a partir do nível zero (h_n) para cada tempo (t_n), podemos obter a

velocidade média da partícula num deslocamento i :

$$v_i = \frac{l_i}{t_i} \quad (3.22)$$

Entretanto, um meteoróide apresenta uma progressiva desaceleração conforme mergulha em camadas mais densas da atmosfera terrestre. Entretanto, esta desaceleração varia consideravelmente de um meteoróide para outro. Os meteoróides de alta velocidade geocêntrica e origem cometária apresentam uma desaceleração maior que 1% pois, a partícula volatiliza-se muito rapidamente sem alcançar as camadas atmosféricas mais baixas. Por outro lado, a desaceleração pode ser dez vezes maior se o meteoróide possui maior densidade e origem presumivelmente asteroidal. Estes corpos são capazes de se desintegrarem em camadas atmosféricas mais densas com a mesosfera ou mesmo, a estratosfera.

A partir da velocidade média em cada intervalo i pode-se calcular a desaceleração sofrida pelas partículas ajustando-se a velocidade em função do tempo.

Um dos parâmetros do problema é a velocidade “no infinito” (V_∞) que corresponde a velocidade inicial (usualmente pré-atmosférica). Esta é a velocidade que o corpo possui antes que os efeitos da ablação e desaceleração atmosférica fossem maiores que os da gravidade terrestre. Esta velocidade V_∞ e a radiante correspondente $(\xi_R, \eta_R, \zeta_R) = (\alpha_R, \delta_R)$ definem o vetor inicial da velocidade necessária para os cálculos da órbita.

3.2.7 Determinação da Órbita de um Meteoro

O último passo para determinar a origem do meteoróide no sistema solar é reconstruir sua órbita heliocêntrica (Fig. 3.7). Os tópicos anteriores apresen-

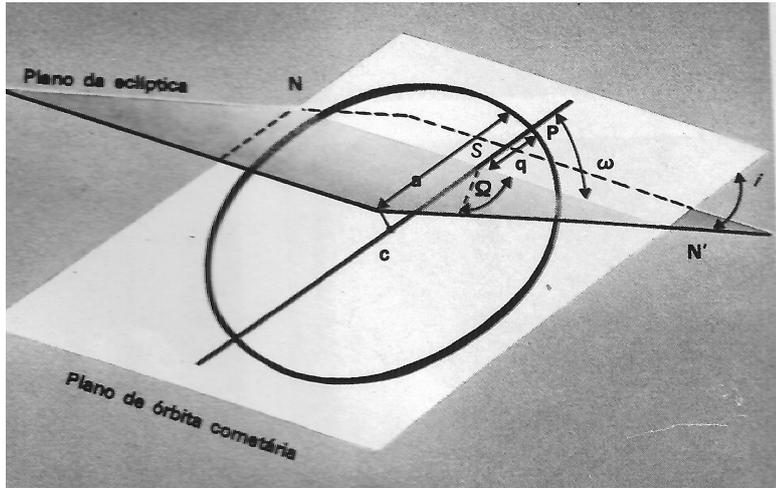


Figura 3.7: Elementos de uma órbita. N' : nodo ascendente; N : nodo descendente; c : centro da órbita; a : semi-eixo maior; S : Sol; q : distância ao periélio; ω : argumento do periélio; i : inclinação; Ω : longitude do nodo ascendente. O plano orbital terrestre define a eclíptica. Fonte: [Gomes e Navarro \(1985\)](#).

taram os métodos de cálculo da trajetória média de um meteoro na atmosfera. Projetando esta trajetória na abóbada celeste determina-se a radiante (α_R, δ_R). Outros parâmetros importantes são a velocidade pré-atmosférica (V_∞) e a velocidade média do meteoro (v), com v sendo a velocidade do meteoro no metade da trajetória na direção da radiante. Com estes quatro dados observacionais ($V_\infty, v, \alpha_R, \delta_R$) é possível determinar a órbita heliocêntrica do meteoróide.

O primeiro passo é corrigir o vetor velocidade observado (v, α_R, δ_R) do efeito causado pela rotação terrestre. A velocidade de rotação terrestre (v_t) é dada por:

$$v_t = \frac{2\pi(\bar{R}_n + \bar{h}_n) \cos \varphi_n'}{86164,09} \quad (3.23)$$

Nesta expressão, há o raio vetor do ponto médio (X_n, Y_n, Z_n) tomado sobre a trajetória calculada (expressa em km) do qual obtem-se a velocidade média

do meteoro. Outra variável é φ'_n que se constitui na latitude geocêntrica deste ponto. Como as coordenadas geocêntricas da radiante observada são dadas pelas equações (3.15), o vetor velocidade corrigido $V_c (V_{xc}, V_{yc}, V_{zc})$ é dado pelo vetor velocidade calculado $V(V_x, V_y, V_z)$. Os componentes deste vetor estão representados por $v_x = |v|\xi$, $v_y = |v|\eta$ e $v_z = |v|\zeta$ e por sua correspondente representação geocêntrica:

$$\begin{aligned} v_{xc} &= v_x - v_T \cos \alpha_E, \\ v_{yc} &= v_y - v_T \sin \alpha_E, \\ v_{zc} &= v_z, \end{aligned} \tag{3.24}$$

na qual, α_E é a ascensão reta do ponto. Este corresponde a latitude φ_n e a longitude λ_n do ponto calculado da trajetória do meteoro.

Outra correção da velocidade estimada (v_c) está associada à atração introduzida pela gravidade terrestre para se obter o vetor velocidade geocêntrica $v_G (v_{Gx}, v_{Gy}, v_{Gz})$. Para tal, realizam-se dois passos. Inicialmente se corrige v_c para obter o vetor pré-atmosférico (sem mudar sua direção) somente acrescentando a diferença entre a velocidade inicial e o módulo da velocidade calculada v_c . A grandeza resultante é denominada de $V_{\infty c}$ sendo dada por:

$$V_{\infty c} = v_c + v_{\infty} - v. \tag{3.25}$$

Como o valor absoluto v_G do vetor velocidade geocêntrica será então

$$v_G = \sqrt{\frac{v_{\infty c}^2 - 797201,0}{\bar{R}_n + \bar{h}_n}} \tag{3.26}$$

As velocidades (3.24) podem ser transformadas usando-se (3.15) na ascensão reta e declinação da radiante corrigida da rotação terrestre, denotada como

α_c, δ_c . Então, a coordenada z_c será calculada com:

$$\cos z_c = \sin \delta_c \sin \varphi_n' + \cos \delta_c \cos \varphi_n' \cos(\vartheta_n - \alpha_c), \quad (3.27)$$

a equação anterior é escrita em termos da latitude geocêntrica (φ_n') do ponto médio sobre a trajetória calculada e z_c , definida como a distância zenital geocêntrica. Este procedimento justifica-se pois a gravidade atua gradualmente mudando a direção do meteoróide aproximando-se da Terra. Corrigindo z_c por $\Delta z_c > 0$ a partir de:

$$\Delta z_c = 2 \arctan \frac{(v_{\infty c} - v_G) \tan \frac{z_c}{2}}{(v_{\infty c} + v_G)}, \quad (3.28)$$

com isto, pode-se calcular a distância zenital da radiante geocêntrica (z_G) como:

$$z_G = z_c + \Delta z_c, \quad (3.29)$$

como o azimute não mudará o valor de v_c e, portanto, pode ser calculado tomando novamente a latitude geocêntrica, a partir de α_c e δ_c . Deste modo:

$$a_G = a_c, \quad (3.30)$$

pode-se transformar a_G, z_G em ascensão reta e declinação da radiante geocêntrica α_G, δ_G mediante φ_n' e ϑ_n' . Como usam-se coordenadas aparentes das estrelas para converter as coordenadas x e y medidas sobre as imagens em azimutes e distâncias zenitais arbitrárias (a, z) então, as coordenadas α_G e δ_G também estarão neste sistema de coordenadas. Usualmente, convertem-se tais coordenadas em outras associadas a uma época determinada (no equinócio do ano 2000 por exemplo).

A partir de v_G, α_G e δ_G pode-se calcular o vetor velocidade heliocêntrico

(v_H, L_H, B_H) que o meteoróide possuía em sua órbita solar, pouco antes de entrar na atmosfera terrestre. L e B são a longitude e latitude eclípticas. Para chegar a esse vetor, converte-se α_G e δ_G em longitude e latitude eclípticas L_G e B_G para a época mais próxima. O sistema heliocêntrico elíptico de coordenadas retangulares será definido como:

$$\begin{aligned} X &= r \cos L \cos B, \\ Y &= r \sin L \cos B, \\ Z &= r \sin B, \end{aligned} \tag{3.31}$$

nas quais r é a distância do Sol (raio vetor). A posição da Terra neste sistema pode ser calculada a partir da longitude solar, convertendo o sistema de coordenadas para o início do ano menos $180,^\circ$ ($L_{Sol} - 180,^\circ$) e a partir do raio vetor terrestre usando a definição (3.31).

O vetor velocidade da Terra pode ser calculado a partir da mudança da longitude solar (L_{Sol}) e a partir da mudança do raio vetor r . Denotando V_{ap} como a velocidade da Terra em unidades astronômicas por dia solar e sendo t o tempo em dias solares então será escrito como:

$$V_{AP} = \sqrt{\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(r \frac{dL_{Sol}}{dt}\right)^2}, \tag{3.32}$$

a direção de V_{ap} é dada em termos da longitude eclíptica do apex terrestre (L_{ap}) com o qual pode-se escrever:

$$L_{AP} = L_{Sol} - \frac{\pi}{2} - \frac{\frac{dr}{dt}}{r \frac{dL_{Sol}}{dt}}, \tag{3.33}$$

com todos os ângulos expressos em radianos. O apex indica a direção do vetor velocidade orbital solar em torno do centro galáctico.

As coordenadas retangulares da velocidade heliocêntrica do meteoróide

V_H (v_{Hx} , v_{Hy} , v_{Hz}) são calculadas mediante as equações:

$$\begin{aligned} v_{Hx} &= -v_H \cos L_G \cos B_G + V_{AP} \cos L_{AP}, \\ v_{Hy} &= -v_G \sin L_G \cos B_G + V_{AP} \sin L_{AP}, \\ v_{Hz} &= -v_G \sin B_G, \end{aligned} \quad (3.34)$$

assim pode-se escrever a equação para cada componente da velocidade:

$$\begin{aligned} v_{Hx} &= v_H \cos L_H \cos B_H, \\ v_{Hy} &= v_H \sin L_H \cos B_H, \\ v_{Hz} &= v_H \sin B_H, \end{aligned} \quad (3.35)$$

desta forma, usando (3.34) determinam-se todos os componentes retangulares do vetor velocidade geocêntrica e substituem-se com sinal oposto obtendo-se a radiante heliocêntrica do meteoro (L_H , B_H) e o vetor velocidade heliocêntrico (V_H). Como na equação (3.32), o vetor velocidade V_{ap} está dado em U.A por dia solar e que V_G , dado em km/s, necessita de um fator de conversão. Este fator foi incluído no sistema da União Astronômica Internacional (1976) de constantes astronômicas como:

$$v_G[\text{km/s}] = 1731\,456829v_G[\text{U.A / dia solar}]. \quad (3.36)$$

Todas as velocidades que aparecem em (3.35) devem estar em um mesmo sistema de unidades. Deste modo, com as velocidades expressas em U.A/dia solar o semi-eixo da órbita será dado por:

$$a = \frac{k^2 r}{2k^2 - rv_H^2}, \quad (3.37)$$

na qual, $k = 0,01720209895$ é a constante gravitacional gaussiana em unidades

[U.A-dia solar-massa solar]. A longitude do modo ascendente (Ω) dependerá do sinal de B_H :

$$\begin{aligned} \text{se } B_H > 0 &\rightarrow \Omega = L_{Sol}, \\ \text{se } B_H < 0 &\rightarrow \Omega = L_{Sol} - \pi. \end{aligned} \quad (3.38)$$

A inclinação da órbita i será dada por seus cosseno e seno:

$$\begin{aligned} \sqrt{\rho} \cos i &= \frac{rV_{Hx} \sin L_{Sol} - rv_{Hy} \cos L_{Sol}}{k}, \\ \sqrt{\rho} \cos i &= \frac{-rv_{Hz} \sin L_{Sol}}{k \sin \Omega}, \\ \sqrt{\rho} \cos i &= \frac{-rv_{Hz} \cos L_{Sol}}{k \cos \Omega}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

A excentricidade da órbita e a anomalia verdadeira ν podem ser calculadas a partir de:

$$\begin{aligned} e \sin \nu &= \frac{-\sqrt{\rho} \cos L_{Sol} + v_{Hy} \sin L_{Sol}}{k}, \\ e \cos \nu &= \frac{\rho}{r} - 1, \end{aligned} \quad (3.40)$$

da qual p será dado pelas equações (3.39). O argumento do periélio ω é dependente do sinal de B_H :

$$\begin{aligned} \text{se } B > 0 &\rightarrow \omega = \pi - \nu \\ \text{ou } B < 0 &\rightarrow \nu \end{aligned} \quad (3.41)$$

Se a órbita é elíptica ($a > 0$), a distância ao periélio (q) e a distância ao afélio (Q) poderão ser calculados a partir das relações geométricas:

$$\begin{aligned} q &= a(1 - e), \\ Q &= a(1 + e). \end{aligned} \quad (3.42)$$

Transformando a anomalia verdadeira (ν) em anomalia média (μ) calcula-se o

tempo DT transcorrido desde a última passagem pelo periélio do meteoróide:

$$DT = \frac{\mu \cdot a^{3/2}}{k} \quad (3.43)$$

Todos os elementos orbitais angulares agora estão dados para a época da observação e devem ser convertidos para os valores da época padrão. Nesta tese, todos os elementos orbitais foram associados ao equinócio J2000. O "J" implica trata-se de um ano no calendário juliano, que possui uma duração de 365,25 dias.

3.3 Determinação da Magnitude de um Meteoro

A determinação das magnitudes dos meteoros (Fig. 3.8) é fundamental para a obtenção do espectro de fluxo de massa durante uma chuva de meteoros. Especificamente, o brilho dos objetos astronômicos é medido na escala de magnitudes. Na escala de magnitudes de Pogson (1856), um objeto de magnitude um é cem vezes mais luminoso que outro de magnitude seis. Esta relação entre as magnitudes é baseada na resposta logarítmica que o olho humano possui a estímulos luminosos.



Figura 3.8: Possível meteoro Eta Aquarídeo (ETA) registrado em 07,758 de maio de 2013 UT pela Estação do Barbalho. Soma de 52 quadros com 0,033s de exposição cada.

As magnitudes instrumentais v do meteoro e das estrelas de campo são obtidas somando-se a intensidade da radiação oriunda do objeto que sensibilizou os pixels contidos em um abertura poligonal. Esta abertura é construída ao redor do centróide do objeto. Nesta tese, para a calibração das magnitudes instrumentais foi utilizado o método de [Koten \(1999\)](#). Neste método é efetuada uma correlação das magnitudes aparentes de catálogo V e instrumentais das estrelas de campo. Esta correlação destina-se a gerar uma curva de calibração que posteriormente possa ser usada com os meteoros. Os parâmetros que descrevem esta curva podem ser obtidos determinando-se os coeficientes linear e angular da relação entre $V \times v$:

$$V = av + b. \quad (3.44)$$

Usando esta relação, as magnitudes instrumentais v do meteoro podem ser convertidas em magnitudes aparentes V e correlacionadas com o tempo para a composição de uma curva de luz (Fig. 3.9). Para aplicação deste método, as magnitudes V das estrelas de campo devem ser conhecidas. Estas magnitudes

visuais das estrelas de campo foram obtidas do Yale Bright Star Catalog (Hoffleit e Warren, 1987). Considerou-se que o pico de sensibilidade do CCD da câmera corresponde aproximadamente a região coberta pelo filtro V do sistema Johnson-Morgan (ver Henden, 2000). Neste sistema fotométrico, o filtro V é centrado no comprimento onda de 545 nm e largura espectral de 850 nm.

No sítio de observação do Barbalho (Salvador), a poluição luminosa e atmosférica reduziu drasticamente o número de objetos astronômicos que foram detectados pela câmera. Somente estrelas brilhantes como Arcturus, Antares, Rigel e Sírius e o planeta Júpiter puderam ser registrados. Deste modo, as magnitudes instrumentais v destes objetos foram obtidas em cada vídeo e correlacionadas com sua magnitude V de catálogo ou efemérides. Os parâmetros a e b da equação (3.44) são $a = 1,1 \pm 0,2$ e $b = 7 \pm 2$.

Uma vez que as estrelas de referência foram observadas em alturas diferentes, em condições atmosféricas diversas e possuem cores variadas, os parâmetros determinados fornecem uma estimativa robusta da magnitude aparente dos meteoros. O desvio das magnitudes V é 0,4. Este valor foi obtido a partir da diferença entre a magnitude da estrela Antares no catálogo Yale e sua estimativa da equação (3.44).

A partir da determinação da magnitude de 49 meteoros observados entre julho e outubro de 2010, pode-se concluir que a magnitude limite da câmera era em torno de 0 (zero). Isto implicou que apenas meteoros mais brilhantes que esta magnitude puderam ser detectados.

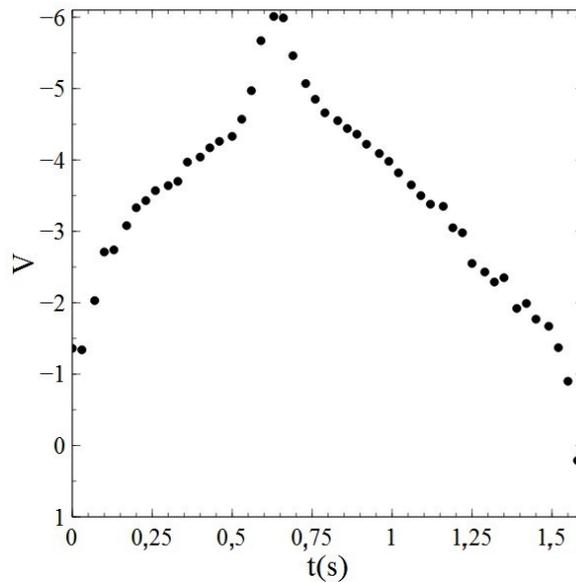


Figura 3.9: Curva de luz $V \times t(s)$ do meteoro da Fig. (3.8). A calibração fotométrica foi obtida com o uso Eq. (3.44).

3.4 Estudo do “Grande Meteoro do Sudeste do Brasil”

Como exemplo da aplicação da seção (3.2) é apresentada a determinação da trajetória atmosférica e órbita de um grande meteoro visto no sudeste do Brasil em abril de 2012 efetuada pelo autor. Este objeto foi registrado em vídeos e fotografias por dezenas de observadores (Fig. 3.10). Como os instrumentos eram pouco sensíveis à luz, não foram registradas estrelas ou planetas que servissem de base para a realização da astrometria do meteoro. Deste modo, o método das dependências de Schlesinger não foi aplicado. As coordenadas horizontais do objeto foram obtidas a partir de registros em vídeo, comparando-se a posição do meteoro com estruturas na superfície terrestre como postes, prédios e casas. Esta mesma técnica foi aplicada por [Zuluaga et al. \(2013\)](#) na determinação da órbita e trajetória atmosférica do meteoro de Chelyabinsk (Rússia) de 2013.

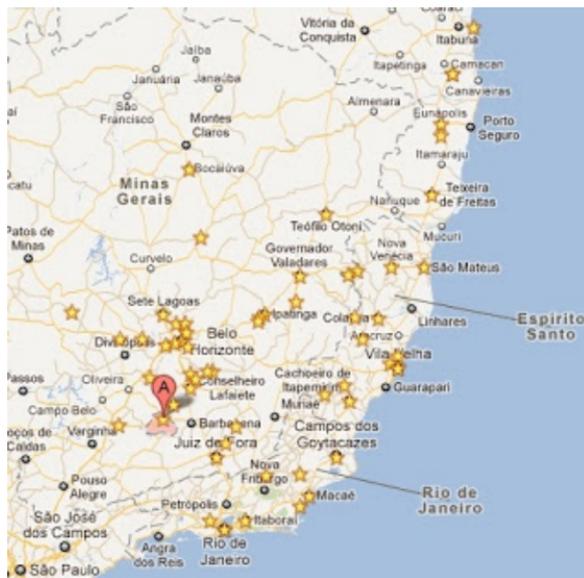


Figura 3.10: Posições dos observadores do meteoro de 21 de abril de 2012 UT (estrelas). As posições foram obtidas a partir de relatos publicados no registro em vídeo de Belo Horizonte no “YouTube” (<http://www.youtube.com>). A distância entre as cidades do Rio de Janeiro e São Paulo é de 358,1 km. “A” representa a cidade de Belo Horizonte.

O “Grande Meteoro” foi observado aproximadamente às 2h30min de 21 de abril de 2012 UT nos estados da Bahia (BA), Espírito Santo (ES), Minas Gerais (MG) e Rio de Janeiro (RJ). O objeto se partiu em três ou quatro fragmentos durante a passagem pela atmosfera terrestre. Neste processo, alguns observadores relataram a ocorrência de “flares”. Pela disposição das testemunhas, pode-se deduzir que o objeto movimentou-se numa linha na direção sudoeste-nordeste (Fig. 3.17).

Uma busca na internet revelou quatro vídeos no “Youtube” registrando o meteoro em Belo Horizonte (BH, MG), Campos dos Goytacazes (Campos, RJ), Ipatinga (MG) e “Grande Vitória”(ES). Não foi possível descobrir o local exato onde foram obtidos os vídeos da “Grande Vitória” e Ipatinga, apesar de inúmeras tentativas de contato com seus autores. Com os quatro vídeos, se poderia ter seis combinações de sítios de observação proporcionando

o refinamento da órbita e trajetória do meteoro. Deste modo, a trajetória atmosférica calculada deste objeto foi baseada nos registros em vídeo feitos em BH e Campos. Ambos os vídeos aparentam ter sido feitos com câmeras de telefones celulares.

Com as informações da lista “Bólidos” (br.groups.yahoo.com/neo/groups/bolidos/) e o programa “Google Earth Street Vision” foi possível identificar a posição dos observadores (Fig 3.11-3.14) com razoável exatidão. Com a aplicação de relações trigonométricas do triângulo retângulo foram determinadas a altura e azimute do início e fim da trajetória do objeto no céu nas duas localidades (Fig 3.15 e 3.16). As coordenadas horizontais (azimute e altura) foram convertidas em ascensão reta e declinação com o uso da planilha EXCEL “radcoord”, disponível em <http://marcolangbroek.tripod.com/metsoft.html>. A órbita e a trajetória atmosférica foram determinadas com o uso de uma variação da planilha EXCEL Meteorb08 (ver [Langbroek, 2004](#)). Ambas planilhas foram desenvolvidas por M. Langbroek, membro da “Dutch Meteor Society”. Na determinação da órbita e trajetória atmosférica admitiu-se que as observações foram simultâneas.

Os dados analisados sugerem que meteoro possuía uma órbita hiperbólica (Tab. 3.1 e Fig. 3.18). O periélio teria ocorrido em $T=9h46min$ de 21 de abril de 2012 UT ou algo como sete horas após o encontro com a Terra. Pelas características orbitais, provavelmente o meteoro era do tipo “Earth-grazing”, como o “Great Daylight Fireball of 1972” (ver [Ceplecha, 1994](#)). Isto sugere que o objeto cruzou a atmosfera terrestre e retornou ao espaço. Durante a fase atmosférica, o meteoro teve mínima altitude de 74,52km sobre o Estado de Minas Gerais (Fig. 3.17).

Os diagramas 3.15 e 3.16 foram gerados pelo software “Skymap” e mostram as trajetórias aproximadas (setas) do meteoro visto em BH e Campos. Os



Figura 3.11: Um quadro do filme de Campos. O meteoro é indicado pela seta.



Figura 3.12: Local estimado de observação em Campos. Fonte: “Google Earth - Street View”



Figura 3.13: Um quadro do filme de BH. O meteoro é indicado pela seta.



Figura 3.14: Local estimado de observação em BH. Fonte: “Google Earth - Street View”

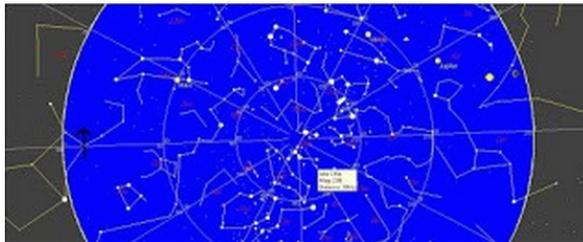


Figura 3.15: Trajetória do meteoro vista de BH (seta). O tempo de trânsito foi de 2 s. O objeto foi visível ao redor da direção leste.

mapas estão nas coordenadas do sistema horizontal de modo que os círculos concêntricos representam a diferentes alturas em relação ao horizonte. A posição das estrelas correspondem as 2h30min de 21 de abril de 2012 UT para um observador voltado para o zênite em ambas localidades.

A posição da radiante aparente (Fig. 3.19), associada ao equinócio do ano 2000 do meteoro. O meteoro surgiu na constelação de “Auriga” (Cocheiro).



Figura 3.16: Trajetória do meteoro vista de Campos (seta). O tempo de trânsito foi de 11 s. O objeto foi visível entre, aproximadamente, as direções oeste-noroeste e norte-noroeste.

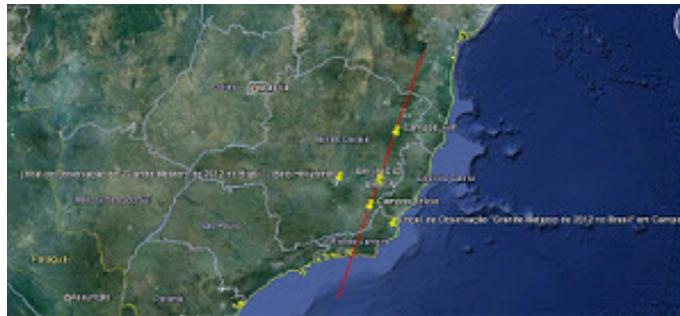


Figura 3.17: Trajetória do objeto sobre o mapa do Brasil do “Google Earth”. Os marcadores amarelos perpendiculares à trajetória são os locais de observação em BH e Campos. Os marcadores amarelos sobre a trajetória representam o começo e fim dos registros em ambas as localidades. O final da trajetória na Bahia é arbitrário.

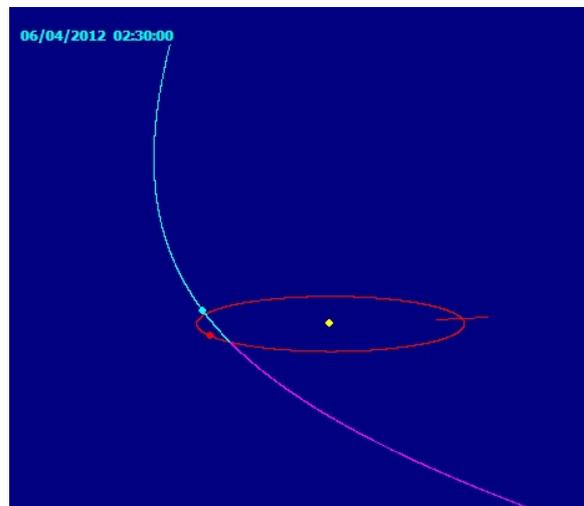


Figura 3.18: Órbita do meteoróide. As posições do meteoróide (azul) e Terra (vermelho) são correspondentes a 15 dias antes do encontro. Os objetos eram separados por $2,93 \times 10^7$ km ou 76 distâncias Terra-Lua.

Tabela 3.1: Parâmetros orbitais do meteoro.

e	1,190
i	28,51 ⁰
Ω	31,22 ⁰
ω	180,45 ⁰
ν (anomalia verdadeira)	359,55 ⁰
q(U.A)	1,005
velocidade heliocêntrica a 1 U.A do Sol (km/s)	44,0
T(dias julianos)	2456038,907



Figura 3.19: Posição da radiante do meteoro (cruz). Diagrama gerado pelo atlas celeste “The Night Sky Atlas” (<http://www.nightskyatlas.com/>).

Isto implica que o objeto é um meteoro esporádico e não um membro da chuva anual dos Lirídios (LYR). Esta associação hipotética aos LYR estava associada a coincidência entre o instante de maior atividade da chuva e a data de observação do meteoro.

A grande velocidade heliocêntrica (44 km/s) e excentricidade podem sugerir que este meteoróide é de origem interestelar, pois a velocidade de escape do sistema solar a 1 U.A. é de 42,1 km/s. Entretanto, devido a pequeno período observacional em BH, pode-se especular que o desvio das estimativas de altura possa ser da ordem da diferença entre estas duas coordenadas, que foi de apenas de 0,7 graus. Isto pode implicar que a órbita não foi bem determinada,

gerando uma trajetória hiperbólica, conforme sugerido por [Hajduková et al. \(2014\)](#). Para refinar a órbita e trajetória atmosférica, o estudo de mais vídeos é fundamental.

Outro problema que pode ser resolvido com mais dados é a determinação da massa pré-atmosférica do objeto. Este parâmetro pode ser obtido a partir de sua magnitude absoluta. A magnitude absoluta de um meteoro é o brilho que o mesmo teria se fosse observado no zênite a uma altitude de 100 km em relação a superfície terrestre (ver [Ceplecha, 1987a](#)). Para a determinação desta magnitude é necessário efetuar-se calibração fotométrica usando-se como referência estrelas, planetas ou a Lua. No vídeo da “Grande Vitória” são registrados dois objetos desconhecidos. Para a identificação dos objetos e cálculo desta magnitude é necessário descobrir onde o registro foi obtido.

Capítulo 4

Tópicos Introdutórios à Mecânica Estatística Não Extensiva

4.1 Mecânica Estatística de Boltzmann-Gibbs

O conceito termodinâmico de entropia S foi formulado por Rudolf Julius Emanuel Clausius (1822-1888) em 1865 no qual $dS = \frac{\delta Q}{T}$ sendo δQ o calor transferido entre um corpo de temperatura mais elevada para outro com temperatura menor e T é a temperatura absoluta do corpo quente. Posteriormente, o físico austríaco Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906) e o físico estadunidense Josiah Willard Gibbs (1839-1903) desenvolveram a teoria da mecânica estatística. Eles associaram a ideia termodinâmica de entropia com uma abordagem probabilística do sistema que possui microestados i com probabilidades p_i . Um exemplo de microestado pode ser definido para um gás ideal formado por N partículas que se movem aleatoriamente e não interagem excetuando-se quando elas colidem elasticamente. Um microestado i deste

gás pode ser a definição da posição e do momento linear de cada partícula em um dado instante. Um macroestado deste mesmo gás pode ser definido a partir de três das quatro variáveis da variável de estado: pressão, volume, temperatura e o número N de partículas.

A entropia de Boltzmann-Gibbs (BG), na forma de Shannon ([Tsallis, 2009b](#)), é dada por

$$S = -k \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i, \quad (4.1)$$

na qual k é a constante de Boltzmann, p_i e W são a probabilidade e a quantidade de microestados compatíveis com o macroestado do sistema.

Quando há equiprobabilidade dos microestados, $p_i = \frac{1}{W}$, a entropia S fica expressa por

$$S = k \ln W. \quad (4.2)$$

Esta equação, conhecida como entropia de Boltzmann, é uma das expressões fundamentais da mecânica estatística. Desde sua formulação existe o interesse em esclarecer se o princípio de Boltzmann poderia ser obtido da dinâmica microscópica ([Einstein, 1910](#)), uma vez que se refere à estados microscópicos.

No ponto de vista macroscópico, que caracteriza a termodinâmica, [Callen \(1985\)](#) apresenta os postulados:

1. Existência de estados de equilíbrio de sistemas simples completamente caracterizados macroscopicamente pela energia interna U , volume V e número de moles N das espécies químicas constituintes. Neste caso, sistemas simples são aqueles macroscopicamente homogêneos, isotrópicos, quimicamente inertes, sem carga elétrica, não sujeitos a campos eletromagnéticos nem gravitacionais e suficientemente grandes para que se possa desprezar qualquer efeito de tamanho finito ou de superfície.

2. Podemos supor a existência de uma função, que chamaremos entropia S que depende apenas das variáveis extensivas do problema ($S = S(U, V, N)$) cujo máximo fornece a configuração de equilíbrio do sistema termodinâmico sob análise.

Parâmetros que tem valores em um sistema composto iguais à soma dos valores em cada um dos subsistemas são chamados parâmetros extensivos.

Deve-se fazer uma distinção das variáveis que são extensivas daquelas que são chamadas variáveis intensivas. Em um sistema em equilíbrio termodinâmico, as variáveis intensivas possuem o mesmo valor em cada parte do sistema, independentemente do tamanho de cada parte. Por outro lado as variáveis extensivas assumem valores que dependem do tamanho das partes. Variáveis extensivas são o volume, energia interna, entropia e o número de moles. Variáveis intensivas são a pressão (p), temperatura (T) e o potencial químico (μ).

3. A entropia é uma função contínua, diferenciável e monotonamente crescente da energia, sendo aditiva sobre os subsistemas constituintes.
4. A entropia anula-se na temperatura de zero absoluto.

Callen restringiu a sua análise a sistemas homogêneos. O argumento inclui a hipótese ergótica e a extensividade. Na hipótese ergódica considera-se que, em um grande período de tempo, a permanência de um sistema em uma dada região do espaço de fase de microestados com mesma energia, é proporcional ao volume da região. Isto implica que todos os microestados acessíveis são equiprováveis ao longo de um período de tempo prolongado. A propriedade da extensividade é válida para virtualmente todos os sistemas físicos, mas não é completamente geral. Existem muitos tipos de sistemas (muitas vezes

considerados dentro da classe de sistemas complexos) que apresentam desvios em relação as previsões do formalismo de BG. Exemplos típicos são sistemas com interações de longo alcance (por exemplo, gravitacionais), sistemas não-lineares no limiar do caos, turbulência, sistemas granulares, entre outros.

Tipicamente, as características dinâmicas nestes tipos de sistemas estão frequentemente associadas a não ergodicidade. A ocupação do espaço de fases deixa de ser equiprovável e podem aparecer estruturas não triviais que invalidem a aplicação da hipótese de caos. Define-se o espaço de fase de um sistema dinâmico como o espaço no qual todos os estados possíveis do sistema estão representados. Cada estado possível é representado por um único ponto neste espaço.

A estatística de BG tem enorme sucesso em sistemas nos quais dominam interações de curto alcance espacial ou variação temporal. Em outras palavras, este formalismo é plenamente aplicável em sistemas fracamente correlacionados.

Exemplos de sistemas que também não são bem descritos estatisticamente pela entropia de BG são os que apresentam interação de longo alcance, memória de longa duração ou estruturas com dimensão fractal ([Boghosian, 1996](#)).

4.2 Mecânica Estatística Não Extensiva

A mecânica estatística não extensiva trata a entropia como sendo não aditiva pela inclusão de um parâmetro q , que é dependente do tipo de sistema analisado. Esta entropia generalizada definida pela equação ([Tsallis, 1988](#)):

$$S_q = k \frac{1 - \sum_{i=1}^W p_i^q}{q - 1}, \quad (4.3)$$

na qual $\sum_{i=1}^W p_i = 1$, k é a constante de Boltzmann, W é o número total de

possibilidades microscópicas do sistema e q é o índice entrópico que relaciona-se com o grau de não-extensividade do sistema (Tsallis, 1999).

S_q se reduz a entropia S no limite $q \rightarrow 1$. O parâmetro q assume valores que são dependentes a natureza do sistema.

Pode-se reescrever a q -entropia como:

$$\begin{aligned}
 S_q &= k \frac{1 - \sum_{i=1}^W p_i^q}{q-1} \\
 &= k \frac{\sum_{i=1}^W p_i - \sum_{i=1}^W p_i^q}{q-1} \\
 &= k \frac{\sum_{i=1}^W (p_i - p_i^q)}{q-1} \\
 &= k \frac{\sum_{i=1}^W p_i (1 - p_i^{q-1})}{q-1}.
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

O uso da propriedade definida por Verbaarschot e Zirnbauer (1985):

$$\lim_{n \rightarrow 0} \frac{T^n - 1}{n} = \ln T, \tag{4.5}$$

e, efetuando a mudança de variáveis $n = q - 1$, pode-se obter a entropia de BG (Eq. 4.2):

$$\begin{aligned}
 \lim_{q \rightarrow 1} S_q &= \lim_{q \rightarrow 1} k \frac{\sum_{i=1}^W p_i (1 - p_i^{q-1})}{q-1} \\
 &= k \sum_{i=1}^W p_i \lim_{q \rightarrow 1} \frac{(1 - p_i^{q-1})}{q-1} \\
 &= -k \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

O funcional (4.3) dá origem a mecânica estatística não extensiva. A generalização de uma teoria requer romper com pelo menos um de seus postulados. A definição do postulado a ser rompido e qual ou quais devem ser mantidos poderá definir sua aceitabilidade (Borges, 2004). A mecânica estatística não aditiva viola o postulado da aditividade. Isto pode ser verificado considerando-se dois sistemas A e B , estatisticamente independentes. Estes sistemas devem satisfazer a condição $p_{ij}(A+B) = p_i(A)p_j(B) \quad \forall(i,j)$ na qual, $\{p_i(A)\}$ e

$\{p_j(B)\}$ representam os conjuntos de probabilidade para os estados dos sistemas. Esta condição implica que a entropia de BG no conjunto total é dada por:

$$S(A + B) = S(A) + S(B). \quad (4.7)$$

Para a mecânica estatística não-extensiva, a entropia de um sistema composto por dois subsistemas estatisticamente independentes é dada por (Tsallis et al., 1998, Tsallis, 1999):

$$\begin{aligned} S_q(A + B) &= k \frac{1 - \sum_i^{W_A} \sum_j^{W_B} [p_i(A)p_j(B)]^q}{1 - q} \\ &= k \frac{1 - \sum_i^{W_A} p_i^q(A) \sum_j^{W_B} p_j^q(B)}{1 - q}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

com

$$S_q(A) = k \frac{1 - \sum_i^{W_A} p_i^q(A)}{1 - q} \Rightarrow S_q(A) \frac{1 - q}{k} - 1 = - \sum_i^{W_A} p_i^q(A) \quad (4.9)$$

e

$$S_q(B) = k \frac{1 - \sum_j^{W_B} p_j^q(B)}{1 - q} \Rightarrow S_q(B) \frac{1 - q}{k} - 1 = - \sum_j^{W_B} p_j^q(B), \quad (4.10)$$

substituindo as Eq. (4.9) e (4.10) na Eq. (4.8), temos:

$$\begin{aligned} S_q(A + B) &= k \frac{1 - [S_q(A) \frac{1 - q}{k} - 1][S_q(B) \frac{1 - q}{k} - 1]}{1 - q} \\ S_q(A + B) &= S_q(A) + S_q(B) + (1 - q) \frac{S_q(A)S_q(B)}{k}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Comparando as Eq. (4.11) e (4.7) verifica-se que o postulado da aditividade da entropia é quebrado.

A entropia de Tsallis é não aditiva para $q \neq 1$. Deste modo, pode-se concluir que o parâmetro entrópico q fornece uma medida direta do grau de não aditividade do sistema, que poder ser: superaditivo $q < 1$, subaditivo $q > 1$ ou aditivo $q = 1$.

A extensividade define-se por uma certa propriedade ser proporcional ao número de partículas N de um sistema (Tsallis 2009a). Em sistemas com interações fracas, a entropia de BG é extensiva. Nestes sistemas, os conceitos de aditividade e extensividade são coincidentes. Por outro lado, a entropia S_q é não extensiva. Para sistemas com uma classe específica de correlações fortes, a entropia de BG pode ser não-extensiva, e pode haver um valor especial do índice q , frequentemente denominado q_{ent} (ent de entropia), que torna a entropia $S_{q_{ent}}$ proporcional a N , implicando em extensividade. A confusão entre os conceitos de aditividade e extensividade levou à denominação de S_q como entropia não-extensiva, mas a denominação adequada é entropia não-aditiva. A expressão não extensiva continua sendo utilizada, e válida, no âmbito da mecânica estatística, pois a energia é não-extensiva, para sistemas com interações de longo alcance. Deste modo, são utilizadas as denominações de mecânica estatística não-extensiva e entropia não-aditiva (Pessoa, 2013). No caso de N subsistemas diferentes, a relação (4.7) generaliza-se imediatamente da forma

$$X\left(\sum_{i=1}^N A_i\right) = \sum_{i=1}^N X(A_i). \quad (4.12)$$

Para o caso especial de subsistemas iguais, $A_i = A$, se tem que

$$X\left(\sum_{i=1}^N A_i\right) = X(NA) = NX(A) \quad (4.13)$$

Por outro lado, o conceito de extensividade relaciona-se com a seguinte ex-

pressão

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{[X(N)]}{N} < \infty \quad (4.14)$$

Um sistema extensivo tem um comportamento assintótico com N tal que existe um fator de proporcionalidade finito entre $[X(N)]$ e N . Esta é uma condição mais débil que a de aditividade. Mais precisamente, aditividade em relação a uma dada lei de composição implica extensividade, na qual:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{X(NA)}{N} = X(A), \quad (4.15)$$

portanto, pode-se considerar que um sistema extensivo é assintoticamente aditivo.

A entropia S_q não é uma alternativa ao conhecido funcional S_{BG} , mas sua generalização. Esta expressão foi aplicada com grande êxito na descrição de fenômenos complexos variados como a descrição da turbulência de fluidos (Beck et al., 2001; Tsallis et al., 2002), a distribuição energética de raios cósmicos (Tsallis et al., 2003) ou espectro dos momentos transversos de hadrons detectados no LHC (Wong e Wilk, 2013). Na astrofísica, a mecânica estatística não extensiva é capaz de descrever fenômenos com escalas de grandezas e naturezas variadas como a distribuição de magnitude de chuvas de meteoros (Betzler e Borges, 2015), os períodos e diâmetros de asteroides (Betzler e Borges, 2012), a curva de rotação de galáxias espirais (Cardone et al., 2011) e as abundâncias de elementos leves derivados do modelo de nucleossíntese primordial (Bertulani et al., 2013). Outras inúmeras aplicações podem ser em Tsallis (2009a).

A entropia S_q , mais especificamente o valor do parâmetro entrópico q é determinado pelas propriedades dinâmicas e geométricas do sistema. Este é

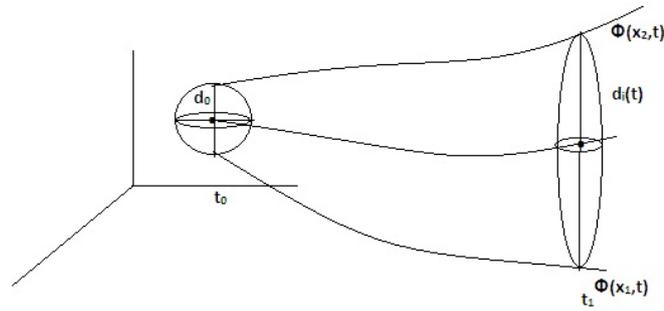


Figura 4.1: Separação exponencial entre duas condições iniciais próximas. Figura baseada em equivalente de Savi (2006).

um ponto central no formalismo da mecânica estatística não extensiva, pois significa que o parâmetro q pode ser determinado a priori, e para alguns sistemas relativamente simples, isso tem sido feito (Tsallis, 2009a). Quando os sistemas apresentam um grau de complexidade mais elevado, torna-se mais difícil essa abordagem a priori, e frequentemente considerar-se que o parâmetro q possa ser determinado a partir de dados experimentais ou observacionais. Na presente tese foi adotada esta última abordagem, mas a seguir será esboçada a abordagem apriorística, obviamente mais fundamental.

A questão dinâmica mais importante é a sensibilidade às condições iniciais. Esta sensibilidade pode ser avaliada pelos expoentes de Lyapunov. Estes expoentes definem a divergência exponencial no tempo de trajetórias vizinhas realizadas por um dado sistema dinâmico (Savi, 2006). A divergência é estimada a partir de uma trajetória de referência $\phi(x_1, t)$, que define uma vizinhança em um instante inicial. Esta vizinhança é materializada por uma hipersfera de diâmetro d_0 , cuja dimensão está associada a natureza do sistema (4.1). Na medida em que o sistema evolui no tempo, avalia-se como uma trajetória vizinha $\phi(x_2, t)$, com x_2 contida na esfera definida a partir de x_1 , diverge da trajetória de referência. Em termos geométricos, a esfera se deforma tornando-se um elipsoide.

A variação do diâmetro desta esfera é descrita por:

$$d(t) = d_0 b^{\lambda t}, \quad (4.16)$$

na qual, b é uma base de referência. Os expoentes de Lyapunov λ pode ser definidos por

$$\lambda = \frac{1}{t} \log_b \left(\frac{d(t)}{d_0} \right) \quad (4.17)$$

Os expoentes de Lyapunov avaliam a evolução no tempo dos eixos de uma esfera suficientemente pequena de estados do sistema dinâmico. Especificamente, quando $\lambda < 0$, as trajetórias com condições iniciais próximas convergem e, como consequência, as órbitas são regulares. Se λ for positivo e muito pequeno ($\lambda \approx 0$), a trajetória $\phi(x_2, t)$ não diverge com relação a $\phi(x_1, t)$. Isto implica em um regime caótico fraco, no qual o sistema reage por um longo tempo como não ergódico. Distribuições de variáveis dinâmicas não são exponenciais ou Gaussianas e a mecânica estatística de BG não é adequada. Por outro lado, se λ possuir grande valor positivo, indica que a trajetória $\phi(x_2, t)$ diverge exponencialmente da órbita original, caracterizando o caos forte, onde o sistema é ergódico. A dinâmica do sistema possui um estado de equilíbrio descrito por BG ([Tirnakli e Borges, 2015](#)).

4.2.1 Propriedades Matemáticas

A mecânica estatística não extensiva induziu generalizações em outros campos, como na matemática. Funções exponenciais podem ser generalizadas no âmbito do formalismo não-extensivo.

A solução da equação diferencial:

$$\frac{dy}{dx} = y \quad (4.18)$$

é a função exponencial $y = \exp x$ utilizando $y(0) = 0$ como condição inicial. A inversa desta função, o logaritmo natural ou neperiano $\ln x$ tem a mesma estrutura da entropia de Boltzmann (Eq. 4.2) e satisfaz a propriedade da aditividade:

$$\ln(X_A X_B) = \ln X_A + \ln X_B. \quad (4.19)$$

Para o caso não-linear, a mais simples equação que se pode considerar é:

$$\frac{dy}{dx} = y^q \quad (q \in \mathfrak{R}). \quad (4.20)$$

Utilizando a mesma condição anterior, a solução é denominada q -exponencial

$$y = [1 + (1 - q)x]_+^{\frac{1}{1-q}} \equiv \exp_q x \quad (x \in \mathfrak{R}, \exp_1^x \equiv \exp x). \quad (4.21)$$

com o ponto de corte definido por:

$$\exp_q(x) \equiv e_q^x \equiv e_q(x) \equiv \begin{cases} [1 + (1 - q)x]^{\frac{1}{1-q}}, & \text{se } [1 + (1 - q)x] > 0 \\ 0, & \text{se } [1 + (1 - q)x] \leq 0 \end{cases} \quad (x, q \in \mathfrak{R}). \quad (4.22)$$

Quando $q < 1$, a q -exponencial é nula para $x \leq \frac{-1}{1-q}$ e cresce monotonicamente de 0 a $+\infty$ quando x varia entre $\frac{-1}{1-q}$ e $+\infty$. Se $q > 1$, a função é definida para $x < \frac{1}{q-1}$ e cresce monotonicamente entre 0 e $+\infty$ com x variando entre $-\infty$ e $\frac{1}{q-1}$. O comportamento da função q -exponencial é apresentado nas Fig.4.2 e 4.3.

A inversa da Eq. (4.21) é o q -logaritmo, definido por Tsallis (1994) como:

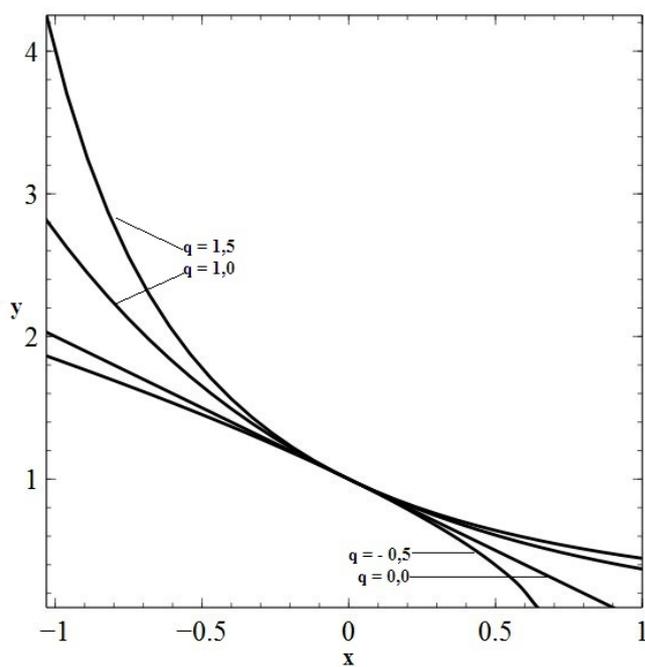


Figura 4.2: Gráfico da função q -exponencial $y = a[1 + (1 - q)bx]^{1/(1-q)}$ com $a = 1$ e $b = -1$ para diferentes valores de q . A mudança de concavidade da função ocorre quando $q = 0$. Figura baseada em equivalente de Pessoa (2013).

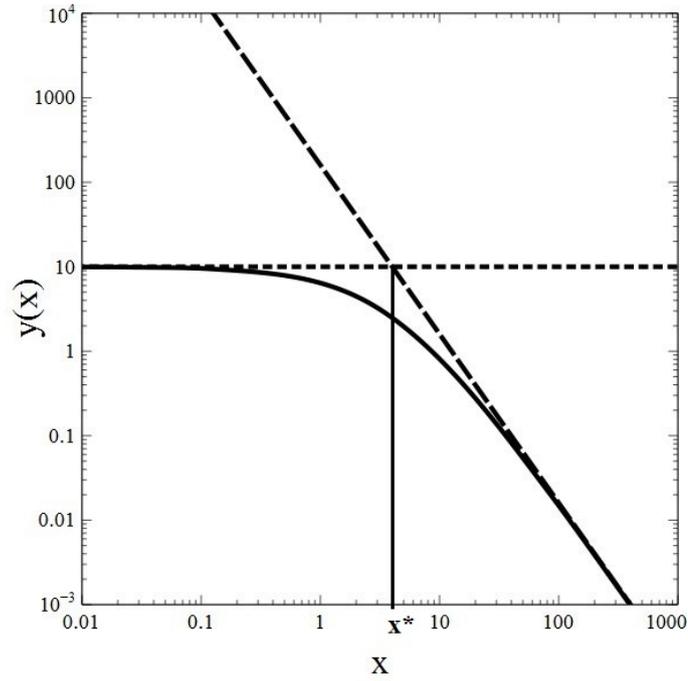


Figura 4.3: Cauda tipo lei de potência da função q -exponencial, representada pela Eq. (4.21) (linha cheia) com $a = 10$, $b = 0,5$ e $q = 1,5$. A inclinação do regime assintótico é dada por $1/(1 - q)$. A interseção entre a reta horizontal $y = a$ e a reta do comportamento assintótico (ambas tracejadas) ocorre em $x^* = 1/[(q - 1)b]$. Figura baseada em representação equivalente de [Borges \(2004\)](#).

$$y = \frac{x^{1-q} - 1}{1 - q} \equiv \ln_q x \quad (x \in \mathfrak{R}, \ln_1 x = \ln x), \quad (4.23)$$

As funções q -exponencial e q -logaritmo são inversas entre si satisfazendo a condição $\exp_q(\ln_q x) = \ln_q(\exp_q x) = x$. Suas versões convencionais podem ser obtidas no limite $q \rightarrow 1$.

Outras propriedades da q -logaritmo são (ver [Borges, 2004](#)):

- q -logaritmo do produto:

$$\ln_q xy = \ln_q(x) + \ln_q(y) + (1 - q) \ln_q(x) \ln_q(y) \quad (4.24)$$

- q -logaritmo da razão:

$$\ln_q\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{\ln_q(x) - \ln_q(y)}{1 + (1 - q)\ln_q(y)} \quad (4.25)$$

com $1 + (1 + q)\ln_q \neq 0$

- q -logaritmo da potência:

$$\ln_q x^a = \frac{a}{1 - q} \ln_{1-a} x^{1-q} \quad (4.26)$$

e algumas propriedades da q -exponencial:

- produto de q -exponenciais:

$$\exp_q(x) \exp_q \pm y = \exp_q [x \pm y \pm (1 - q)xy], \quad (4.27)$$

- q -exponencial da soma:

$$\exp_q(x \pm y) = \exp_q x \exp_q \left[\frac{\pm y}{1 + (1 - q)x} \right], \quad \forall x \neq \frac{1}{q - 1}, \quad (4.28)$$

- potência de uma q -exponencial:

$$(\exp_q^x)^a = \exp_{\frac{1-(1-q)}{a}}(ax) \quad (4.29)$$

4.2.2 A q -Gaussiana

Considerando a versão contínua da entropia de Tsallis (ver [Tsallis et al., 1995](#), [1996](#); [Prato e Tsallis, 1999](#)):

$$S_q = k \frac{1 - \int [p(x)]^q dx}{1 - q} \quad (4.30)$$

Uma função densidade de probabilidade pode ser deduzida desta expressão pela aplicação do princípio variacional (Huang, 1963). Submetendo essa entropia ao processo de maximização de Lagrange, sujeita aos vínculos,

$$\int p(x)dx = 1, \quad (4.31)$$

que corresponde à normalização, e

$$\int x \frac{[p(x)]^q}{\int [p(x)]^q dx} \equiv \langle x \rangle_q = \mu_q, \quad (4.32)$$

$$\int (x - \beta_q)^2 \frac{[p(x)]^q}{\int [p(x)]^q dx} \equiv \langle (x - \beta_q)^2 \rangle_q = \sigma_q^2, \quad (4.33)$$

que são a média generalizada e a variância da quantidade x (Prato e Tsallis, 1999).

A quantidade nas Eq.(4.31) e (4.32):

$$P(x) = \frac{[p(x)]^q}{\int [p(x)]^q dx}, \quad (4.34)$$

é denominada de probabilidade associada (*escort*), da qual se obtém a distribuição q -Gaussiana:

$$p(x) = \mathcal{A}[1 + (q - 1)\mathcal{B}_q(x - \beta_q)^2]^{-\frac{1}{1-q}}, \quad (q < 3) \quad (4.35)$$

na qual,

$$\mathcal{A}_q = \begin{cases} \frac{\Gamma(\frac{5-3q}{2-q})}{\Gamma(\frac{2-q}{1-q})} \sqrt{\frac{1-q}{\pi}} \beta_q, & q < 1 \\ \frac{\Gamma(\frac{1}{q-1})}{\Gamma(\frac{3-q}{2q-1})} \sqrt{\frac{q-1}{\pi}} \beta_q, & q > 1 \end{cases} \quad (4.36)$$

e

$$\mathcal{B}_q = [(3 - q)\sigma^2]^{-1}, \quad (4.37)$$

sendo $\Gamma(x)$ a função gama.

Para que a distribuição seja normalizada, $q \leq 3$.

O uso da função q -exponencial permite reescrever a Eq. (4.35) como

$$p(x) = \mathcal{A}_q e_q^{-\mathcal{B}_q(x-\mu_q)^2}, \quad (4.38)$$

Para $q = \frac{3+m}{1+m}$, a q -Gaussiana gera uma t -distribuição de Student com m graus de liberdade ($m = 1, 2, 3, \dots$). Para $q > 1$, a Eq. (4.38) apresenta um comportamento assintótico típico de uma lei de potência. Se $q = \frac{n-4}{n-2}$ com $n = 3, 4, 5, \dots$ implicará em uma r -distribuição com n graus de liberdade. As generalizações das t - e r - distribuições foram introduzidas por [de Souza e Tsallis \(1997\)](#). Outras possibilidades de generalização da q -Gaussiana para a obtenção de expressões não-extensivas podem ser encontradas em [Prato e Tsallis \(1999\)](#).

4.2.3 Estimação de Parâmetros de uma q -Exponencial

Neste trabalho verificou-se que dados populacionais de NEA, meteoroides e meteoritos podem ser modelados por distribuições q -exponenciais. A obtenção dos parâmetros q e β_q desta distribuição pode ser efetuada através de um método de otimização não linear. Para que esta tarefa seja bem sucedida, estimativas iniciais realísticas dos parâmetros devem ser fornecidas para evitar que o algoritmo convirja para algum mínimo local. Uma q -exponencial pode ser visualmente identificada através um gráfico em escala semi- q -logarítmica (semi- q -log), que é a generalização do gráfico semi-logarítmico. Uma função q -exponencial manifesta-se como uma reta neste gráfico semi- q -log com o valor adequado de q (Fig. 4.4). Pode-se notar também que $y(x) \simeq 1 + x$ para pequenos valores de x .

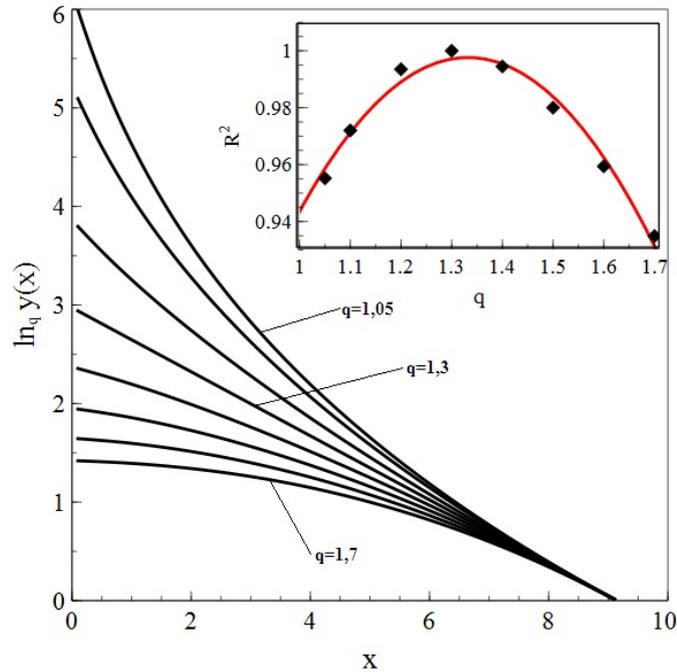


Figura 4.4: Gráfico q -logaritmo de uma distribuição cumulativa $\ln_q y(x)$ em função de x . $y(x)$ é uma função q -exponencial com $a = 1649$, $b = -3$ e $q = 1,3$, que melhor ajustam a distribuição observada dos diâmetros dos NEAs em 2001. Existe um valor de q que implica em um ajuste linear ideal. Quadro menor: relação entre o coeficiente de correlação linear R^2 de $\ln_q y(x)$. O valor de $q = 1,3$ corresponde ao ponto de máximo de R^2 . Figura baseada em representação equivalente de [Thurner e Tsallis \(2005\)](#).

O método para definição dos valores iniciais de q e β_q que será apresentado neste tópico e utilizado no capítulo 5 foi definido por [Thurner e Tsallis \(2005\)](#).

1. Construir um gráfico $\log_q y(x) \times x$, com $y(x)$ sendo a probabilidade acumulada do parâmetro x .
2. Variar q . Registrar o coeficiente de correlação R^2 para uma regressão linear.
3. Construir um gráfico $R^2 \times q$.
4. Ajustar uma parábola.

5. Achar o ponto de máximo. Este ponto corresponde ao valor de q .
6. O parâmetro β_q pode ser obtido a partir do valor do ponto x^* , definido na Fig.(4.3).

Este mesmo método pode ser aplicado para a obtenção de uma estimativa de q para q -Gaussianas. Para tal, basta construir um gráfico $\log_q y(x) \times x^2$ no lugar do semi- q -log de x .

Capítulo 5

Análise Estatística Não Extensiva de Pequenos Corpos do Sistema Solar

5.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentadas algumas aplicações das q -distribuições em dados populacionais de pequenos corpos do sistema solar. A motivação da aplicação de distribuições não extensivas é a incapacidade da modelagem destes dados com distribuições estatísticas baseadas na entropia de BG. Como exemplo da multiplicidade de aplicações, verificou-se que a distribuição dos diâmetros, “spectral slope” de asteroides e cometas, magnitudes em chuvas de meteoros, massa de meteoritos, diâmetros de crateras de impacto em corpos com atmosfera podem ser descritos por q -exponenciais. Por outro lado, os diâmetros de crateras de corpos sem atmosfera podem ser descritos por q -gaussianas assim como os períodos de rotação dos asteroides. O uso destas q -distribuições não está restrito a intervalos específicos da grandeza anali-

sada, diferentemente das abordagens usuais. Esta característica permitiu a identificação de tendências nos dados que passavam despercebidas devido as limitações impostas pelas distribuições usuais.

Neste capítulo serão apresentados os resultados destas análises seguindo a sequência cronológica de seu desenvolvimento: 5.2) Distribuição de períodos de rotação e diâmetros de asteroides; 5.3) Distribuição de magnitude/massa de chuvas de meteoros e; 5.4) Distribuição de massa de meteoritos. Os demais temas de pesquisa mencionados nesta introdução serão apresentados como trabalhos futuros no Capítulo 7.

5.2 Distribuição de Períodos de Rotação e Diâmetros de Asteroides

5.2.1 Introdução

Asteroides e cometas são corpos primordiais do sistema solar (SS). O estudo das propriedades físicas destes objetos pode levar a um melhor entendimento da formação do SS e, conseqüentemente, das centenas de sistemas exosolares conhecidos. Exemplos destas propriedades são os períodos de rotação e diâmetros dos asteroides. A primeira tentativa para descrever os histogramas dos períodos foi feita por [Harris e Burns \(1979\)](#). Este trabalho demonstrou que os períodos de rotação dos grande asteroides ($D > 30 - 40$ km) aparentam seguir uma distribuição Maxwelliana. [Pravec e Harris \(2000\)](#) analisaram uma amostra de 984 objetos e confirmaram que a distribuição dos períodos com $D \geq 40$ km é Maxwelliana num nível de confiança (n.c) de 99%. Entretanto, esta hipótese é rejeitada para um n.c de 95%.

O estabelecimento de um n.c é a base para se aceitar ou rejeitar uma hipótese. Um n.c de 95% é comumente utilizado em astronomia. Este n.c implica

numa probabilidade $p > 0,05$ em que a diferença entre os valores observado (distribuição de períodos) e esperado (modelo estatístico) é aleatória.

[Harris e Burns \(1979\)](#) ainda sugeriram que objetos com $D > 30 - 40$ km podem ter sido formados durante a origem do sistema solar ou originários de colisões de corpos primordiais. Também foi proposto que asteroides com tamanhos médios ($10 < D < 40$ km) e pequenos ($D < 10$ km) não seguem uma distribuição Maxwelliana. Além disso, para asteroides com diâmetros entre uma centena de metros até 10 km, sugere-se a inexistência de corpos com períodos de rotação maiores que 11 rotações por dia, sugerindo a existência de uma “barreira da rotação” (“spin barrier”). A falta de uma quantidade substancial de asteroides com períodos menores que 2,2 h poderia ser explicada pelo baixo nível de coesão interna destes corpos. A maior parte desta amostra poderia ser composta de asteroides reacumulados (ou “rubble pile asteroids”, [Davis et al., 1979](#) e [Harris, 1996](#)) que seriam formados por fragmentos rochosos ligados entre si pela gravidade. Para objetos abaixo de 0,2 km, já foram registrados períodos mais curtos que os definidos pela “spin barrier”. Isto pode sugerir que estes objetos possam ser rochas monolíticas. A dificuldade em modelar os períodos de rotação dos asteroides pode estar associada à ação combinada de vários mecanismos como as colisões ([Paolicchi et al., 2002](#)), interações gravitacionais com os planetas ([Scheeres et al., 2004](#)), troca de momento angular em sistemas binários ou múltiplos de asteroides ([Scheeres, 2002](#)) ou torques induzidos pela radiação solar, conhecido com efeito YORP (Yaryovsky-O’Keefe-Radzievskii-Paddack, [Rubincam, 2000](#)). O efeito YORP depende fortemente da forma, dimensões do objeto e sua distância ao Sol.

Os asteroides próximos a Terra (ou “near-Earth asteroids”, NEAs) são um subgrupo de asteroides do SS, com órbitas que os levam para as cercanias da Terra. Cerca de 11.460 NEAs são conhecidos em setembro de 2014. O

estudo destes objetos é relevante pois pode proporcionar o entendimento do nascimento e evolução colisional do SS. Além disso, estes objetos podem colidir com a Terra com óbvias consequências danosas (Alvarez et al., 1980) ou serem fontes de matérias primas para futuros empreendimentos espaciais.

A determinação do número de asteroides por ano que podem alcançar a Terra, como função de seus diâmetros, é essencial para determinação do eventual risco de colisão. Uma das primeiras tentativas de estimar este fluxo foi feita por Shoemaker et al. (1979).

O fluxo de impacto pode ser obtido da distribuição acumulada dos diâmetros dos NEAs. Esta distribuição é indiretamente obtida dos surveys de asteroides em andamento, através da magnitude absoluta H . A distribuição de magnitudes absolutas H é descrita por Jedicke et al. (2002) como:

$$\log N = \alpha H + \beta, \quad (5.1)$$

na qual N é número de objetos, α é o a inclinação da curva em um gráfico mono-log. Esta relação modela assintoticamente a distribuição observada de H . O distanciamento dos dados desta lei de potência é provavelmente associada com o viés observacional (“bias”). Este viés pode ser causado por propriedades físicas e dinâmicas dos asteroides (elementos orbitais, dimensões e albedo) e limitações instrumentais (CCD, software de detecção, além de outras) do programa observacional para detecção de novos objetos (“survey”). A Eq. (5.1) pode ser utilizada para descrever uma dada população de asteroides caso seja efetuada uma correção do viés nos dados brutos. Esta correção pode ser obtida estimando-se a eficiência de detecção de uma população de asteróides gerada aleatoriamente por uma simulação computacional de um “survey” (ver Jedicke et al., 2002).

O diâmetro de um asteroide pode ser escrito em função de sua magnitude absoluta e albedo p_v de acordo com [Bowell et al. \(1989\)](#):

$$D = 1329 \frac{10^{-H/5}}{\sqrt{p_v}} \quad (5.2)$$

O albedo é a taxa de reflexão superficial e seu valor é essencial para se estimar o diâmetro dos asteroides. O albedo dos asteroide pode variar de acordo com a composição mineralógica superficial (complexo taxonômico) e morfologia. Valores típicos variam de 0.06 ± 0.02 para objetos de baixo albedo do complexo taxonômico C até 0.46 ± 0.06 para objetos do tipo V ([Warner et al., 2009](#)). A classificação taxonômica dos asteroides pode ser encontrada na Tab. (2.1).

A combinação das equações (5.1) e (5.2) leva a um comportamento na forma de lei de potência:

$$N(> D) = kD^{-b} \quad (5.3)$$

Os parâmetros da Eq. (5.3) foram estimados por [Stuart \(2001\)](#) como $b = 1,95$ ($\alpha = b/5$, admitindo um mesmo albedo para toda a amostra) e $k = 1090$ com D em km. De acordo com esta expressão, [Stuart e Binzel \(2004\)](#) estimaram que poderia haver 1090 ± 180 objetos com diâmetros maiores ou iguais a 1 km ($H = 17,8$).

5.2.2 Dados Observacionais

Um dos mais importantes problemas na determinação das distribuições de períodos e diâmetros dos asteroides (e, claro, para outros observáveis) é a ação do viés observacional. Para se levar em conta o seu efeito, consideram-se amostras de bancos de dados de dois anos diferentes: 2005 e 2010 para os

períodos e 2001 e 2010 para diâmetros dos asteroides.

Dois versões do arquivo de períodos obtidos das curvas de luz (“lightcurve derived data”) disponíveis no “Planetary Database System” (PDS) foram usadas: versão 7 (V7) com 1971 períodos e V11 com 4310 períodos. Os períodos destes arquivos estão classificados de acordo com o código de qualidade definido por [Harris e Young \(1983\)](#). Foram considerados períodos com $Rel \geq 2$ (Rel para confiabilidade) que significa que estes dados são discrepantes em $\approx 20\%$, o que resultou em 1621 entradas em V7 e 3567 asteroides para a V11. Uma análise do arquivo V11 revelou que cerca de 40% da amostra (1487) de asteroides possuíam composição mineralógica conhecida. Estes asteroides foram separados nos grupos C, S e X, seguindo o sistema SMASS II de [Bus e Binzel \(2002\)](#). Especificamente O grupo C é composto dos tipos B, C, Cg, Ch, Cgh e Cb. O grupo S é formado pelos tipos A, Q, R, K, L, S, Sa, Sq, Sr, Sk e Sl. Por fim, o grupo X é constituído pelos tipos X, Xe, Xc e Xk.

A análise indicou a existência de asteroides 503 do grupo C, 663 do grupo S do e 321 objetos pertencentes ao X. respectivamente.

Os diâmetros destes asteroides foram calculados com o uso da Eq. (5.2) com as magnitudes absolutas H disponibilizadas no MPCORB-“Minor Planet Center Orbit Database”.

Foram utilizadas duas versões da compilação de magnitudes absolutas de NEAs. Uma versão possui 1649 objetos (similar à amostra usada na análise apresentada em [Stuart \(2001\)](#) e outubro de 2010. O albedo da população de NEAs foi assumido como sendo $p_v = 0,14 \pm 0,02$. Este valor foi estimado por [Stuart e Binzel \(2004\)](#) levando em consideração a grande variedade de tipos taxonômicos presentes entre estes asteroides ([Binzel et al., 2004](#)). Com o objetivo de estimar a exatidão dos diâmetros calculados com a Eq. (5.2), foi efetuada uma comparação com as 101 estimativas de diâmetros de asteroides

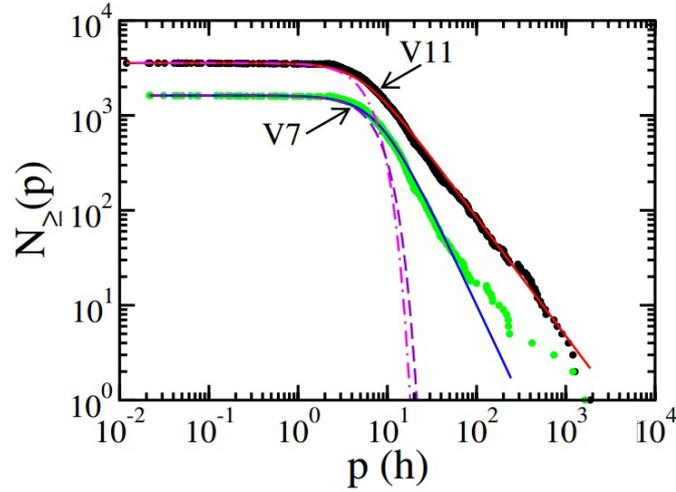


Figura 5.1: Distribuições cumulativas decrescentes dos períodos de rotação de V7 (pontos verdes na linha) e V11 (pontos negros na linha) do PDS (NASA) com $Rel \geq 2$, e superpostas q -Gaussianas. O ajuste dos períodos para $P > 50$ h em V7 não é satisfatório. Isto não é observado em V11 e pode indicar uma melhor exatidão na determinação dos períodos. As linhas tracejada (violeta) e a traço-tracejada (mangenta) são Gaussianas normais ($q = 1$), com $\beta_q = 0,0161 \text{ h}^{-1}$, $M = 1621$ e $\beta_q = 0,0251 \text{ h}^{-1}$, $M = 3567$.

obtidos com dados do “Spitzer Space Telescope” (Trilling et al., 2010). A comparação revelou uma discrepância relativa mediana de 20% que, apesar de alta, é razoável para os objetivos deste estudo.

5.2.3 Distribuição dos Períodos de Rotação

A Fig. 5.1 mostra a distribuição cumulativa decrescente dos períodos p associados as versões V7 e V11 e, superpostas, q -Gaussianas descritas por:

$$N_{\ge}(p) = M \exp_q(-\beta_q p^2). \quad (5.4)$$

Esta distribuição descreve satisfatoriamente toda a amostra com $q = 2,0 \pm 0,1$, $\beta_q = 0,016 \pm 0,001 \text{ h}^{-2}$ e $M = 1621$ (M é o número de objetos) para versão V7, e $q = 2,6 \pm 0,2$, $\beta_q = 0,025 \pm 0,002 \text{ h}^{-2}$ e $M = 3567$ para V11. Os níveis

de confiança dos ajustes são de 95% ou superiores, de acordo com o teste χ^2 de Pearson:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(O_i - E_i)^2}{E_i}, \quad (5.5)$$

na qual χ^2 é o teste estatístico cumulativo de Pearson para um conjunto com n medidas e O_i e E_i sendo o valor observado e esperado de uma grandeza qualquer.

Os parâmetros foram encontrados através de um método de mínimos quadrados não linear. As incertezas dos parâmetros foram estimadas através da propagação das discrepâncias relativas dos períodos e diâmetros. A Fig. 5.1 também apresenta duas Gaussianas ordinárias e, evidentemente, estas distribuições com $q = 1$ são completamente incapazes em representar os dados. Estes resultados sugerem que as distribuições não dependem de (i) diâmetros, (ii) composição mineralógica ou (iii) região do SS no qual os objetos se encontram. O último tópico é importante pois a amostra inclui NEAs, objetos transnetunianos (do inglês “trans-neptunian objects”, TNOs), troianos de Júpiter e planetas anões como Ceres e Plutão. Os valores dos índices entrópicos ($q = 20$ para V7 e $q = 26$ para V11)—distantes da unidade, isto é, distante de uma distribuição Maxwelliana—podem indicar que interações de longa distância possuem um papel importante na constituição da distribuição dos períodos. Esta mesma característica pode ser também verificada na distribuição dos períodos dos asteroides troianos de Júpiter (Fig. 5.2, Mottola et al., 2011) e membros do clã de Flora (Fig. 5.3, Kryszczyńska et al., 2012).

O período de transição p^* do regime de lei de potência para a região quase plana de uma q -distribuição (ver Fig. 4.3) é dado por:

$$p^* = \frac{1}{[(q-1)\beta_q]^{\frac{1}{\gamma}}}, \quad (5.6)$$

na qual o parâmetro γ define o tipo de q -distribuição. Especificamente, $\gamma = 1$ é uma q -exponencial e $\gamma = 2$ uma q -Gaussiana.

Fazendo $\gamma = 2$ e usando os valores de q e β_q de V7 e V11 na Eq. (5.6), os pontos de transição são, respectivamente, $p^* = 7,91 \pm 0,01$ h ($f \sim 3\text{d}^{-1}$) e $p^* = 5,00 \pm 0,02$ h ($f \sim 5\text{d}^{-1}$). Os pontos de transição em ambas versões diferem do período crítico da “spin barrier”. Isto implica que a transição na distribuição não é uma consequência de processos físicos. Warner e Harris (2010) demonstraram que os períodos de rotação estimados com maior exatidão são associados a objetos com $P \leq 8$ h e amplitudes $A \geq 0.3$ mag. Deste modo, conclui-se que a diferença entre os pontos de transição é causado por viés observacional. Como a posição do ponto de transição p^* se reduz da versão V7 para a V11, há a sugestão que a fração de asteroides em rápida rotação ($f \geq 5 \text{ d}^{-1}$) pode estar subestimada.

A amostra V11 foi separada em termos dos complexos taxonômicos C, S e X, conforme mostrado na Fig. 5.5. Verificamos que estes grupos são adequadamente descritos por q -Gaussianas com níveis de confiança de 95% ou superiores com $q = 2,6 \pm 0,2$ e $\beta_q = 0,021 \pm 0,002 \text{ h}^{-2}$ para os asteroides do tipo S, $q = 2,0 \pm 0,1$ e $\beta_q = 0,015 \pm 0,001 \text{ h}^{-2}$ para os asteroides do tipo C e $q = 2,0 \pm 0,1$ e $\beta_q = 0,010 \pm 0,007 \text{ h}^{-2}$ para os asteroides do tipo X (os ajustes não são mostrados na Fig. 5.5).

O parâmetro entrópico q de cada complexo taxonômico, dos asteróides troianos e dos membros da clã de Flora são proporcionais ao tamanho N das amostras (Fig. 5.4). Esta hipótese foi aceita com um n.c. igual ou superior a 95% usando o teste χ^2 de Pearson. Para pequenas amostra, $q \rightarrow 1,60$

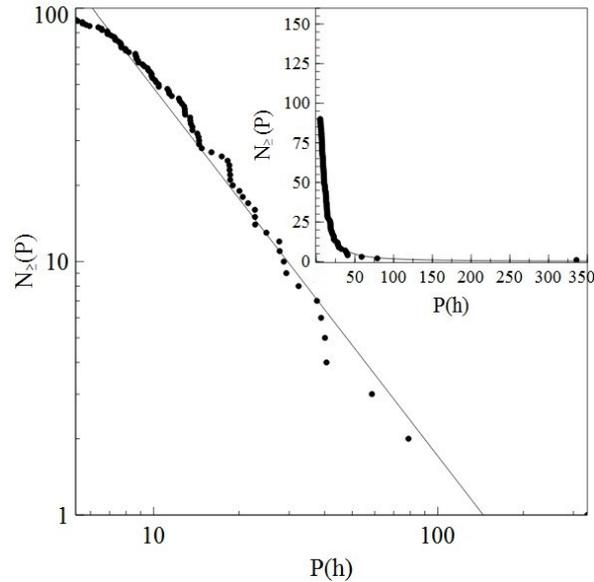


Figura 5.2: Gráfico log – log da distribuição cumulativa decrescente dos períodos de rotação de 90 asteroides troianos de Júpiter (círculos escuros) e ajuste de uma lei de potência do tipo $N_{\geq}(P) = aP^b$ (linha contínua) com $a = (1,37 \pm 0,03) \times 10^3$ e $b = -1,452 \pm 0,008$. A lei de potência ajusta a cauda desta em função da pequena variação dos períodos de rotação analisados. O valor de b implica em $q = 1,689 \pm 0,004$, o que sugere que distribuições oriundas da entropia de BG não são as mais adequadas no ajuste destes dados. No detalhe, apresentam-se os dados e o ajuste em escala linear.

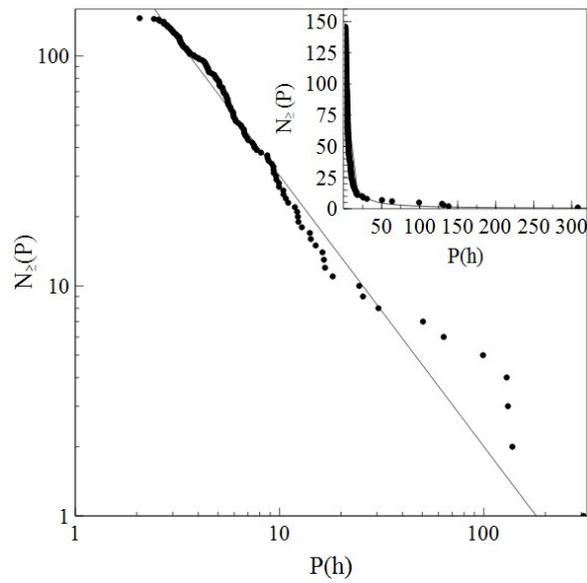


Figura 5.3: Gráfico log – log da distribuição cumulativa decrescente dos períodos de rotação de 146 asteroides do clã de Flora (círculos escuros) e ajuste de uma lei de potência (linha contínua) com $a = 455 \pm 6$, $b = -1,178 \pm 0,007$ e $q = 1,849 \pm 0,005$. O ajuste não é bom para $P > 30$ h provavelmente devido a ação de viés observacional. O painel principal apresenta os dados e o ajuste em escala linear.

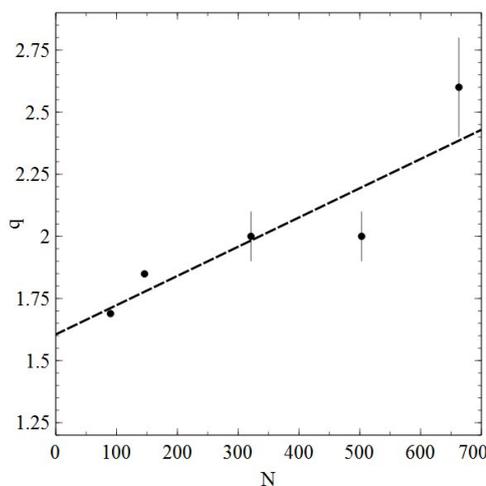


Figura 5.4: Gráfico $q \times N$. O ajuste linear (linha tracejada) possui coeficientes angular $(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-3}$ e linear $1,60 \pm 0,08$.

indicando que distribuições oriundas da mecânica estatística de BG não são as mais adequadas para descrever as distribuições observadas independente do tamanho da amostra.

5.2.4 Distribuição dos Diâmetros dos NEAs

A distribuição cumulativa decrescente dos diâmetros D dos NEAs pode ser ajustada por um q -exponencial na forma:

$$N_{\geq}(D) = M \exp_q(-\beta_q D) \quad (5.7)$$

O ajuste de uma q -exponencial aos diâmetros de 7078 NEAs, conforme mostrado na Fig. 5.6 é satisfatório em todo o domínio da amostra, com um n.c. de 95% ou superior: $q = 1,3 \pm 0,1$ e $\beta_q = 3,0 \pm 0,2 \text{ km}^{-1}$ (obtido com um método dos mínimos quadrados não-linear). A Fig. 5.6 compara q -exponenciais que ajustam os diâmetros observados dos NEAs conhecidos em outubro de 2001 e 2010. A distribuição observada dos diâmetros do arquivo

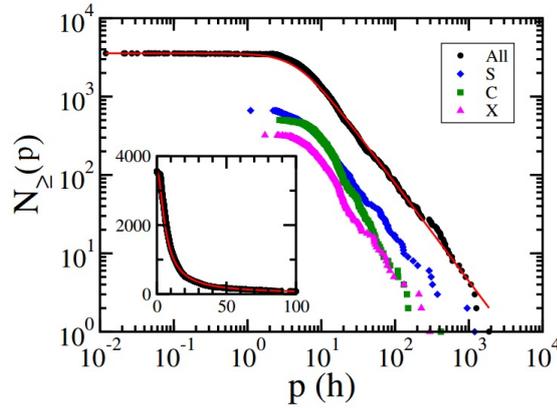


Figura 5.5: Gráfico log – log da distribuição cumulativa decrescente dos períodos de 3567 asteroides (pontos) com $Rel \geq 2$ obtidos do PDS (NASA) e uma distribuição q -Gaussiana (Eq. 5.4, com $q = 2,6 \pm 0,2$ e $\beta_q = 0.025 \pm 0.002 \text{ h}^{-2}$ e $M = 3567$). As outras curvas correspondem aos 663 asteroides do complexo-S (diamantes, linha azul sólida), 503 asteroides do complexo C (quadrados, linha sólida verde) e 321 asteroides do complexo X (triângulos, linha sólida magenta). O quadro mostra 3567 asteroides e o ajuste q -Gaussiano em um gráfico em escala linear.

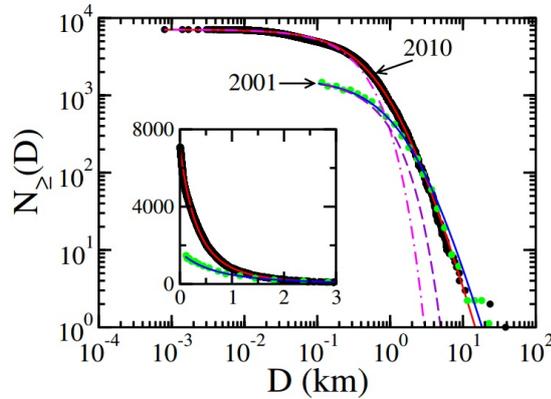


Figura 5.6: Distribuição cumulativa decrescente dos diâmetros de NEAs conhecidos em 2001 (1649 objetos, pontos verdes) e em 2010 (7078 objetos, pontos negros). Linhas sólidas representam os melhores ajustes de q -exponenciais. Linha azul (2001): $q = 1,3$ e $\beta_q = 1,5 \text{ km}^{-1}$, $M = 1649$, linha vermelha (2010): $q = 1,3$ e $\beta_q = 3,0 \text{ km}^{-1}$, $M = 7078$. Exponenciais normais ($q = 1$) são mostradas no painel principal para comparação (pontilhado violeta com $\beta_1 = 1,5 \text{ km}^{-1}$, $M = 1649$ e tracejada-ponto magenta com $\beta_1 = 1,5 \text{ km}^{-1}$, $M = 7078$).

de 2001 segue uma q -exponencial com $q = 1,3 \pm 0,1$ e $\beta_q = 1,5 \pm 0,1 \text{ km}^{-1}$ e mesmo n.c. A Figura também mostra exponenciais ordinárias ($q = 1$) e sua inadequação na representação de toda a amostra.

Como o valor de q é o mesmo nas amostras de 2001 e 2010, podemos especular que este parâmetro reflete algum processo físico real. O valor de $q = 1,3$ (diferente da unidade) é um indicativo que não somente processos colisionais são envolvidos na formação destes objetos. Outros processos podem estar presentes: O efeito YORP pode levar a diminuição do período de rotação até o limite de ruptura. Este processo de fragmentação pode ocasionar a formação de sistemas binários ou múltiplos de asteroides. Aproximadamente $15 \pm 4\%$ dos NEAs, com $D = 0,3 \text{ km}$ e períodos de rotação entre 2 e 3 h são possivelmente sistemas binários (Pravec et al., 2007).

Ambas curvas são praticamente idênticas na região da lei de potência e o ponto de transição para a região quase plana difere, conforme expresso pelos diferentes valores de β_q . Os pontos de transição ($x^* = D^*, \gamma = 1$) de acordo com a Eq.(5.6) são $D^* = 2,22 \pm 0,05 \text{ km}$ (2001) e $D^* = 1,11 \pm 0,05 \text{ km}$ (2010). Com pontos de transição, podemos definir para que faixa de diâmetros dos NEA a amostra pode estar completa isto é, todos os asteroides foram detectados. Para 2001, $2,22 + 0,05 = 2,27 \text{ km}$ ($H=16$) e $1,11 + 0,05 \text{ km} = 1,16 \text{ km}$ ($H=17,5$) para 2010. O número de NEAs com $D=2,27 \text{ km}$ é virtualmente o mesmo para a amostra de 2001 e 2010 (166 ± 8 objetos). Esta é a confirmação da completeza da amostra até $H \sim 15$ (Jedicke et al., 2002) e a extensão deste limite até $H \sim 16$ (Harris, 2008). Como houve um aumento da eficiência e número de surveys em atividade (Stokes et al., 2002; Larson, 2007), conclui-se que o parâmetro β_q pode estar associado ao limite de completeza da amostra. Para $D > 1,16 \text{ km}$, os dados de 2010 são melhor descritos por uma lei de potência. Definiu-se $k = 994 \pm 30$ e $b = 2,24 \pm 0,01$ para a Eq. (5.6), com

um coeficiente de correlação $R^2 = 0.987$. Este valor de b corresponde a $\alpha = 0.448 \pm 0.002$ na Eq. (5.1), que é um valor razoável se comparado com o 0,44 encontrado por [Zavodny et al. \(2008\)](#). O valor de q pode ser obtido a partir de b usando $q = 1 + 1/b$ (ver Fig. 4.2) implicando em $q = 1,446 \pm 0,001$, o qual é próximo do valor encontrado com toda a amostra. De acordo com a distribuição encontrada, estimou-se que existem 994 ± 30 asteroides com $D \geq 1$ km ($H= 17,7$) bem próximo do valor encontrado por [Mainzer et al. \(2011\)](#) e, recentemente, confirmado por [Harris e D'Abramo \(2015\)](#). Análises das distribuições dos asteroides do cinturão principal e dos TNOs, usando procedimentos similares, a estes são sugeridas.

5.3 Distribuição de Magnitudes de Chuvas de Meteoros

5.3.1 Introdução

Chuvas de meteoros são fenômenos resultantes da colisão de exames de meteoroides com a atmosfera terrestre. Estas partículas são originárias de cometas e asteroides genericamente denominados de corpos-pai. Associações dinâmicas entre cometas e chuvas de meteoros são efetuadas desde a segunda metade do Século XIX. Mais de século depois, uma conexão similar foi estabelecida entre o asteroide (3200) Phaethon e os Geminideos ([Whipple, 1983](#)). Estudos das propriedades físicas das chuvas de meteoros começaram na segunda metade do século XIX. Estes estudos estavam focados na determinação de propriedades químicas e no brilho dos meteoros ([Millman, 1980](#)). A distribuição cumulativa de massa de uma chuva de meteoros é usualmente representada por uma lei de potência ([Zolensky et al., 2006](#)):

$$\log N = A \log M + B, \quad (5.8)$$

na qual M é a massa do meteoróide, A é o índice de massa integrado, B é uma constante e N é o fluxo dos meteoros (número de eventos por área por tempo) com massa igual ou maior que M . A distribuição cumulativa da magnitude dos meteoros m é dada por [Baggaley \(1977\)](#):

$$N_m = Cr^m, \quad (5.9)$$

com N_m sendo o número de meteoros mais brilhantes ou iguais à magnitude m , r é a razão entre o número de meteoros com magnitudes m e $m + 1$ e C é uma constante. As equações (5.8) e (5.9) não modelam adequadamente toda a distribuição de magnitudes e massas de uma chuva de meteoros. Isto é particularmente importante para meteoros com $m \leq -3$. Especificamente neste ponto há uma variação do índice de massa r . O uso da equação (5.8) pode implicar numa estimativa incorreta do fluxo de massa incidente sobre a Terra. Uma solução empírica, normalmente utilizada para este problema, é utilizar a equação (5.8) em intervalos específicos de massa no lugar de se assumir sua validade para toda a distribuição. O processo de fragmentação dos meteoróides pode ocorrer durante a formação, no trânsito entre o corpo-pai e a Terra ou em sua interação com a atmosfera terrestre ([Tóth e Klačka, 2004](#), [Ceplecha e Revelle, 2005](#), [Jenniskens e Vaubaillon, 2007](#)). A frequência do bombardeamento da Lua é presumivelmente similar daquele observado na Terra. Esta hipótese parece razoável se considerarmos as dimensões da ordem de alguns milhões de quilômetros dos enxames meteoróicos associados a chuva anuais ([Nakamura et al., 2000](#)). A detecção da colisão de meteoróides com a Lua é um fenômeno pouco comum. Os únicos registros conhecidos antes da

década de 1990 são associados a eventos mais energéticos que os comumente observados na Terra. Um exemplo é flash lunar registrado fotograficamente por [Stuart \(1956\)](#). Baseado na imagem obtida, [Buratti e Johnson \(2003\)](#) estimaram que um corpo de 20 m de diâmetro colidiu com a Lua, gerando uma cratera de 1,5 km. A detecção de impactos lunares não foi possível até a introdução de câmeras CCD neste tipo de observação devido a curta duração e baixa luminosidade destes eventos ([Ortiz et al., 2002](#)). A primeira detecção de um flash lunar foi obtido por [Bellot Rubio et al. \(2000\)](#) e [Dunham et al. \(2000\)](#) durante a chuva dos Leonídeos. Estes impactos poderam ser associados a corpos com massas da ordem de alguns quilogramas. A detecção destes eventos é sujeita a uma combinação de fatores como a fase lunar, instrumentos usados e a natureza do meteoróide. O somatório destes fatores instrumentais e físicos é chamado de viés observacional. O viés observacional é particularmente importante no estudo dos meteoros e fenômenos relacionados ([Hawkes e Jones, 1986](#)). Para parâmetros associados com flashes lunares, [Tost et al. \(2006\)](#) concluíram que a maioria dos impactos possuem durações típicas de 0,1 a 0,5 s e $m \sim 10$. [Davis \(2009\)](#) desenvolveu um modelo para a pluma de vapor formada pelo impacto, que sugere que o brilho e duração do evento são proporcionais a massa e energia cinética do meteoróide. [Bouley et al. \(2012\)](#) encontraram uma correlação direta entre magnitude e duração dos flashes. Entretanto, esta relação não parece ser válida para os Leonídeos. Aparentemente, esta diferença pode ser explicada pela alta velocidade deste enxame. Modelos que descrevem a distribuição de flashes lunares não são disponíveis na literatura. Estes modelos são importantes para identificação da ação do viés observacional e verificar se a incidência das chuvas de meteoros na Terra e Lua são compatíveis. Com estes objetivos, foram utilizadas distribuições não extensivas para analisar dados de surveys de meteoros e

flashes lunares. Em particular, verificou-se que a distribuição não extensiva proposta por [Sotolongo-Costa et al. \(2007\)](#) modela de modo satisfatório a distribuição cumulativa de magnitude das chuvas de meteoros. Para os impactos lunares, a duração das plumas de vapor é modelada por uma lei de potência. A correlação entre as predições de ambos conjuntos de dados sugerem uma significativa diferença entre a distribuição dos meteoros esporádicos e aqueles associados a uma chuva. A similaridade das distribuições sugere uma uniformidade de processos físicos que governam a fragmentação dos meteoros e a formação de flashes lunares. A presença de viés observacional é sugerida nos dados dos meteoros e flashes lunares.

5.3.2 Distribuições Não Extensivas de Chuvas de Meteoros e Flashes Lunares

Modelos de fragmentação tem se beneficiado do desenvolvimento da ciência dos materiais, tecnologia de combustão, geologia, dentre outros. Algumas tentativas de obter a função de distribuição de tamanhos foram feitas utilizando o princípio da entropia máxima ([Li e Tankin, 1987](#) e [Sotolongo-Costa et al., 1998](#)). Um objeto fragmentado pode ser considerado como uma coleção de partes que possuem uma entropia maior que a original ([Sotolongo-Costa et al., 2007](#)) ($S(\cup A_i) > \sum_i S(A_i)$). Isto sugere que pode ser necessário o uso de uma entropia não aditiva no lugar que uma entropia BG aditiva. A entropia não aditiva de Tsallis para a distribuição de massa dos fragmentos pode ser escrita como:

$$S_q = k \frac{1 - \int_0^\infty p^q(M) dM}{q - 1}, \quad (5.10)$$

onde M é a massa adimensional, q é o índice entrópico e $p(M)$ é a densidade

de probabilidade de um fragmento possuir massa entre M e $M + dM$. A maximização da equação (5.10), restrita à condição de normalização

$$\int_0^{\infty} p(M) dM = 1, \quad (5.11)$$

e o q -valor esperado da massa é dado por

$$\int_0^{\infty} Mp^q(M) dM = \langle M \rangle_q, \quad (5.12)$$

As condições anteriores levam a densidade de probabilidade da massa de uma chuva de meteoros:

$$p(M)dM = a(1 + bM)^{-\frac{1}{q-1}} dM. \quad (5.13)$$

A condição de normalização da equação (5.11) exige que:

$$a = \frac{b(2 - q)}{q - 1}. \quad (5.14)$$

A distribuição cumulativa inversa:

$$P_{\geq}(M) = \frac{N_{\geq}(M)}{N_t} = \int_M^{\infty} p(M') dM' \quad (5.15)$$

sendo $N_{\geq}(M)$ o número cumulativo de meteoros com massas iguais ou maiores que M , e N_t é o numero total de meteoros levando a

$$N_{\geq}(M) = N_t(1 + bM)^{\frac{2-q}{1-q}} \quad (5.16)$$

que pode ser reescrita como:

$$N_{\geq}(M) = N_t[\exp_q(-\beta M)]^{2-q} \quad (5.17)$$

com $b = (q - 1)\beta$, a Eq. (5.17) é uma q -exponencial. Esta expressão fornece, no limite assintótico, uma lei de potência:

$$N(M) \sim M^{-n} \quad (5.18)$$

na qual $n = (2-q)/(q-1)$, similar a equação (5.9). Uma vez que a relação entre a magnitude e massa do meteoro pode ser expressa por função exponencial (Jacchia et al., 1965), foi adotada a expressão usada por Sotolongo-Costa et al. (2007):

$$M = M_0 e^{-\gamma m}, \quad (5.19)$$

com $M_0 = M(m = 0)$ e γ é uma constante. Seguindo esta linha, levando em consideração que:

$$p(m)dm = p(M)dM, \quad (5.20)$$

e finalmente, integrando entre m e $-\infty$, obtemos a distribuição cumulativa inversa,

$$N_{\geq}(m) = N_t [\exp_q(-\beta_m e^{-\gamma m})]^{2-q} \quad (5.21)$$

com $\beta_m = \beta M_0$ e β_m é um parâmetro a ser ajustado. Uma potência de uma q -exponencial pode ser facilmente reescrita como outra q -exponencial com um índice q' diferente (ver Eq.4.29):

$$N_{\geq}(m) = N_t \exp_{q'}(-\beta'_m e^{-\gamma m}), \quad (5.22)$$

com $\frac{1}{1-q'} = \frac{2-q}{q-1}$ e $\beta'_m = (2-q)\beta_m$. A representação gráfica da Eq. (5.22) com

a ordenada na escala logarítmica (log na base 10) e a abscissa (magnitude) em escala linear, como mostrado nas Fig. 5.7—5.9. Estas figuras apresentam dois regimes principais. Para magnitude muito negativas (objetos brilhantes), a Eq. (5.22) apresenta uma linha reta ascendente com uma inclinação dada por $\gamma/(q' - 1) \log_{10} e$, que define a região de eventos raros. Para altos valores de magnitude, a distribuição cumulativa tende em seu limite superior a N_t e o gráfico semi-log exibe uma região quase-plana. O prolongamento da linha reta ascendente da região de eventos raros intercepta a linha horizontal da região quase plana definindo o ponto de transição entre os regimes:

$$m^* = \frac{1}{\gamma} \ln[(q' - 1)\beta'_m]. \quad (5.23)$$

A definição deste ponto de transição é mostrada na Fig. 4.3.

Neste trabalho, os dados de chuvas de meteoros foram ajustados com a Eq. (5.22), conforme será mostrado nas sessões seguintes.

5.3.3 Dados Observacionais

As distribuições cumulativas das chuvas de meteoros foram obtidas das contagens de meteoros, por faixa de magnitude visual, disponibilizadas pela International Meteor Organization (IMO) (disponível no VMDB – Visual Meteor Database, <http://www.imo.net/data/visual/>). Nesta análise, foram considerados meteoros com magnitudes entre -6 e 6 com um intervalo de uma magnitude entre as classes. As contagens analisadas foram originárias de observadores que relataram que o céu local possuía magnitude limite $lm \geq 5.5$. Este critério de seleção foi adotado em estudos similares (Brown e Rendtel, 1996; Arlt e Rendtel, 2006) e visa minimizar o viés observacional. Dez chuvas de meteoros foram analisadas: Geminídeos (GEM), Orionídeos (ORI), Qua-

drantídeos (QUA), Eta Aquarídeos (ETA), Lirídeos (LYR), Capricornídeos (CAP), Leonídeos (LEO), Perséidas (PER), Alpha Monocerídeos (AMO), Tau-
rídeos do Sul (STA) e, também, os meteoros esporádicos (SPO). A escolha
destas chuvas é associada a variedade de características físicas e dinâmicas
de cada corrente de meteoroides e dos possivelmente associados corpos-pai.
Com o objetivo de verificar se os parâmetros da Eq. (5.22) possuem varia-
ção temporal, foram analisados todos os meteoros observados nos anos 2000,
2002, 2004, 2006, 2008 e 2010 (dados VMDB), respeitando o critério de mag-
nitude definido anteriormente. Adicionalmente, para os LEO, foi analisada
a distribuição de meteoros de 1999 devido ao “outburst” desta chuva. Para
verificar se as tendências detectadas nos dados VMDB são válidas, foram
analisadas as magnitudes pancromáticas dos bólidos registrados pelo “Me-
teor Observation and Recovery Project”(MORP) (Halliday et al., 1996). Para
este conjunto de dados, foram estudados os bólidos SPO e das chuvas PER
e STA. Especificamente, PER e STA apresentam maior número de observa-
ções no banco de dados das chuvas. Para demonstrar a possível ocorrência
de erros sistemáticos entre dados visuais, fotográficos e TV, foram compa-
radas as distribuições de meteoros VMDB e MORP com aquela obtida por
uma câmera de TV instalada em Salvador (SSA, Bahia, Brasil). A câmera
usa um CCD 1/3 de polegada SONY Super HAD EX View. O instrumento
estava apontado para o zênite e possuía um campo de visão de 89 graus.
Os 49 meteoros SPO detectados foram observados entre julho e outubro de
2011. As magnitudes dos meteoros foram estimadas usando o método des-
crito na seção (3.3). Com o mesmo propósito, a distribuição de magnitudes
SPO MORP foi comparada com dados obtidos pelo Fireball Database Cen-
ter (FIDAC) (Knöfel e Rendtel, 1988), obtidos nos anos 1993, 1994, 1995,
1996 e 1997 e disponibilizados nos “Fireball Reports 1993-1996”(disponível

em <http://www.imo.net/fireball/reports>). Neste estudo foi considerado o pico de luminosidade dos meteoros detectados nos dados MORP e SSA. Este procedimento foi adotado para permitir uma comparação com os dados visuais VMDB e FIDAC. Observadores visuais geralmente registram o pico de brilho de um meteoro (Beech et al., 2007). A duração dos flashes lunares foram coletadas pelo “Automated Lunar and Meteor Observatory”(ALaMO) do “ Meteoroid Environment Office” da NASA. Os dados analisados foram coletados entre 2005 e 2010. Características instrumentais desta iniciativa são apresentadas por Suggs et al. (2008). As distribuições dos flashes lunares dos SPO e dos chuvas LEO, GEM, LYR, Taurídeos (TAU), ORI e QUA foram obtidas destes dados. A duração dos flashes foram obtidas multiplicando-se o número de frames nos quais o evento foi registrado por 1/30 s que corresponde ao tempo de integração das câmeras usadas no ALaMO.

5.3.4 Processamento e Análise

Os dados oriundos dos bancos de dados ALaMo, FIDAC, VMDB, MORP e SSA foram separadamente dispostos para gerar uma distribuição cumulativa crescente. Verificou-se que os dados ALaMo, FIDAC, MORP e SSA são melhor descritos por uma lei de potência (Eq. 5.18). Dados VMDB e SPO MORP, que apresentam maior intervalo de variação de magnitude que as outras fontes, são melhor ajustados pela Eq. (5.22) (detalhes são apresentados nas subseções (5.3.5) e (5.3.6) em seguida). Os parâmetros do modelo (função objetivo f) foram determinados com um método de busca em linha. Para cada iteração, o método define uma direção de busca p_k e o quanto o algoritmo deve avançar neste caminho. Cada iteração é dada por:

$$x_k = x_{k+1} + \alpha_k d_k, \quad (5.24)$$

na qual x é o parâmetro a ser estimado, k é o número da interação e α_k é tamanho do passo, definido como um escalar positivo. O sucesso deste método depende das escolha de valores adequados de α_k e p_k . A maioria dos métodos de busca em linha impõem que p_k tenha direção descendente de modo que f seja minimizada nesta direção.

A direção de busca d_k foi obtida com o uso do método do gradiente conjugado. O método do gradiente conjugado foi criado visando à resolução de problemas lineares iterativamente. Considerando as matrizes de coeficientes simétricas definidas positivamente, o método converge em um número finito de iterações. Contudo, quando tratam-se de matrizes não-simétricas o método não converge da mesma maneira. Cada nova direção do método é uma combinação linear de resíduo corrente com a direção anterior. O gradiente conjugado é o método das direções conjugadas que consiste na seleção de sucessivos vetores direção como uma versão conjugada dos sucessivos gradientes encontrados ao longo do processo de solução. Segundo [Hestenes e Stiefel \(1952\)](#), o método consiste dos seguintes passos:

1. Dado $\mathbf{x}_0 \in \mathfrak{R}^n$ (valor inicial), calcular $g_0 = \nabla_x f(x_0)$ e fazer $\mathbf{p}_0 = -g_0$.
2. Para $k = 0, 1, \dots, n - 1$:
 - (a) Fazer $x_{k+1} = x_k + \alpha_k d_k$, com $\alpha_k = -g_k^t d_k / d_k^t \nabla_x^2 f(x_k) p_k$
 - (b) Calcular $g_{k+1} = \nabla_x f(x_{k+1})$, e verificar se $|g_{k+1}| < \epsilon$ (tolerância).
Caso afirmativo, a solução do problema é $x = x_{k+1}$. Caso contrário prosseguir.
 - (c) Para $k < n - 1$, fazer:
 - i. $p_{k+1} = -g_{k+1} + \beta_k p_k$, com

$$\beta_k = -g_{k+1}^t \nabla_x^2 f(x_k) p_k / d_k^t \nabla_x^2 f(x_k) p_k$$

- ii. Fazer $k = k + 1$ e voltar para o passo 2.
- 3. Trocar x_0 por x_n e voltar para o passo 1.

A qualidade do ajuste, bem como a similaridade entre as distribuições, foi estabelecida com o teste χ^2 de Pearson. Todos os ajustes possuem n.c. igual ou maior que 95%.

5.3.5 Chuvas de Meteoros

Verificou-se que a equação (5.22) ajusta satisfatoriamente todas as chuvas de meteoros VMDB e também os SPO (ver Fig. 5.7 com os PER, que foi escolhida como representante da amostra pois esta chuva é a mais regular e bem observada (Beech et al., 2004)).

Os ajustes possibilitaram o estabelecimento dos valores médios $q = 1,57 \pm 0,05$ ($q' = 2,3 \pm 0,3$) e $\gamma = 1,1 \pm 0,2$. A coincidência de valores de q para diferentes chuvas sugere que o processo de fragmentação que atua nos meteoros VMDB são essencialmente os mesmos para toda a amostra. Especificamente, o valor $q > 1$ implica que não somente forças de curto alcance são responsáveis pela geração destas distribuições.

Estabeleceu-se que $97,6 \pm 0,5\%$ dos meteoros VMDB possuem magnitudes $m \leq 6$. Isto implica que o restante dos meteoros são telescópicos. As contagens de meteoros telescópicos das chuvas PER, ORI e LEO efetuada por (Porubčan, 1973) são muito menores que nossa predição. Este resultado pode implicar que a estimativa é um limite superior do número de meteoros com $m > 6$. Não foi detectada variação temporal na distribuição de probabilidades dos meteoros. Para tal, foram comparados dados VMDB do ano 2000 com os equivalentes até 2010. Especificamente, para os LEO, as contagens de meteoros do "outburst" de 1999 foram comparadas com as equivalentes de 2000

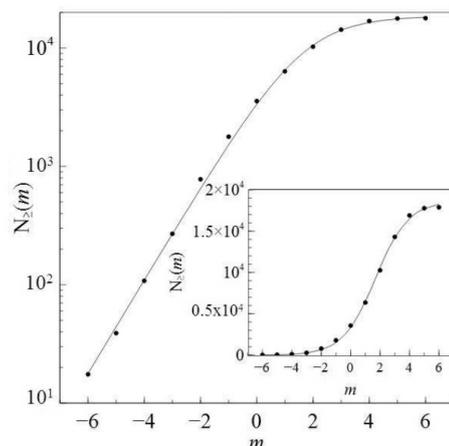


Figura 5.7: Distribuição cumulativa $N_{\ge}(m)$ x magnitude m dos PER (2000) (círculos) e ajustado com Eq. (5.22), $N_t = 18.660$, $\beta'_q = 4,42$, $\gamma = 0,879$ e $q' = 1,97$. Painel principal: escala semi-log, quadro menor: escala linear.

a 2010. A independência temporal também foi verificada. Disto conclui-se que apesar da variação ocasional da quantidade total de meteoroides (N_t), a distribuição de massa de uma chuva de meteoros permanece constante. Como consequência da invariância das distribuições com o tempo, verificou-se que uma distribuição de meteoros pode ser obtida utilizando-se dados esparsos de vários anos. Esta hipótese foi testada utilizando-se todos os dados do ano 2000 a 2010 da chuva CAP. A distribuição de probabilidade dos CAP é similar aquela de outras chuvas (ver Fig.5.8). Quando as chuvas são separadas por seus pressumidos corpos-pai, estabeleceu-se que não há diferenças entre as distribuições de meteoros oriundos de cometas ou asteroides. Esta ideia foi testada comparando as distriuições das chuvas ORI e ETA (1P/Halley) com os GEM (3200 Phaethon) e QUA (2003 EH1, Jenniskens, 2004). A distribuição de probabilidade das chuvas associadas a cometas não diferem quando estas são separadas em termos das famílias dinâmicas. Para verificar isto, se compararam as chuvas de meteoros associadas à família de Halley (ETA), família

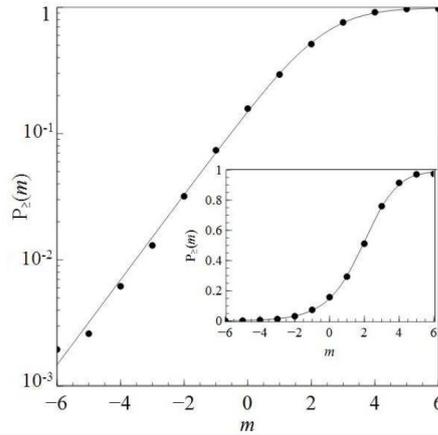


Figura 5.8: Distribuição cumulativa de probabilidades dos CAP (2000-2010) (círculos) e ajustado com a Eq. (5.22) com $P_{\ge}(m) = N_{\ge}(m)/N_t$, $N_t = 1536$, $\beta'_q = 10,20$, $\gamma = 1,13$, $q' = 2,42$ (linha sólida). Painel principal: escala semi-log, quadro menor: escala linear.

de Júpiter (LEO) e a cometas de longo período (LYR). A única diferença identificada nos dados VMDB foi entre os SPO e todas as chuvas de meteoros (veja Fig. 5.9).

A diferença entre as distribuições de probabilidade dos SPO e das chuvas de meteoros é máxima para a magnitude 2 (Fig. 5.10). Nesta magnitude, existem $\sim 20\%$ mais meteoros nas chuvas que nos SPO. A diferença é desprezível para as magnitudes -6 e 6. A diferença entre as distribuições pode estar associada à ocorrência de viés observacional no processo de coleta de dados. Verificou-se que a maioria das observações das chuvas anuais ocorre 5 ± 2 dias antes ou depois do pico do evento. Por exemplo, no ano 2010, os dados VMDB registram 834 SPO ($lm \geq 5,5$) com 434 destes ($\cong 52\%$) correspondentes ao período de pico dos PER, entre 5 e 19 de agosto. Neste mesmo período foram registrados 1523 PER. Estas observações podem ser um indicativo que o céu não é sistematicamente monitorado excetuando-se a época das chuvas de meteoros anuais. A ocorrência de viés observacional

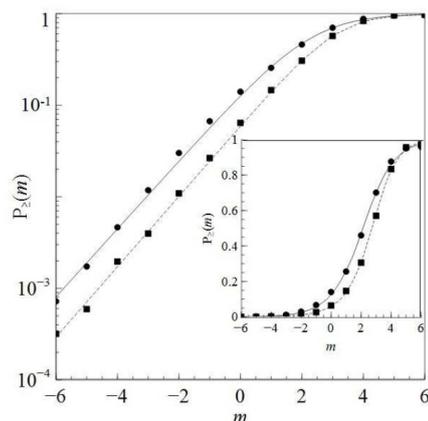


Figura 5.9: Distribuição cumulativa de probabilidade dos LEO (1999) (círculos) e SPO (2004) (quadrados), e seus ajustes correspondentes com a Eq. (5.22) com $N_t = 60.329$, $\beta'_q = 8,72$, $\gamma = 0,99$ e $q' = 2,16$ (LEO, linha sólida), $N_t = 21.942$, $\beta'_q = 48,1$, $\gamma = 1,34$ e $q' = 2,52$ (SPO, linha tracejada).

nos dados VMDB SPO é também sugerida quando analisamos dados MORP. Os bólidos MORP associados as chuvas STA e PER são modelados pelas Equações (5.18) e (5.19) (Fig. 5.12).

A comparação entre as distribuições modeladas sugerem que estas chuvas são similares. Os dados SPO, entretanto, são modelados pela Eq. (5.22), possivelmente devido ao maior intervalo de variação de magnitude (Fig. 5.13). As distribuições modeladas das chuvas não são correlacionadas com aquela dos SPO. O número de meteoros SPO em um dado intervalo de magnitude é sistematicamente maior que o observado nas chuvas e isto é um resultado conhecido (Pawłowski et al., 2001, Rendtel, 2006). O índice q é $1,51 \pm 0,03$ usando dados MORP.

Os dados SSA são bem modelados pelas Eq. (5.18) e (5.19). O valor do índice entrópico é $q = 1,46 \pm 0,04$ (veja Fig. 5.11).

Os dados FIDAC também podem ser ajustados pelas Eq. (5.18) e (5.19), com $q = 1,8 \pm 0,1$ (Fig. 5.14). A distribuição de magnitudes aparentes FIDAC

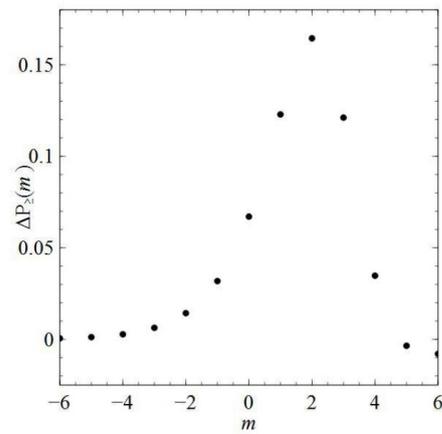


Figura 5.10: Diferença entre as distribuições cumulativas de probabilidade dos LEO (1999) e SPO (2004), $\Delta P_{\geq}(m) = P_{\geq}^{\text{LEO}}(m) - P_{\geq}^{\text{SPO}}(m)$ como uma função da magnitude m , colocando em evidência a discrepância máxima em $m=2$.

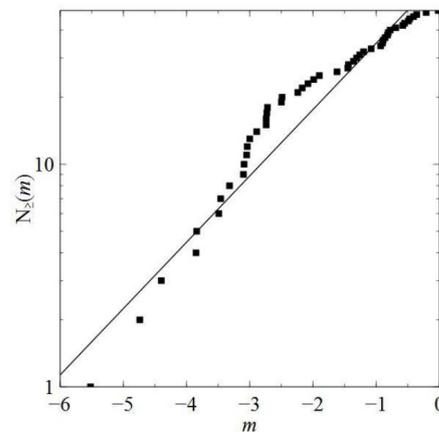


Figura 5.11: Distribuição cumulativa $N_{\geq}(m) \times$ magnitude m de meteoros detectados por uma câmera “all sky” instalada em Salvador (SSA, quadrados). A linha sólida representa as Eq. (5.18) e (5.19) ($n = 1,2$ e $\gamma = 0,59$). O desvio avaliado das magnitudes é 0,4. O ajuste não é bom para magnitudes ao redor de $m = -2$.

tem boa aderência ao modelo. O mesmo não é correto para a distribuição de magnitudes zenitais. Esta falta de concordância com o modelo pode ser associada a conversão das magnitudes aparentes para as zenitais. A conversão faz uso de uma estimativa da altura do bólido. A estimativa da altura pode introduzir uma fonte de erro adicional, conforme sugerido por [Belloc Rubio \(1995\)](#). Este problema é particularmente importante para bólidos mais brilhantes que -6. Também verificou-se a ocorrência de variação temporal nas distribuições de magnitudes aparentes comparando os dados obtidos de 1993 até 1997. A compatibilidade somente ocorre para o intervalo de magnitude entre -6 e -3. Isto pode sugerir a ocorrência de viés observacional na amostra FIDAC. Este viés pode ser causado pela diferença da área terrestre coberta pelos observadores, a duração total das observações e campo de visão. Considerando estes fatores, uma compatibilidade foi obtida por [Zotkin e Khotinok \(1978\)](#), comparando dados visuais de bólidos observados na ex-União Soviética e aqueles registrados por redes fotográficas. Pela mesma razão não há uma compatibilidade entre os dados MORP e SSA.

5.3.6 Flashes Lunares

Dados ALaMO são modelados pela Eq. (5.18) para a duração dos impactos (Fig.5.15). As distribuições para os LEO, LYR e GEM são similares (isto corresponde a metade da amostra analisada). Por outro lado, seria esperado que a distribuição dos SPO fosse diferente daquelas apresentadas pelas chuvas. Entretanto, verificou-se que a distribuição dos SPO apresenta similaridades com os ORI, GEM, LYR e LEO. Estes resultados não possuem concordância com as conclusões obtidas com os dados VMDB e MORP e sugerem a ocorrência de viés observacional neste conjunto de dados. O viés pode ser gerado por condições observacionais inadequadas como a ocorrência de fases da Lua

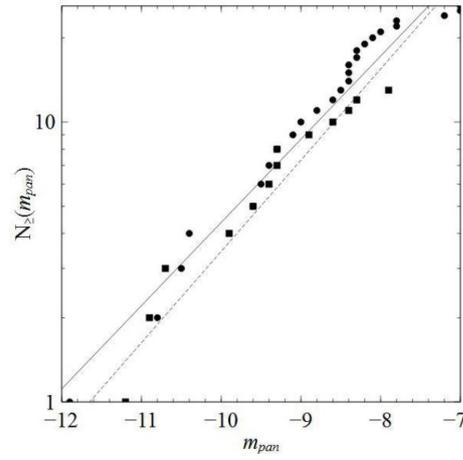


Figura 5.12: Distribuição cumulativa do número de meteoros MORP $N_{\ge}(m_{pan}) \times$ magnitude pancromática m_{pan} , STA (quadrados), PER (círculos) e seus ajustes correspondentes (Eq. (5.18) e (5.19)), STA (linha sólida, $n = 0,83$) e PER (linha pontilhada, $n = 0,91$). Ambos ajustes usam $\gamma = 0,83$ calculado com os dados MORP-SPO.

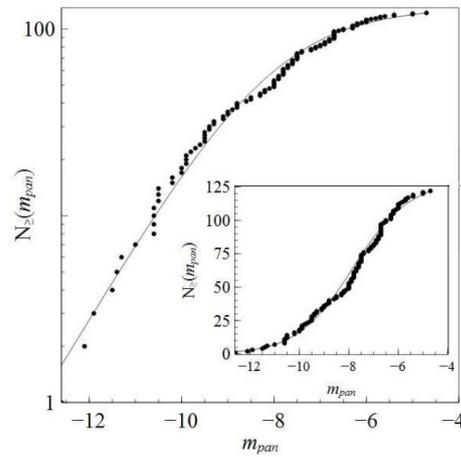


Figura 5.13: Distribuição cumulativa do número de meteoros MORP $N_{\ge}(m_{pan}) \times$ magnitude pancromática m_{pan} , MORP-SPO (círculos) e ajustados pela Eq. (5.22), $N_t = 131$, $\beta'_q = 0,0015$, $\gamma = 0,83$, $q' = 1,86$ (linha sólida). Painel principal: escala semi-log, quadro menor: escala linear.

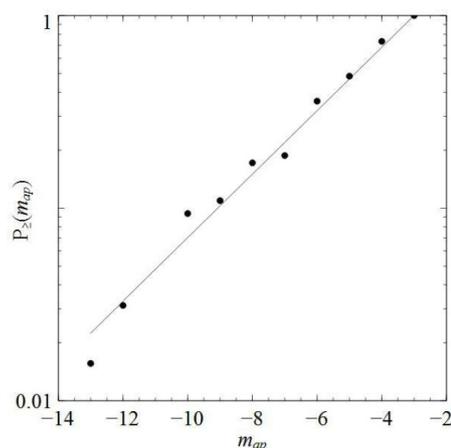


Figura 5.14: Probabilidade cumulativa dos dados FIDAC $P_{\ge}(m_{ap}) \times$ magnitude aparente m_{ap} (dados do arquivo FIDAC95.001) linha sólida, Eq. (5.18) e (5.19), com $n = 0,33$ e $\gamma = 1,1$.

inadequadas para a detecção dos flashes ou/e mau tempo. Devido a este viés, não foi possível inferir a existência de flashes com duração inferior a 0,033 s. O valor médio do índice entrópico para chuvas similares é $q = 1,32 \pm 0,02$ e este é próximo daquele obtido com dados fotométricos. Uma vez que ambos fenômenos são associados as massas dos meteoroides, pode-se concluir que as chuvas de meteoros observadas na Terra e Lua são compatíveis. Conforme observado anteriormente, sugere-se que os mecanismos que regem a duração dos flashes lunares são ambos de curta e longa distância em sua natureza.

5.4 A q -Distribuição de Massa dos Meteoritos

5.4.1 Introdução

Chuvas de meteoritos são oriundas da fragmentação de grandes meteoroides. Eventos desta natureza já foram registrados por povos do mundo inteiro (ver [dall'Olmo 1978](#) e [Ahn 2004](#)). A importância científica destes eventos é

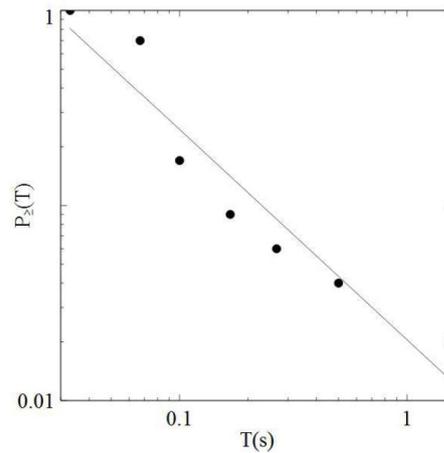


Figura 5.15: Distribuição cumulativa de probabilidade para a duração $T(s)$ dos flashes lunares ALAMO para os SPO (círculos). A linha sólida corresponde ao ajuste da Eq. (5.18) com $n = 1,6$.

grande. Em 1803, J. B. Biot propôs a origem extraterrena dos meteoritos, baseado no estudo dos fragmentos recolhidos em L'Aigle (França) (Gounelle, 2003). Os primeiros meteoritos marcianos no qual indícios de alteração aquosa foram reconhecidos são associados à chuva de Nakkla (Egito) de 1911 (Gooding et al., 1991). Meteoritos marcianos são originários do planeta Marte. Provavelmente, os meteoroides progenitores foram formados após colisões de asteroides ou cometas com Marte (Gladman et al., 1996). O termo “alteração aquosa” refere-se a uma mudança na composição química de uma rocha induzida pela interação com água nos três estados da matéria (Ming et al., 2008).

A fragmentação dos meteoroides pode ocorrer durante sua formação colisional, devido a mares gravitacionais durante passagens próximas da Terra (Tóth et al., 2011) e durante sua entrada na atmosfera (Hills e Goda, 1993). Particularmente nesta fase são formados meteoros que podem ser registrados por câmeras fotográficas ou de TV. Entretanto, por limitações instrumentais,

estas observações não possibilitam a determinação do diâmetro, forma e densidade de uma quantidade apreciável de fragmentos de um grande meteoróide. Estas informações são necessárias à concepção de modelos de fragmentação. Em função disso, estes modelos são formulados com restrições por não possuírem a capacidade de simultaneamente incorporar o processo de ruptura do meteoróide, a troca de energia entre os fragmentos e atmosfera e a emissão de radiação eletromagnética devido ao aquecimento dos fragmentos (Melosh, 2013). Por exemplo, o modelo “Cabeça de Medusa” admite que a ruptura de cada fragmento ocorre simultaneamente e gera igual quantidade de fragmentos que o estágio anterior. Todos os fragmentos possuiriam as mesmas dimensões e uma geração é originada de um evento explosivo (veja Levin e Bronshten 1986). Na realidade, esta fragmentação não ocorre simultaneamente devido a diferenças entre os diâmetros dos fragmentos (Park e Brown, 2012). Ceplecha e Revelle (2005) sugerem que o processo de fragmentação pode ser identificado por saltos de brilho ou lampejos na curva de luz do meteoro. O modelo “Cabeça de Medusa” não possui a capacidade de explicar a origem de lampejos com durações de alguns milissegundos observados nas curvas de luz da maioria dos bólidos (Spurný e Ceplecha, 2008). Uma alternativa para a formulação de um modelo de fragmentação baseia-se na análise da distribuição dos meteoritos encontrados na superfície terrestre. Entretanto, esta tarefa não é trivial. Frost (1969) sugere que os fragmentos recolhidos não se constituem na quantidade total originária da fragmentação do meteoróide original. Esta discrepância é originária dos chamados fatores “aéreo” e “terrestre”. O fator aéreo é a suposição que maiores fragmentos de um meteoróide colidem com a Terra em locais diferentes dos menores ou se fragmentam novamente. O componente terrestre está associado a hipótese que grandes fragmentos possam ficar enterrados após o impacto e a poeira e pequenos

meteoritos podem ser indistinguíveis dos materiais terrestres. A soma destes dois fatores pode ser denominada de “viés de recolhimento”. Uma expressão que pode ser utilizada para descrever a distribuição observada de diâmetros dos fragmentos é a equação de Gatés-Gaudin-Schumman (Schumann, 1940):

$$y(x) = 100\left(\frac{x}{K}\right)^m, \quad (5.25)$$

na qual, y é a percentagem acumulada de fragmentos com diâmetros menores que x , K e m são constantes dependentes da população. A lei de potência (5.25) é originária do estudo da fragmentação artificial de materiais rochosos e foi utilizada na análise da distribuição de seis chuvas de meteoritos por Frost (1969). Lang (1972) sugeriu que a Eq. (5.25) e outras leis de potência (Hartmann, 1969; Hellyer, 1971) são inadequadas para a descrição da distribuição de massa do meteorito Łowicz. Uma distribuição lognormal foi proposta como alternativa. Esta escolha pode ser provavelmente justificada pelas rupturas sucessivas que os fragmentos de um meteoróide sofrem na atmosfera (Cheng e Redner, 1988). Hughes (1978) modelou satisfatoriamente a distribuição de massa de 955 condritos do meteorito Bjurboele com uma distribuição Weibull. Seguindo a mesma ideia, Artemieva e Shuvalov (2001) propuseram que o padrão estocástico das trincas dos meteoritos poderia ser descrito por uma distribuição estatística e utilizaram a distribuição de Weibull para modelar a fragmentação de um meteoróide. Neste contexto, Gritsevich et al. (2014) consideraram que a distribuição de massa do meteorito Košice é modelada pelas versões bimodais das funções distribuições cumulativas (FDC) Weibull (F_W), Grady (F_G) e log-normal (F_{LN}):

$$F_W(m, \gamma, \mu) = 1 - e^{-(m/\mu)^\gamma} \quad (5.26)$$

$$F_G(m, \mu) = 1 - e^{-(m/\mu)} \quad (5.27)$$

$$F_{LN}(m, \sigma, \mu) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln m - \mu}{\sigma \sqrt{2}} \right) \right] \quad (5.28)$$

com

$$\operatorname{erf}(z) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (5.29)$$

$$F_{BM}(m) = \omega F_1(m) + (1 - \omega) F_2(m). \quad (5.30)$$

Estas funções são definidas em termos da média μ , desvio padrão σ e o parâmetro de forma γ . (ver Fig. 5.16). A Eq. (5.29) é denominada de “função erro”, que é obtida pela integração da distribuição normal. As FDC bimodais das distribuições (5.26), (5.27) e (5.28) podem ser com o uso da Eq. (5.30). Cada distribuição F_1 e F_2 possuirá parâmetros estatísticos específicos como média e desvio padrão. Na Eq. (5.30), ω é coeficiente de peso tal que $\omega \in [0; 1]$.

Especificamente, a distribuição Grady foi desenvolvida para a modelagem da fragmentação. Grady e Kipp (1985) propuseram esta relação exponencial simples, baseada na ideia de Mott (1947), que admitiu que a distribuição dos pontos de ruptura de um corpo segue uma função de Poisson. A distribuição Weibull (ou Rosin-Ramler) foi criada para a descrição de diversas grandezas, como tensão em aço e em fibras de algodão indiano, alturas de adultos ingleses e dimensões de grãos resultantes de um processo de esmerilhamento (Weibull, 1951).

Além da aderência matemática destas CDFs aos dados, deve-se também levar em consideração o intervalo de variação do parâmetro x analisado e validade da função neste domínio. Leis de potência são frequentemente obser-

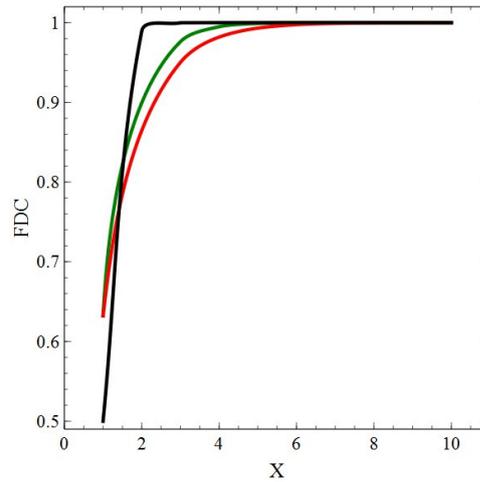


Figura 5.16: Funções distribuições cumulativas (FDC) $\times X$ (variável aleatória) das distribuições log-normal ($\mu = 10^{-4}$ e $\sigma = 0,3$, linha sólida negra), Grady ($\mu = 1,0$, linha vermelha) e Weibull ($\mu = 1,0$ e $\gamma = 1,2$, linha verde). Os parâmetros destas funções foram escolhidos aleatoriamente visando a facilitar a comparação das distribuições.

vadas em caudas de distribuições, mas não em todo seu espectro. Dependendo do sistema em análise, costuma-se adotar outras leis para as regiões de valores pequenos ou intermediários de x . Os limites de validade de distribuições comumente utilizadas no estudo da fragmentação, podem ser encontrados em [Cheng e Redner \(1988\)](#). Por possivelmente apresentar natureza fractal ([Turcotte, 1997](#)) e criticalidade auto-organizada ([Oddershede et al., 1993](#)), o processo de fragmentação pode ser classificado com um fenômeno complexo. Deste modo, este processo pode não ser bem representado por distribuições estatísticas derivadas da entropia de Boltzmann-Gibbs (BG). Como alternativa na modelagem de massa dos meteoritos, propõe-se a utilização da distribuição q -exponencial que modela adequadamente a distribuição de diâmetros de NEAs ([Betzler e Borges, 2012](#)) e a massa de chuvas de meteoros ([Betzler e Borges, 2015](#)), que são objetos/fenômenos correlatos aos meteoritos. O sucesso da q -exponencial e outras q -distribuições (ver [Tsallis, 2009a](#)) na

descrição destes sistemas é em parte devido a sua capacidade na modelagem de distribuições com caudas longas e fenômenos que seguem leis de potência, que são características de sistemas complexos. Estas características permitiram a modelagem das distribuições de massa dos meteoritos com níveis de confiança iguais ou superiores a 95%. A possibilidade de definir com exatidão o ponto de transição entre a q -exponencial e uma lei de potência torna possível avaliar a representabilidade de distribuição de massa com algumas dezenas de fragmentos e pequena variação em ordens de grandeza. Neste estudo, visou-se a modelagem empírica da distribuição cumulativa numérica dos meteoritos usando a abordagem não-extensiva. Deste modo, não se especulou sobre a natureza da fragmentação em si. Entretanto, este estudo pode fornecer subsídios para a formulação de modelos não-extensivos de fragmentação específicos para meteoroides.

5.4.2 Dados Experimentais, Processamento e Análise

Os dados utilizados foram divididos em três conjuntos visando testar a hipótese da validade da equação (5.7) nas amostras e analisar o significado dos parâmetros q e β_q no processo de ruptura de um meteoróide: i) Fragmentação, ii) Locais de queda e iii) Tipo mineralógico. O conjunto “fragmentação” é composto de fragmentos presumivelmente oriundos de um único meteoróide, sendo formado pelo condrito carbonáceo Sutter’s Mill (Jenniskens et al., 2012), os ferrosos IIIAB Whitecourt (Kofman et al., 2010) e IVA Gibeon (Citron, 1967), e o condrito ordinário H5 Košice (Gritsevich et al., 2014). Os dados dos grupos ii e iii foram extraídos do “Meteoritical Bulletin Database” (<http://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php>). O conjunto ii é associado a localidade de queda do meteorito. Analisamos meteoritos encontrados na Antártica, Brasil, Canadá, China, EUA e Rússia. Esta amostra é composta

de países e territórios com grandes áreas ou número de expressivo de meteoritos recolhidos. Com estes dados, visamos verificar a ocorrência do viés de recolhimento. O grupo iii é composto de meteoritos dos tipos metálicos (complexos IAB, IIAB e IIIAB), rochosos-metálicos (mesosideritos e pallasites) e rochosos (condritos carbonáceos ordinários do tipo 3, HED, lunares e ureiliteos), que foram agrupados de acordo com o esquema tradicional de classificação (ver [Weisberg et al., 2006](#)).

As massas dos meteoritos em cada conjunto foram ordenados para gerar distribuição cumulativa crescente. Deste modo, o meteorito ou fragmento de maior massa recebeu o número um e assim sucessivamente. Os parâmetros N_t , q e β_q foram obtidos através de otimização não-linear, usando o método do gradiente conjugado para busca em linha. A estimativa inicial de q foi obtida através de um ajuste linear do semi- q -log de $N_{\geq}(m) \times m$, conforme sugerido por [Thurner e Tsallis \(2005\)](#). O valor ideal de q foi aquele que maximizou o coeficiente de correlação R^2 .

O valor inicial de β_q foi obtido a partir de sua relação com o ponto de transição (veja Fig. 4.3). A eficiência dos modelos estatísticos utilizados na representação dos dados experimentais foi avaliada com o Critério de Informação de Akaike (CIA) [Akaike \(1974\)](#). Este critério pode ser dado por:

$$CIA = SQR/\sigma^2 + 2p, \quad (5.31)$$

na qual, SQR é a soma dos quadrados dos resíduos e p é o número de parâmetros do modelo. Alternativamente se a variância σ^2 é desconhecida:

$$CIA = n \ln \sigma^2 + 2(p + 1) = n \ln(SQR/n) + 2(p + 1), \quad (5.32)$$

com $\sigma^2 = SQR/n$ sendo a máxima verossimilhança de σ^2 e n é o número

de observações da amostra. O primeiro termo é igual ao log-verossimilhança do modelo ajustado aos dados. Deste modo, o primeiro termo é a medida da qualidade de um ajuste. Isto implica que o modelo com o menor CIA possui maior aderência ao modelo. Uma correção para amostras finitas é dada por (ver [Maier, 2013](#)):

$$CIAc = n \ln \hat{\sigma}^2 + 2 \frac{2(p+1)n}{n-p-2}, \quad (5.33)$$

[Burnham e Anderson \(2002\)](#) recomendaram fortemente o uso do CIAc em detrimento do CIA se n é pequeno ou o modelo possui um grande quantidade de variáveis. Como CIAc converge para CIA, quanto n se torna grande, o CIAc geralmente pode ser utilizado sem grandes problemas. Nas amostras analisadas neste estudo, verificamos que $CIA \simeq CIAc$. Adicionalmente foi utilizado o teste χ^2 para avaliar a qualidade dos ajustes e validar os diagnósticos do CIAc.

A distribuição de massa dos fragmentos dos meteoritos Sutter's Mill e Košice (Fig. 5.17) foi modelada com q -exponenciais e comparadas com os ajustes Weibull e Weibull bimodal propostos por [Gritsevich et al. \(2014\)](#) e [Vinnikov et al. \(2014\)](#). O valor do CIAc indica que o ajuste da distribuição q -exponencial é superior ao obtido com as funções estatísticas usuais (ver Tab. 5.1 e 5.2):

Tabela 5.1: Avaliação da qualidade dos ajustes do modelos estatísticos aplicados nos fragmentos do meteorito Sutter's Mill.

Grandeza/Distribuição	q -exponencial	Weibull
SQR	104,40	230,11
p	3	2
CIAc	32,00	90,62
Probabilidade de Validade do Modelo	> 99,99%	< 0,01%

Tabela 5.2: Avaliação da qualidade dos ajustes dos modelos estatísticos aplicados aos fragmentos do meteorito Košice.

Grandeza/Distribuição	q -exponencial	Weibull Bimodal
SQR	3.389,44	16.277,79
p	3	5
CIAc	601,11	942,69
Probabilidade de Validade do Modelo	> 99,99%	< 0,01%

Tabela 5.3: Parâmetros dos ajustes q -exponenciais nas três chuvas de meteoritos analisadas. O percentual estimado de fragmentos recolhidos é dado por $e(\%)$.

Meteorito	n	N	q	β_q	$e(\%)$
Sutter's Mill	77	80,51	1,04	0,10	96%
Košice	215	245,87	1,91	0,11	87%
Whitecourt	2306	2434,08	1,47	0,086	95%

Esta melhor aderência também é identificada quando o teste χ^2 é aplicado (Tab. 5.4):

Tabela 5.4: Valores do parâmetro χ^2 comparando as distribuições q -exponencial (χ_q^2) e Weibull (χ_w^2). Especificamente, w representa a versão bimodal da Weibull para o Košice.

Meteorito	χ_q^2	χ_w^2
Sutter's Mill	3,871	7,76
Košice	29,352	10.079.432

O ajuste de uma q -exponencial na distribuição do meteorito Sutter's Mill resultou em $q \simeq 1$. Conforme apresentado no Cap. III, no limite $q \rightarrow 1$, uma q -exponencial pode ser aproximada por um função exponencial. Esta característica justificaria a aproximação do problema pelas distribuições Weibull e Grady (ver [Vinnikov et al., 2014](#)) com n.c. igual ou superior a 95%. Esta característica também justifica porque o uso da versão bimodal da Weibull é desnecessário. Entretanto, este ajuste possui qualidade inferior ao da q -

exponencial. Esta observação é reforçada considerando que o valor de χ^2 do ajuste da q -exponencial é praticamente metade do apresentado pela Weibull. Ambos valores de χ^2 foram obtidos excluindo-se o maior fragmento (0,2046 kg). Levando-se em consideração este espécime, os dois modelos são rejeitados em qualquer n.c. Esta exclusão pode justificar-se pela baixa probabilidade acumulada de ocorrência deste fragmento nos dois modelos: $5,24 \times 10^{-8}$ para a q -exponencial e $8,36 \times 10^{-8}$ previsto pela Weibull. A baixa probabilidade prevista pode estar associada a uma amostragem deficiente para fragmentos mais massivos ou a existência de duas ou mais populações de fragmentos na amostra dos meteoritos.

A hipótese de ajuste da distribuição observada do Košice por uma Weibull bimodal somente é aceita com um n.c. superior a 99%, se os dois maiores fragmentos (2,374 kg e 2,1674 kg) são excluídos da processamento. Esta peculiaridade não é observada com o ajuste por um q -exponencial, que é aceito com um n.c. de 95%. Estes dois fragmentos possuem baixas probabilidades acumuladas previstas pela q -exponencial ($2,6 \times 10^{-3}$ e $2,9 \times 10^{-3}$) e probabilidades praticamente nulas com Weibull bimodal ($8,05 \times 10^{-10}$ e $4,3 \times 10^{-9}$). Esta grande diferença entre as probabilidades dos dois modelos está associada à incapacidade da Weibull bimodal em ajustar a cauda da distribuição observada.

O meteorito Whitecourt é bem ajustado com uma q -exponencial com n.c. de 95% ou superior (Fig. 5.18 e 5.19). A probabilidade de ocorrência do maior fragmento (6,51 kg) é de $8,1 \times 10^{-6}$.

Os maiores fragmentos dos três meteoritos analisados apresentam baixa probabilidade de ocorrência. A diferença entre os valores observados e os fornecidos pelo ajuste da q -exponencial (resíduos) são similares em toda a amostra, com uma tendência de máximo para as menores massas.

A hipótese de diferentes regimes de fragmentação na amostra do Košice foi sugerida por [Gritsevich et al. \(2014\)](#). Este autores admitiram que a ruptura de dois hipotéticos fragmentos primordiais de um mesmo meteoróide deram origem a distribuição bimodal Weibull. A justificativa física para bimodalidade da distribuição é associada a uma hipotética bipartição do meteoróide original. Esta hipótese não possui embasamento observacional uma vez que [Borovicka \(2012\)](#) reportou que a ruptura inicial do Košice gerou provavelmente três corpos na entrada na atmosfera.

A pequena dispersão do valor médio de $\beta_q = (99 \pm 8) \times 10^{-3} g^{-1}$ pode indicar que os processos de fragmentação foram praticamente similares. Não foi possível estabelecer uma correlação de q e β_q com a densidade de massa, porosidade ou percentagem estimada $e(\%)$ de meteoritos encontrados na natureza.

A amostra analisada do meteorito Gibeon é composta de 62 fragmentos com massas variando de $\sim 100 - 500$ kg, com um único fragmento de 0,195 kg. Diferente de outros meteoritos ferrosos como Kaali ([Iudin et al., 1983](#)), Canyon Diablo ([Vdovykin, 1973](#)) ou Sikhote-Alin ([Krinov, 1965](#)), Gibeon não é caracterizado por uma quantidade substancial de fragmentos com massas de alguns quilogramas ou menos. [Buchwald \(1975\)](#) sugeriu que nativos possam ter retirando estes hipotéticos fragmentos para confeccionar ferramentas ou que o campo de dispersão dos fragmentos (do inglês “strewn field”), cuja área é $\sim 2,5 \times 10^3$ km² ([Buchwald, 1969](#)), não havia sido devidamente vasculhado. Estes fatores poderiam ter ocasionado a distribuição observada (Fig. 5.18). A distribuição de massa do meteorito Gibeon não é ajustada adequadamente por um função exponencial ou q -exponencial com qualquer n.c. que for considerado (Fig. 5.18). Estes ajustes inadequados aos modelos propostos podem sugerir que a amostra do Gibeon é mais incompleta que os outros meteoritos

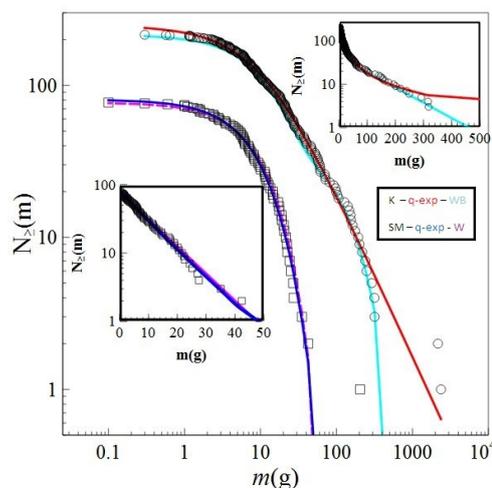


Figura 5.17: Gráficos log – log de $N_{\ge}(m) \times m$ das distribuições de massa dos meteoritos Sutter’s Mill (SM, círculos) e Košice (K, quadrados). O ajuste de uma Weibull para o Sutter’s Mill possui $\mu = 11$ e $\gamma = 1$. O ajuste de uma bimodal Weibull para o Košice corresponde a $\mu_1 = 13.1$, $\mu_2 = 140$, $\omega = 0,8$ e $\gamma_1 = \gamma_2 = 1,14$. Os quadros menores mostram os ajustes anteriores na escala mono-log. Inferior: Sutter’s Mill, Superior: Košice.

analisados neste estudo.

Halliday et al. (1989) sugeriram uma taxa de 83 quedas de meteoritos a cada 10^6 km/ano. Levando em consideração esta estimativa no Brasil seriam esperados 85 eventos por ano. Esta quantidade supera o número de meteoritos recolhidos nos últimos dois séculos no país (de Carvalho, 2010). Isto sugere a ocorrência de um viés de recolhimento dos meteoritos. Como a distribuição de massa dos fragmentos de um mesmo meteoróide pode ser representada por uma q -exponencial, deveria-se esperar que distribuição de massa dos meteoritos de um mesmo tipo recolhidos também seja descrita por uma distribuição de mesma natureza. Para que isto seja válido, o viés de recolhimento não deve se manifestar ou seu efeito deve ser desprezível. Para avaliar a ação deste viés, constituiu-se uma amostra de meteoritos separados por tipo mineralógico e a região de recolhimento na superfície terrestre. Verificou-se que meteoritos rochosos das classes condritos ordinários do tipo 3, urelites, HED e lunares

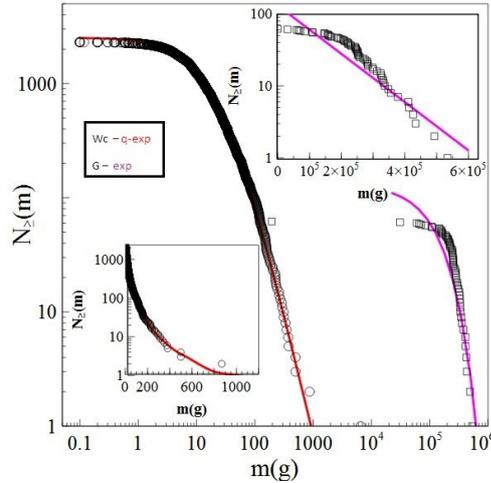


Figura 5.18: Gráficos log – log de $N_{\ge}(m) \times m$ das distribuições de massa dos meteoritos Whitecourt (Wc, círculos) e Gibeon (G, quadrados). Os quadrados menores mostram os ajustes anteriores na escala mono-log. Inferior: Whitecourt, superior: Gibeon. Ajustes q -exp: q -exponencial, w: Weibull e wb: Weibull Bimodal.

são ajustados por q -exponenciais com um n.c. de 95% ou superior (Tab. 5.5).

Tabela 5.5: Parâmetros do ajuste q -exponencial dos quatro tipos de meteoritos analisados.

Tipo	N_t	q	β_q (g^{-1})
Condritos Ordinários (Tipo 3)	1118,20	2,28	$4,61 \times 10^{-3}$
HED	1146,97	2,22	$1,13 \times 10^{-2}$
Lunares	164,71	2,01	$1,31 \times 10^{-2}$
Urelites	317,88	2,07	$1,19 \times 10^{-2}$

Estes meteoritos fazem parte do grupo dos acondritos que se dividem em angrites, aubrites, brachinites, urelites, HED, Marcianos e Lunares. Os HED incluem os howardites, eucrites e diogenites. Análises espectroscópicas destes meteoritos os associaram ao asteroide Vesta (ver Binzel e Xu, 1993). Os acondritos diferenciados exibem uma textura ígnea modificada por impactos e/ou metamorfismo térmico. Este meteoritos são compostos essencialmente por litofila, siderofila, calcofila e atmofila.

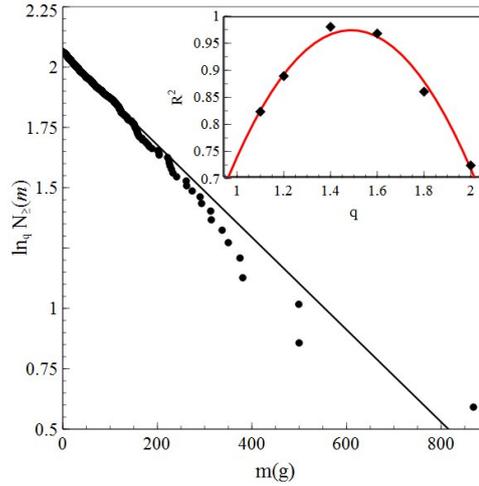


Figura 5.19: Gráficos $q - \ln N_{\ge}(m) \times m$ da distribuição de massa do meteorito Whitecourt (círculos) correspondente à $q = 1,47$. Este valor foi calculado a partir de otimização tendo com estimativa inicial $q = 1,49$, que foi obtida do ponto de máximo da parábola do gráfico $R^2 \times q$. O ajuste linear (linha negra) e a parábola (linha vermelha) possuem $R^2 = 0,98$. Painel principal: escala semi- $q - \ln$, quadro menor: $R^2 \times q$

Os valores médios dos acondritos HED, Lunares e urelites são $q = 2,10 \pm 0,02$ e $\beta_q = (12.1 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ g}^{-1}$ (Fig. 5.20). O adequado ajuste do modelo suporta a ideia que a fragmentação é descrita por uma q -exponencial. Entretanto, os valores de q e β_q são diferentes aqueles oriundos da ruptura de um único meteoróide (comparar Tab. 5.3 e 5.5). Pode-se admitir que a ordem de grandeza de β_q esteja associada à natureza das distribuições de massa. Verificamos que as chuvas de meteoritos tem massa variando entre décimos até alguns milhares de gramas. Para os Urelites, HED e Lunares, esta variação é de centésimos a centenas de milhares de gramas (e milhões para os condritos ordinários). Além disso, massa de alguns dos mais massivos espécimes analisados é a resultante da soma de todos os seus fragmentos. Estas características também manifestam-se com os demais meteoritos da amostra.

Os demais tipos de meteoritos analisados não são ajustados com q -exponenciais

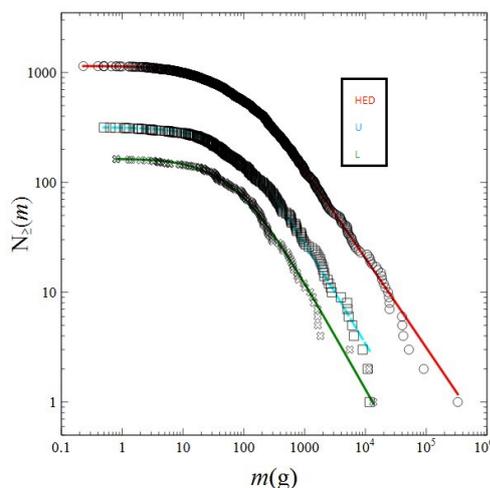


Figura 5.20: Gráficos log – log de $N_{\ge}(m) \times m$ das distribuições de massa dos meteoritos rochosos dos tipos lunar (cruzes), Urelites (quadrados) e HED (círculos). As linhas sólidas representam o ajuste de uma q -exponencial para cada tipo de meteorito.

ou relações exponenciais. Esta hipótese é rejeitada em qualquer n.c. considerado.

Quando os meteoritos são separados por regiões com maior área territorial (Rússia, Antártica, Canadá, EUA, China e Brasil), verificamos que apenas a Antártica e o Canadá são descritos por q -exponenciais com n.c. de 95% ou superior (Fig. 5.21). As amostras do Brasil, China, EUA e Rússia não são bem ajustadas por q -exponenciais ou exponenciais. Na amostra coletada nos EUA, observamos uma relação próxima de uma lei de potência para massas de algumas gramas até duas dezenas de quilogramas. A falta de ajuste aos modelos pode ser uma evidência da ação do viés de recolhimento, conforme sugerido para os fragmentos do meteorito Gibeon.

Para verificar a validade desta hipótese, analisamos a distribuição de meteoritos encontrados na Antártica. Presumivelmente, o meio ambiente antártico é propício para a conservação e identificação dos meteoritos (Yanai, 1978). Estas características podem minimizar o viés de recolhimento. Para este con-

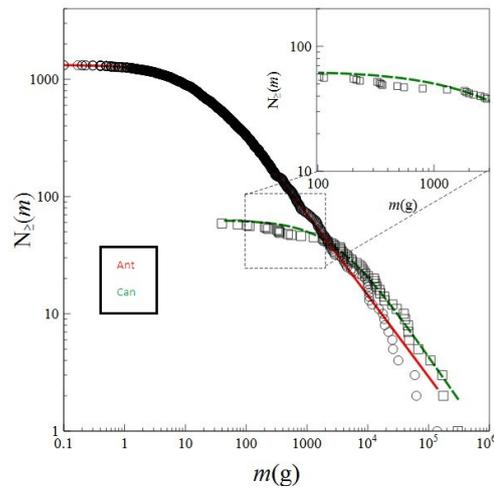


Figura 5.21: Gráficos log – log de $N_{\ge}(m)$ x m das distribuições de massa de alguns tipos de meteoritos encontrados na Antártica (acondritos, condritos ordinários, ferrosos e mesosideritos; círculos) e no Canadá (quadrados). As linhas sólidas representam o ajuste de uma q -exponencial para os meteoritos encontrados no Canadá (Can, $q = 2,33$, $\beta'_q = 2,61 \times 10^{-4} \text{g}^{-1}$ e $N_t = 63$) e Antártica (Ant, $q = 2,44$, $\beta'_q = 4,6 \times 10^{-2} \text{g}^{-1}$ e $N_t = 1326$). No quadro, um detalhe da distribuição dos meteoritos canadenses no qual pode-se perceber a discrepância do ajuste do modelo com relação aos dados observacionais.

tinente, verificamos que a distribuição de massa dos acondritos e condritos ordinários segue uma q -exponencial, com parâmetros q e β'_q diferentes daquelas da fragmentação de um único meteoróide. Entretanto, um q -exponencial ou lei de potência não modela a distribuição dos mesosideritos e meteoritos metálicos antárticos. Quando combinamos estes dois tipos com os condritos ordinários e os acondritos, a distribuição de massa torna-se uma q -exponencial (Fig. 5.21), com q e β'_q sendo as médias ponderadas destes parâmetros de cada tipo mineralógico. Acrescentando mais tipos mineralógicos na amostra, verificamos que a distribuição continua a ser uma q -exponencial, com valores diferentes daqueles obtidos das chuvas de meteoritos. Isto sustenta a ideia da ocorrência do viés de recolhimento nos meteoritos antárticos. Entretanto, consideramos que este efeito é menor que em outras partes do mundo dada a aderência a um q -exponencial a uma maior quantidade de tipos mineralógicos. As distribuições de massa dos meteoritos antárticos e não antárticos não apresentam diferenças em oposição ao sugerido por Huss (1991) (Fig. 5.22). Esta conclusão foi obtida comparando-se as distribuições de massa de vários tipos mineralógicos diferentes.

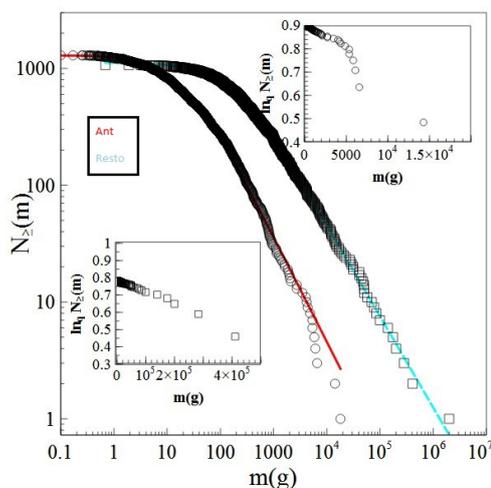


Figura 5.22: Gráficos log – log de $N_{\ge}(m)$ x m das distribuições de massa meteoritos condritos ordinários do tipo 3 encontrados na Antártica (círculos) e no restante do planeta (quadrados). As linhas sólidas representam o ajuste de uma q -exponencial para os meteoritos encontrados na Antártica (Ant, $q = 2,28$, $\beta'_q = 5,28 \times 10^{-2} \text{g}^{-1}$ e $N_t = 1329$) e no resto da Terra (Rest, $q = 2,24$, $\beta'_q = 4,46 \times 10^{-3} \text{g}^{-3}$ e $N_t = 1196$). Os quadros superior (Ant) e inferior (Rest) mostram os dados numa representação mono- q -log.

Capítulo 6

Detecção Automática de Meteoros

6.1 Introdução

Neste capítulo será apresentada uma descrição dos sistemas que compõem uma estação de detecção de meteoros. A construção, operação e processamento dos dados coletados por este dispositivo se constituem em alguns dos objetivos desta tese. Em operação desde 2010, a “Estação do Barbalho” detectou centenas de meteoros das chuvas ETA, GEM e ORI além de uma grande quantidade de SPO (Fig. 6.1). Apesar das limitações associadas à sensibilidade da câmera e a poluição luminosa do sítio observacional, este instrumento foi capaz de gerar dados que deram suporte ao modelo de distribuição não extensiva de massa/magnitude de meteoros proposto na seção (5.3).

Assim como no resto do mundo, o desenvolvimento da astronomia brasileira sucitou na construção de instrumentos para pesquisa. No final da década de 1950, foi construído o primeiro radiotelescópio nacional. Este simples instrumento abriu caminho para o desenvolvimento de nossa radioastronomia e

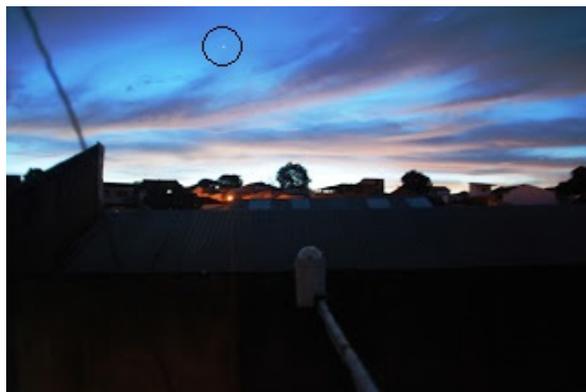


Figura 6.1: Câmera de detecção de meteoros no anoitecer de 6 de dezembro de 2011. O instrumento estava instalado em um prédio residencial no bairro do Barbalho em Salvador (BA). O planeta Vênus (círculo) é visível no horizonte.

geofísica espacial (Capozzoli, 2005). Atualmente, engenheiros e astrônomos brasileiros trabalham no desenvolvimento de radiotelescópios e sensores capazes de estudar explosões solares na frequência dos Terahertz (ver da Silveira, 2014). O ingresso do Brasil em projetos internacionais de telescópios óticos de grande porte (SOAR e GEMINI) possibilitou a obtenção de conhecimentos técnicos para a construção de periféricos destes instrumentos em laboratórios nacionais (ver Macanhan et al., 2010).

O desenvolvimento desta pesquisa repete esta tendência da astronomia observacional que é a construção/integração de instrumentos pelos seus próprios usuários finais.

6.2 Câmera de TV “All Sky”

O componente principal de uma estação de detecção de meteoros é sua câmera cuja capacidade de detecção é limitada por seu sensor. Por aproximadamente 80 anos, emulsões fotográficas foram o principal sensor em uso em surveys como os conduzidos pelo “Harvard College Observatory”, EFN, “Praire

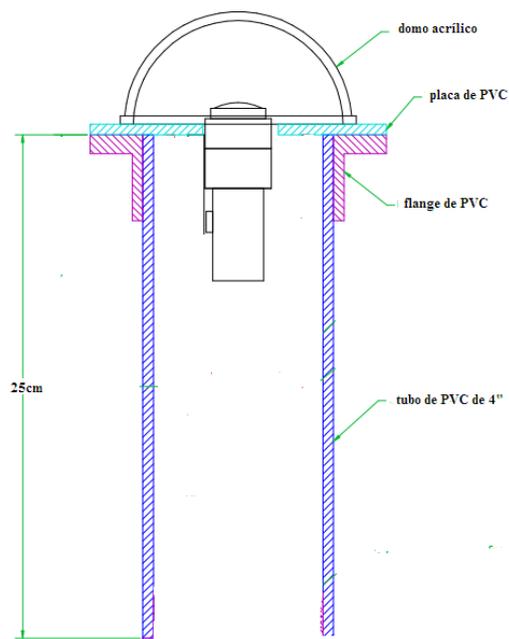


Figura 6.2: Estrutura de proteção da câmera de TV proposta nesta tese. Um mastro de 1,5m de comprimento não é mostrado. Este mastro se destinava reduzir a obstrução do campo de visão, afastando a câmera do prédio.

Network” e MORP. Experimentos pioneiros com câmeras de TV foram realizados por [Spalding e Hemenway \(1961\)](#) que utilizaram um sensor Orthicon para detectar meteoros, nuvens e auroras. Na década de 1970, câmeras de TV foram utilizadas com maior pugnância na astronomia dos meteoros. O uso destes sensores é justificado pela sua maior sensibilidade e pela praticidade no processamento dos dados. A análise de dados fotográficos implica na revelação do filme e sua posterior digitalização em complexos instrumentos óptico-mecânicos, como o “astrorecord” da firma alemã Zeiss (ver [Evans, 1998](#)). Atualmente, somente a rede australiana “Deset Fireball Network” utiliza filme fotográfico como detector ([Bland et al., 2012](#)). A razão desta escolha esta associada a baixa disponibilidade de energia elétrica no local onde as câmeras estão instaladas.

Neste estudo, as estações foram equipadas com uma câmera de TV sul-coreana marca KT&C CO Ltd modelo KPC-EX190SWX. Esta câmera é dotada de um CCD (“Charge Couple Device”) Sony HAD 1/3” com 510 x 492 píxeis e sensibilidade luminosa mínima de 3×10^{-4} lux. Este dispositivo possui especificações intermediárias as das câmeras Watec 902 H2 Ultimate e a KPF 131 HR, muito comuns em redes de detecção de meteoros na Europa (ver [UKMON, 2013a](#)). A tecnologia HAD (“Hole Accumulation Diode”) faz com que estes CCDs tenham uma camada de acumulação adicional somada a junção do diodo p-n. Um diodo p-n possui uma junção p-n que permite a condução da corrente elétrica em apenas um sentido, sendo isso possível pela junção de uma camada de material semiconductor do tipo-p com outra de tipo-n. Esta junção drena os elétrons termicamente gerados no chip reduzindo o ruído. Esta característica é particularmente importante em condições ambientais de baixa luminosidade, como na detecção da grande maioria dos objetos astronômicos. Operando numa taxa 30 quadros/s num sítio de observação ur-

bano, a câmera deste estudo detectou estrelas com magnitude limite próxima de três. Usando como referência o “Yale Bright Star Catalogue”, isto implica em uma média de $4,2 \times 10^{-4}$ estrelas por grau quadrado. Esta razão sugere que um pequeno número de estrelas pode ser captado pela câmera. Para fins de comparação, em média, seriam captadas 0,3 estrelas na área da esfera celeste correspondente a constelação do Cruzeiro do Sul (68 graus quadrados) ou cinco estrelas na Hidra (1303 graus quadrados). Respectivamente estas são a menor e a maior constelações dentre 88 definidas pela União Astronômica Internacional.

A instalação da estação no campus da UFBA, no bairro de Ondina, em Salvador, foi abandonada, pois o nível de poluição luminosa daquela região da cidade é bem superior a do bairro do Barbalho, local da residência do autor.

A objetiva da câmera possui 3,6 mm de distância focal, o que gerou um campo de visão de 89 graus. Este campo é maior que os 55 graus das câmeras Baker super-Schmidt do “Harvard College Observatory” ([Whipple, 1951](#)). Na média, cinco estrelas poderiam ser registradas simultaneamente neste campo, o que possibilitou a determinação da posição no céu de um meteoro qualquer com um desvio de algumas frações de grau. Entretanto, este desvio é algumas vezes maior que os 1,5 a 3,5 minutos de arco que foi obtidos por [Kozak \(2002\)](#), utilizando equipamento similar em um sítio observacional não urbano. Apesar da menor precisão, este número de estrelas possibilitou a determinação das magnitudes e associação dos meteoros a suas radiantes.

A câmera foi voltada diretamente para o céu o que dispensou o uso de um espelho convexo como o empregado em muitas estações da EFN. A câmera estava instalada em uma parte de Salvador com grande circulação de veículos. Eventualmente, as partículas geradas por estes veículos poderiam depositar-se no espelho implicando em diminuição de sua reflexibilidade e perda de

magnitude limite. A estrutura de suporte da câmera foi feita com tubos e conexões de PVC para esgoto, que podem ser encontrados em qualquer loja de material de construção (Fig. 6.2). A estrutura se baseou em uma variação do projeto da câmera “all sky” proposta pelo “Sandia National Laboratory” (ver [Kenyon e Watson, 2005](#)). Um domo de acrílico foi usado para proteger a câmera da ação do meio ambiente e permitir uma visão livre do céu. Com a exposição às intempéries, o domo tornou-se opaco em cerca de seis meses, implicando em sua troca.

6.3 Programa de Aquisição

O sucesso de um programa de observações de meteoros depende criticamente de seu sistema automático de detecção. A limitada velocidade de processamento computacional, combinada com problemas de ruído eletrônico nas câmeras de TV, tornaram a detecção em tempo real inviável dos anos 1960 até a segunda metade de década de 1990. Durante este período, registros eram processados “offline” por inspeção manual ou por programas computacionais. Com o desenvolvimento de novos processadores de computadores e a redução do custo de aquisição de intensificadores do tipo MPC (“micro-channel plate”, ver [Chrzanowski, 2013](#)), a detecção em tempo real tornou-se possível. Câmeras de TV de alta sensibilidade da ordem de 10^{-4} lux e baixo custo tornaram-se comuns a partir do início dos anos 2000, sendo inicialmente utilizadas em observações de ocultações estelares de asteroides ([IOTA, 2007](#)). Estas câmeras passaram a ser utilizadas sistematicamente no estudo de meteoros, beneficiando-se dos programas de processamento anteriormente desenvolvidos.

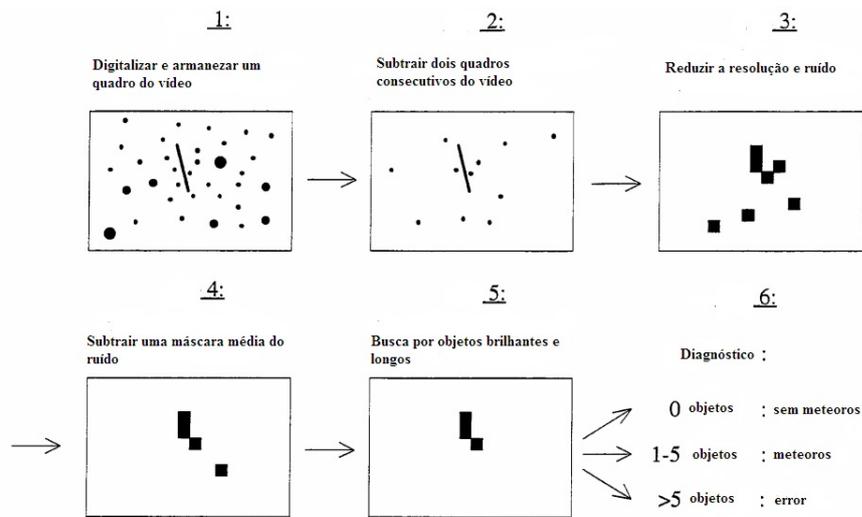


Figura 6.3: Passos de um algoritmo clássico de detecção de meteoros. Fonte: Edição do diagrama original de [Molau e Nitschke \(1996\)](#).

6.3.1 Algoritmo de Detecção dos Meteoros

O método de detecção de meteoros mais utilizado é descrito na Figura 6.3. Neste esquema, temos duas imagens consecutivas ($n-1, n$), que são subtraídas. Como resultado dessa operação, certos elementos da imagem são preservados como eventuais meteoros, objetos em movimento lento (satélites artificiais ou aviões), resíduos da subtração inadequada de estrelas ou ruído causado pela queda de raios cósmicos no CCD. Para eliminar detecções indesejáveis, a resolução da imagem é reduzida por um fator de quatro em ambos os eixos. Com esta medida, o píxel resultante poderá captar a média do sinal registrado por 16 píxeis da configuração anterior e o nível de ruído é reduzido em 75%. Para eliminar elementos residuais na imagem n é subtraída uma máscara de baixa resolução formada pela média das $n-1$ imagens anteriores. Após a subtração da máscara, a probabilidade de detecção de um meteoro poderá ser independente da sensibilidade da câmera e das condições do céu. O procedi-

mento para identificação dos meteoros consiste na busca de objetos de grande extensão em píxeis na imagem. Para tal, a imagem tem sua resolução restaurada. Em cada setor são feitas somas de cinco em cinco píxeis em diferentes direções, como mostrado na Figura 6.4. Se a soma em alguma direção é maior que este limite isto pode implicar na detecção de um meteoro. Nesta fase, os píxeis inicial e final do candidato são registrados. O limiar de detecção é obtido da média ou do máximo nível de ruído das últimas $n - 1$ imagens nas quais não há presença de um meteoro, multiplicado por um fator de detecção r . O valor de r é associado a sensibilidade do algoritmo de detecção. O fator r inicial deve ser ligeiramente maior que um e faz com que o algoritmo consiga detectar meteoros de baixa magnitude. Entretanto, o número de detecções falsas cresce de modo que este fator tem que ser ajustado empiricamente. Este algoritmo foi testado inicialmente na análise de vídeos da chuva de meteoros Monocerídeos (Molau, 1994). Nesta ocasião, 30 minutos de gravação apresentavam 28 meteoros dos quais 25 poderiam ser detectados por simples inspeção visual. O algoritmo aplicado ao vídeo detectou 20 meteoros, implicando em uma taxa de 75% após quatro processamentos dos dados visando ajustar o fator r . Os restantes não foram detectados por estar nas cercanias do campo de visão ou possuíam baixa magnitude aparente.

6.3.2 Programas de Detecção de Meteoros

Neste tópico será apresentada uma análise dos softwares de detecção e processamento de dados existentes na época do desenvolvimento da parte observacional desta tese (primeiro semestre de 2010). A comparação é baseada nos estudos realizados por Molau e Gural (2005) e Blaauw e Cruse (2012) tendo sido atualizadas e complementadas pelo autor. Esta comparação foi fundamental para a escolha do programa que fosse mais compatível com os

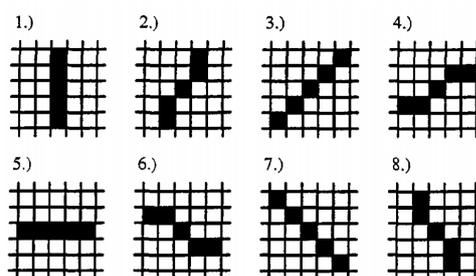


Figura 6.4: Procedimento para detectar objetos com grande comprimento angular consiste na realização de oito somas com cinco pixels vizinhos a um pixel de referência seguindo a seqüência acima. Fonte: [Molau e Nitschke \(1996\)](#).

recursos instrumentais e computacionais disponíveis.

1. Meteor Record ou MetRec é um pacote para detecção em tempo real e análise de meteoros desenvolvido por [Molau \(1999\)](#). Sua primeira versão surgiu em 1998 mas, sua origem é de fato em 1993 quando uma versão anterior do código de detecção foi desenvolvida. O objetivo do MetRec é possibilitar a operação autônoma de uma câmera de vídeo para observação de meteoros durante um grande período de tempo.

Uma mínima quantidade de interação manual é necessária para o início e o processamento das observações, que é realizado com o uso de programas adicionais. MetRec possui muitos parâmetros de detecção que podem ser ajustados em função dos sistemas de TV disponíveis e objetivos do programa observacional. Esta flexibilidade possibilita uma taxa de detecção acima de 80%. Em função da otimização de suas rotinas, MetRec pode ser executado em um PC com um RAM de 500MHz. O software é bem utilizado pela comunidade, operando na maioria das estações da “Polish Meteor Network” ([Zoladek, 2012](#)) e pela rede mantida pelo Museu de Ciência e História de Denver (EUA),

além de um número de observadores anônimos e instituições de pesquisa astronômica.

O programa não possui ferramentas próprias para análise de dados gerados em dupla estação. Estas ferramentas foram criadas por terceiros com a finalidade de calcular elementos orbitais de meteoros (ver [Koschny et al., 2012](#)).

Para aquisição dos dados, MetRec necessita de uma placa de vídeo “Meteor” ou “Meteor II” construída pela Matrox Corporation sendo configurada para operação nos sistemas MSDOS, Win95 e 98.

2. METEORSCAN é outro pacote para detecção e análise de meteoros. Sua primeira versão foi divulgada em 1996. Grande modificações nas rotinas foram efetuadas entre 1998 e 2002, durante as campanhas de observação dos LEO na superfície terrestre e em aviões (ver [Gural et al., 2002](#)). A versão capaz de processar vídeos em tempo real é executável em computadores Macintosh, analisando um sinal de vídeo análogo oriundo de uma placa Scion Corporation LG-3. A versão para processamento após a observação é executável em um PC convencional analisando vídeos no formato AVI que são transferidas para o HD através de uma interface IEEE 1394. Uma característica especial do METEORSCAN é a facilidade em adaptá-lo para as condições de observações na Terra ou em plataformas áreas pois, possibilita a detecção dos meteoros em campos estelares trilhados resultado de oscilações no movimento do avião ou pelo uso de câmeras com campo de visão pequeno.

A versão que opera em tempo real necessita de mínima intervenção humana e automaticamente se adapta a capacidade de processamento do computador, incrementando a probabilidade de detecção (P_d). Para um

Macintosh com RAM de 300 MHz, Pds superiores a 80% são facilmente obtidos. A versão do METEORSCAN para PC opera no ambiente Windows OS, lendo os dados diretamente do disco rígido, com Pd de 99%. Este alto Pd pode ser atribuído pela não necessidade de processar os sinais em vídeo em tempo real. Estimativas efetuadas indicam que um processador com 3 GHz poderia possibilitar detecção em tempo real.

METEORSCAN é utilizado pela rede CAMS (“Cameras for Allsky Meteor Surveillance”) do SETI Institute (do inglês Instituto de Busca por Inteligência Extraterrestre; ver [Jenniskens \(2012\)](#)) e uma modificação deste pacote é utilizada para detecção em tempo real pela “Croatian Meteor Network” (CMN) (ver [Gural e Šegon, 2009](#)). Versões do algoritmo de detecção são utilizadas em aplicações variadas como a detecção de objetos massivos do halo da Via Láctea (MACHOSCAN) e detecção de flashes gerados por impactos lunares (LUNARSCAN). Estes programas utilizam algoritmo de detecção por classificadores (“clustering”) que é mais eficiente que o classificador de padrões (Transformada de Hough) que é empregada no METEORSCAN.

3. O programa ASTRO Record foi desenvolvido por M. de Ligni com a finalidade de efetuar medidas astrométricas de objetos astronômicos e, em especial, meteoros. Para isso, a rotina determina as coordenadas cartesianas do meteoro e das estrelas de referência. As coordenadas equatoriais das estrelas de campo são correlacionadas com cartesianas e são estimadas as aberrações presentes no registro (rotação e distorção de campo devido a curta distância focal da objetiva, etc) e a ascensão reta e declinação do meteoro. O arquivo de saída do ASTRO RECORD pode ser utilizado no programa “Turner” (ou “Redsky”, [Tadeusz, 1983](#))

da “Dutch Meteor Society” para determinação da trajetória atmosférica e órbita do meteoro. Adicionalmente, as coordenadas equatoriais da posição inicial e final do meteoro geradas pelo ASTRO RECORD podem ser convertidas para o formato PosDat utilizado pela IMO.

O programa processa imagens fotográficas nos formatos BMP e PCD (Kodak Photo CD) bem como vídeo no formato AVI. A entrada de coordenadas equatoriais das estrelas de referência é facilitada pela possibilidade de especificar a constelação e número de Flamsteed das estrelas. Este número está associado ao catálogo com 2554 estrelas, criado pelo astrônomo inglês J. Flamsteed (1646-1719), publicado em 1712. Com a definição de quatro ou mais estrelas deste catálogo, o programa já é capaz de fornecer a identificação de outros objetos no campo. O usuário tem a flexibilidade de selecionar o grau do polinômio (1º, 2º ou 3º) para correlação das coordenadas x e y para as equatoriais (Método de Turner). Um polinômio de terceiro grau possibilita a correção da maioria das distorções causadas pela câmera, intensificadores de imagem ou pelo processo de digitalização das fotografias/filmes fotográficos.

4. UFOCAPTURE é um programa desenvolvido para detectar objetos em movimento. O programa é disponibilizado nas versões “UFOCAPTURE-FREE” e “UFOCAPTUREPRO”, que diferem pelo nível de resolução dos vídeos gerados. UFOCAPTURE pode ser usado para registrar meteoros, eventos atmosféricos luminosos transientes (do inglês “sprites”), satélites artificiais, dentre outros fenômenos. O programa não foi desenvolvido especificamente para detecção de meteoros. Deste modo, o algoritmo descrito no subseção (6.3.1) não é utilizado. UFOCAPTURE utiliza uma máscara que encobre objetos estacionários brilhantes, como

estrelas e planetas, e considera os objetos mais brilhantes que um dado limiar como se estes estivessem em movimento. Após sua detecção, o programa registra um vídeo AVI, com uma duração típica de 3s. UFOCAPTURE é baseado na coleção de aplicativos DirectX do sistema operacional (SO) Windows 7, XP ou 2000 e permite a operação com uma grande variedade de câmeras de TV. Este pacote é utilizado pelas redes SPMN (“Spanish Meteor Network”, ver [Trigo-Rodríguez et al., 2008](#)), UKMON (“United Kingdom Meteor Observation Network”), NEMETODE (“Network for Meteor Triangulation and Orbit Determination”, ver [Stewart et al., 2013](#)) e pela brasileira BRAMON (“Brazilian Meteor Observation Network”; <http://bramon.org>).

Dois programas foram criados para tornar o UFOCAPTURE mais adequado ao estudo dos meteoros. UFOANALYSER classifica os objetos detectados (meteoro, avião, insetos, etc.) nos vídeos. Cada classe é definida a partir de parâmetros configuráveis como brilho, dimensão em píxeis, geometria e duração. Esta classificação pode ser revisada manualmente. Para a realização da astrometria, um mapa celeste é superposto em uma imagem extraída do vídeo registrado. O usuário deve adaptar parâmetros do mapa como dimensões, rotação, centro e distorção do campo de visão até obter o melhor ajuste. Os parâmetros resultantes são utilizados para a obtenção da posição no céu e magnitude aparente de pico dos meteoros detectados. Estes resultados são armazenados em um arquivo de texto. O UFOORBIT lê a saída do UFOANALYSER e destina-se a buscar objetos comuns registrados em dupla estação. O resultado deste processamento pode ser representado graficamente na forma do traço deixado pelo meteoro (Fig. 6.5 e 6.6), sua radiante e órbita heliocêntrica. A órbita é determinada utilizando os procedimen-

tos apresentados no Capítulo 3. UFOORBIT combina observações de diferentes estações e calcula trajetórias e órbitas dos meteoroides. O programa possui critérios internos de qualidade que rejeitam automaticamente pares de observações com baixa precisão ou com uma geometria de trajetória não realista. Para esta tarefa, UFOORBIT possui quatro fatores de qualidade para determinação de parâmetros dinâmicos de um meteoro: $Q0$ combina dados de várias estações baseando-se em um intervalo de tempo (DT) no qual um mesmo meteoro é observado em vários locais; $Q1$ rejeita meteoros fictícios; $Q2$ exclui riantes mal determinadas; $Q3$ que descarta meteoros com velocidades mal determinadas. Todos estes parâmetros dependem de parâmetros que podem ser ajustados no UFOORBIT.

Um usuário do pacote UFOCAPTURE é a rede SONOTACo do Japão. Desde 2004, esta rede detectou cerca de 71.000 meteoros em dupla estação dos quais 31% foram descartados por um ou mais critérios de qualidade do UFOORBIT. Dos 54.000 restantes, 18.650 tiveram suas órbitas classificadas como de alta precisão e fisicamente razoáveis. A utilização do UFOORBIT em seu modo automático e usando parâmetros padrão do programa pode reduzir a exatidão da determinação de parâmetros cinemáticos de um meteoro. Esta redução pode estar associada a três fatores: i) a variação do comprimento angular da trajetória observada do meteoro em locais variados, ii) intervalo de tempo que possa definir se um mesmo meteoro foi observado em estações diferentes e iii) a detecção de mais de um meteoro em um vídeo. Estes três parâmetros são de ocorrência aleatória. Desse modo, a utilização de parâmetros padrões do UFOORBIT pode gerar resultados incorretos quanto a identificação e cálculos das trajetórias dos meteoros. Uma

constante supervisão humana é necessária para evitar anomalias. O programa UFOORBIT utiliza um critério não convencional de classificação dinâmica dos meteoros. Este critério possui três condições: i) o meteoro deve ser observado num intervalo de tempo de 10 dias, centrando no pico de atividade de uma chuva conhecida. ii) a trajetória do meteoro deve coincidir com a radiante de uma chuva e iii) a velocidade geocêntrica do meteoro deve ter uma variação de 10% com relação ao valor médio da chuva. [Vereš e Toth \(2010\)](#) analisaram a classificação dinâmica de meteoros gerada pelo UFOORBIT e pelo critério-D ([Southworth e Hawkins, 1963](#)). De acordo com o critério-D, uma pequena fração da população dos SPO é contaminada por meteoros associados a chuvas, que foram mal classificados pelo UFOORBIT. A contaminação mediana da população de SPO é de 6,4% com um valor máximo de 15,2%. Estes valores permitem estudos populacionais dos meteoros que são coerentes com a realidade observacional.

5. O programa ASGARD foi criado por R. Weryk da Universidade de Western Ontario (UWO) ([Brown et al., 2010](#)). O programa é executável no SO Debian/Linux. O programa de detecção e processamento dos dados é integrado e totalmente automatizado. Assim como o UFOCAPTURE, ASGARD aceita uma grande variedade de câmeras. O usuário pode alterar parâmetros como o limiar de detecção. O acesso ao programa é exclusivo a usuários da UWO.

Uma comparação entre ASGARD e o UFOCAPTURE revelou que ASGARD conseguiu detectar 73% do meteoros registrados pelo UFOCAPTURE ([Blaauw e Cruse, 2012](#)). Em contrapartida, UFOCAPTURE teve 289 falsas detecções em comparação com as 60 obtidas pelo

ASGARD. As magnitudes calculadas pelo UFOCAPTURE possuem um desvio médio de 0,8 em relação às determinadas pelo ASGARD. ASGARD está sendo utilizado pela “Canadian Automated Meteor Observatory” (CAMO) (Weryk et al., 2013) e a “All-Sky Fireball Network” operado pelo “Meteoroid Environment Office” da NASA.

Da análise anterior, conclui-se que MetRec e METEORSCAN devem ser excluídos em função da necessidade de hardwares específicos para a interface entre a câmera e o computador de aquisição. O programa ASTRO RECORD não foi considerado adequado, pois destina-se ao processamento de dados astrométricos e não para captura de eventos. ASGARD não existia quando a Estação do Barbalho iniciou suas operações. Além disso, o programa não é disponibilizado ao público. Deste modo, o pacote UFOCAPTURE foi escolhido como ferramenta básica deste projeto pelos seguintes motivos: a) O pacote é compatível com versões variadas do Windows; b) O programa permitiu fácil conexão da câmera de TV adquirida para este projeto; e c) Os programas de processamento dos dados obtidos (UFOANALYSER e UFOORBIT) foram desenvolvidos especificamente para as saídas do UFOCAPTURE. A escolha deste pacote implicou na necessidade do desenvolvimento de um esquema de processamento autônomo dos dados, similar ao disponível no ASGARD. Esta automatização foi desejável em função da eventual ocorrência de outbursts de chuvas de meteoros, que implicam na geração de alertas imediatos a outros observadores. O esquema de automatização do pacote UFOCAPTURE é apresentado no último tópico deste capítulo.

6.3.3 Ajustes de uma Estação

Neste tópico serão apresentados os esquemas de processamento dos dados gerados pela câmera usando o UFOANALYSER. Para este programa é apre-

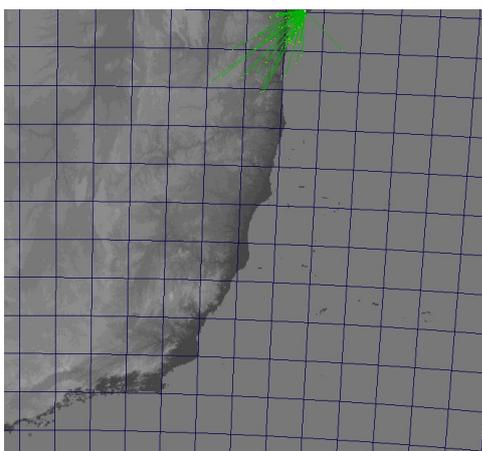


Figura 6.5: Distribuição espacial de 55 meteoros SPO detectados entre 24 de janeiro e 17 de março de 2013 UT. Os traços representam as trajetórias atmosféricas dos meteoros centradas em Salvador. Nesta estimativa, o programa admitiu que os meteoros tornam-se visíveis em uma altitude de 100 km. Como a câmera possui um campo de 89 graus e estava apontada para o sudoeste, há uma quantidade expressiva de meteoros em torno desta direção. Figura gerada com o programa UFOANALYSER utilizando o perfil da estação.

sentado o esquema de criação do perfil da estação, fundamental para a análise astrométrica e fotométrica dos meteoros registrados. UFOORBIT utiliza a saída do UFOANALYSER para fornecer a radiante e a órbita dos meteoros observados em dupla estação. A sequência apresentada é baseada no manual “UKMON UFO Analyzer User Guide” (UKMON, 2013b), sendo inédita em português. Estes esquemas serviram de base para uma automatização parcial do processamento de dados gerados pela câmera. Não se incluiu nesta automatização, o cálculo da órbita e trajetória orbital com o UFOORBIT. O estudo do programa demonstrou que é necessária a modificação de parâmetros de processamento dos dados em função da natureza dos dados coletados. Este ajuste é a criação do perfil da estação, que pode ser encontrado no Apêndice [A](#).

6.4 Esquema de Automatização

A automatização da Estação do Barbalho foi efetuada via hardware e software. Um temporizador analógico da marca A. Santos, modelo SIW 504452, com desvio avaliado de cinco minutos, foi programado para ativar a câmara entre 18h30min e 05h40min (hora local). Aproximadamente, este intervalo corresponde ao anoitecer e amanhecer astronômicos em junho em Salvador, pois a duração das noites é maior. O ajuste do tempo no computador da estação foi feito com o uso do programa Dimension 4 (<http://www.thinkman.com/dimension4/>) da “Thinking Man Software”. Dimension 4 usa o protocolo SNTP (“Simple Network Time Protocol”) para se conectar a servidores de sinais de tempo na internet.

Após o término de uma sessão observacional, o UFOANALYSER foi utilizado para processar os dados obtidos na sessão observacional. Para automatizar este procedimento, foi utilizando o programa ROBO TASK V5.4 (www.robotask.com), desenvolvido pela “Neo Wise Software”. Este programa de “Office Automation” (Automação de Escritórios) teve sua primeira versão lançada em 2004. ROBO TASK destina-se a automatização de funções variadas em PCs como inicialização de programas, “download” e “upload” de arquivos, manipulação de arquivos, dentre outras inúmeras possibilidades (Neowise Software, 2014). ROBO TASK foi programado para iniciar a rotina de processamento dos dados as 5 h 40 m. A rotina de automatização foi registrada com a opção “Record a macro”. Quando selecionada, esta rotina registra a posição do mouse e os correspondentes cliques na tela. Após iniciada, a rotina inicia o UFOANALYSER seguindo a sequência de comandos disponível no Apêndice B. Esta sequência de comandos do UFOANALYSER foi apresentada no lugar dos comandos da rotina do ROBO TASK para facilitar

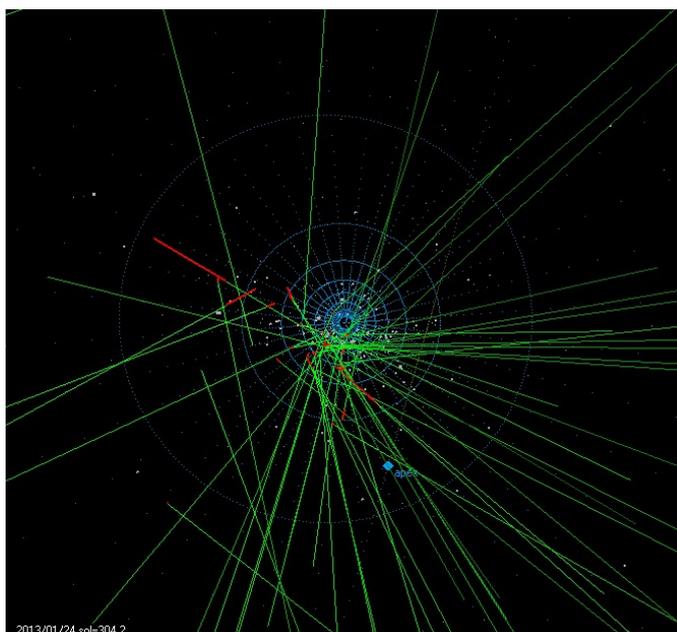


Figura 6.6: Trajetórias aparentes (verde) dos meteoros da Fig. 6.5, com relação ao polo sul celeste, detectados entre 24 de janeiro e 17 de março de 2013 UT. As partes vermelhas das trajetórias representam o final do movimento do meteoro. Figura criada com o UFOANALYSER.

sua implementação em outros programas de automatização.

Entre março de 2013 e janeiro de 2014, esta rotina operou em dois PC ligados a câmeras gêmeas no mesmo sítio observacional. Isto possibilitou a diferenciação entre meteoros oriundos de chuvas e os SPO. Um exemplo é análise da chuva GEM. O pico deste enxame ocorre anualmente no dia 13 de dezembro, data confirmada pelos dados coletados (veja Fig. 6.7). A ausência de meteoros detectados em uma certa data podem ser associadas ao mal tempo, problemas instrumentais ou a um posicionamento não favorável da câmera. Em 2013, a câmera foi reposicionada do zênite para a direção noroeste favorecendo a observação de meteoros boreais. A média diária de detecções foi de 4 ± 2 meteoros.

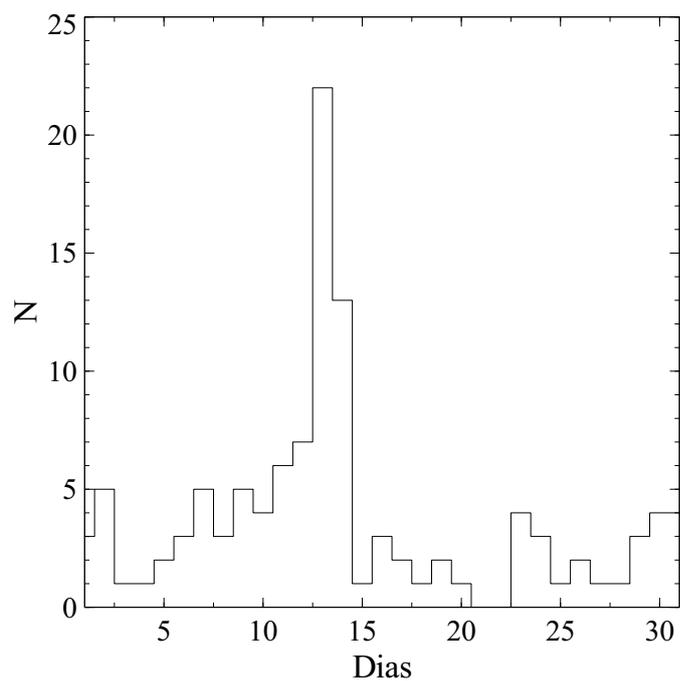


Figura 6.7: Quantidade total N de meteoros detectados a cada dia do mês de dezembro de 2011, 2012 e 2013.

Capítulo 7

Conclusões e Perspectivas

Futuras

Nesta tese, foi proposta a montagem de estações de detecção de meteoros e processamento autônomo de dados. Originalmente, estas estações seriam dispostas em cidades do Estado da Bahia, em localidades com uma separação mínima de 20 km. O pacote UFOCAPTURE foi escolhido para a detecção e processamento dos dados, por ser um dos mais eficientes e utilizado por iniciativas similares no mundo. Os três programas que compõem o pacote não foram concebidos para operar de forma autônoma, ocasionando a necessidade de sua junção computacional. Entretanto, com o desenvolvimento do trabalho, verificou-se que alguns dos objetivos não eram realísticos em função de problemas logísticos e financeiros. Os problemas logísticos são associados ao gerenciamento de uma rede com estações instaladas em cidades diferentes. O número de câmeras foi reduzido de cinco para duas e ambas foram instaladas no bairro do Barbalho, em Salvador (BA). A primeira câmera (C-I) foi ativada em 25 de junho de 2010. Durante 2010 e 2011, esta câmera foi apontada para o zênite. Em janeiro de 2012, C-I foi apontada para a direção sudoeste,

visando o estudo de meteoros austrais.

A segunda câmera (C-II) foi ativada em agosto de 2013 e foi apontada para a direção noroeste, complementando a cobertura do céu de C-I. As estações operaram em conjunto até janeiro de 2014, processando os dados gerados de forma autônoma conforme descrito na Cap. 6.

Como as duas câmeras estavam em um mesmo local, não foi possível realizar observações em dupla estação. Deste modo, não foram obtidas órbitas ou trajetórias atmosféricas. As radiantes dos meteoros observados indicaram que a maioria destes eram SPO. Os demais eram membros das chuvas ETA, GEM, LEO, ORI e PER. A identificação de novas chuvas austrais na amostra dos SPO não foi bem sucedida. Este resultado pode ser atribuído ao baixo nível de precisão das medidas astrométricas e a magnitude limite dos meteoros detectados (próxima de zero).

Além de dados dinâmicos, os registros em vídeo puderam ser utilizados para a determinação das magnitudes aparentes dos meteoros. Essas magnitudes foram utilizadas para se inferir a distribuição de massa dos meteoroides associados. Quarenta e nove meteoros SPO tiveram suas magnitudes aparentes estimadas com o método apresentado na seção (3.3), que é alternativo ao esquema utilizado pelo UFOANALYSER. As magnitudes foram ordenadas de modo a compor uma distribuição cumulativa crescente. A distribuição de magnitude foi analisada usando uma lei de potência. Esta lei de potência é um caso particular de uma distribuição q -exponencial, que é oriunda da mecânica estatística de C. Tsallis. O índice q obtido dos dados gerados pela “Estação do Barbalho” possui concordância com dados visuais IMO, fotográficos MORP e da distribuição da duração dos flashes decorrente da colisão de meteoroides com massa de alguns quilogramas com a Lua. Esta similaridade sugere que os processos de formação da distribuição observada

de massa dos meteoroides independe do tempo ou do tipo de corpo-pai (asteroide ou cometa) ou associação dinâmica. O valor do índice $q > 1$ sugere que forças de curto e longo alcance podem ser responsáveis pela fragmentação dos meteoroides. Como asteroides, meteoroides, e meteoros são objetos/fenômenos correlatos, aplicamos a q -exponencial para modelar a distribuição de massa de meteoritos e diâmetros dos Near-Earth Asteroids (NEA). Esta q -distribuição modela satisfatoriamente as amostras com um nível de confiança igual ou superior a 95%.

Os parâmetros q e β_q da q -exponencial foram utilizados para determinar a partir de qual diâmetro a amostra de NEA era completa. A relação envolvendo estes parâmetros indicou que a amostra analisada de NEAs conhecidos em outubro de 2010 era completa para asteroides com diâmetros $D \geq 1.16$ Km. Essa parte da amostra é ajustada por uma lei de potência da qual concluiu-se que existem 994 ± 30 asteroides com $D \geq 1$ Km.

A distribuição cumulativa dos períodos de rotação de asteroides pode ser ajustada por uma q -gaussiana, com um nível de confiança igual ou superior a 95%. O índice q é maior que a unidade, o que confirma a ideia que a distribuição observada não é ajustada por uma maxwelliana. Uma característica das q -distribuições é a transição da função de um região ajustada por uma lei de potência (evento raros) para outra que é quase constante. Este ponto de transição é uma função de q e β_q . O ponto de transição, obtido de versões diferentes do banco de dados (2007 e 2010), muda de valor. Ambos valores não são coincidentes com a período crítico da “spin barrier”. Este é um forte indicativo da ocorrência de viés observacional no processo de medição e/ou processamento de dados fotométricos que levam aos períodos de rotação.

Uma chuva de meteoritos pode ser modelada por uma q -exponencial com nível de confiança de 95% ou superior. A pequena dispersão do parâmetro β_q



Figura 7.1: Meteoro rasante terrestre detectado pela C-I em Amargosa (BA) em 12 de agosto de 2014 UT.

dos fragmentos sugere uma mesmo regime de fragmentação, que independe do tipo mineralógico do meteorito. Uma q -exponencial pode modelar a distribuição de massa de alguns tipos de meteoritos encontrados em toda a superfície terrestre. Entretanto, isso não é observado quando analisamos coleções de meteoritos encontrados em um dado país ou continente. Esta falta de ajuste sugere a ação de um provável viés de recolhimento. Este viés aparenta ser menor para os meteoritos encontrados na Antártica. A distribuição de meteoritos antárticos e não antárticos de alguns tipos de meteoritos é similar.

Em março de 2014, estação C-I foi reinstalada no prédio administrativo do Centro de Formação de Professores da UFRB (ver Fig. 7.1). A estação C-II deverá ser instalada no campus da UFRB em Cruz das Almas (BA). Ambas estações poderão ser integradas a rede BRAMON em um futuro próximo, somando-se a outras 13 espalhadas pelo sudeste e centro-oeste do Brasil. O objeto desta incorporação é gerar dados orbitais de meteoros em dupla estação, permitindo o reconhecimento de novas chuvas de meteoros no hemisfério austral.

O uso da não extensividade no estudo populacional de pequenos corpos do sistema solar mostrou-se bastante promissor. Pretende-se consolidar os

resultados obtidos com o estudo da distribuição de massa dos meteoritos da Subseção 5.4 e submetê-los a publicação em uma revista especializada. Neste trabalho será verificada a hipótese de existência de duas ou mais populações de fragmentos nas chuvas de meteoritos com o uso da distribuição (q, q') -exponencial. Esta função foi utilizada anteriormente para descrever a distribuição da energia de raios cósmicos por [Tsallis et al. \(2003\)](#).

Pretende-se continuar o estudo de populações do sistema solar utilizando as q -distribuições. Estes estudos serão voltados à análise da distribuição de crateras de impacto e de parâmetros espectrais em famílias dinâmicas de asteroides e cometas.

Outro possível trabalho a ser desenvolvido é o estudo das curvas de luz dos meteoros detectados pela Estação do Barbalho. Este estudo visará estudar a distribuição estatística dos parâmetros que modelam as curvas de luz destes objetos, expandindo o trabalho de [Brosch et al. \(2004\)](#).

Referências Bibliográficas

- A'Hearn, M. F. e Festou, M. C. (1990). The neutral coma. Em Huebner, W. F., editor, *Physics and Chemistry of Comets*, pgs. 69–110.
- Ahn, S.-H. (2004). Meteoric Activities of the Last Millennium. *Earth Moon and Planets*, 95:63–68.
- Akaike, H. (1974). A New Look at the Statistical Model Identification. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 19:716–723.
- Allègre, C. J., Manhès, G., e Göpel, C. (1995). The age of the earth. *GeCoa*, 59:1445–1456.
- Alvarez, L. W., Alvarez, W., Asaro, F., e Michel, H. V. (1980). Extraterrestrial Cause for the Cretaceous-Tertiary Extinction. *Science*, 208:1095–1108.
- Antrack, D., Biermann, L., e Lüst, R. (1964). Some Statistical Properties of Comets with Plasma Tails. *araa*, 2:327.
- Arlt, R. e Rendtel, J. (2006). The activity of the 2004 Geminid meteor shower from global visual observations. *MNRAS*, 367:1721–1726.
- Artemieva, N. A. e Shuvalov, V. V. (2001). Motion of a fragmented meteoroid through the planetary atmosphere. *JGR*, 106:3297–3310.

- Baggaley, W. J. (1977). The mass distribution of large meteoroids. *MNRAS*, 180:89–93.
- Beck, C., Lewis, G. S., e Swinney, H. L. (2001). Measuring nonextensivity parameters in a turbulent Couette-Taylor flow. *Phys. Rev. E*, 63(3):035303.
- Beech, M., Illingworth, A., e Brown, P. (2004). A telescopic search for large Perseid meteoroids. *MNRAS*, 348:1395–1400.
- Beech, M., Nie, W., e Coulson, I. M. (2007). The Chassigny Meteorite and Fireball: A Forensic Study. *JRASC*, 101:139.
- Bellot Rubio, L. R. (1995). Effects of a dependence of meteor brightness on the entry angle. *A&A*, 301:602.
- Bellot Rubio, L. R., Ortiz, J. L., e Sada, P. V. (2000). Observation and Interpretation of Meteoroid Impact Flashes on the Moon. *EM&P*, 82:575–598.
- Bertulani, C. A., Fuqua, J., e Hussein, M. S. (2013). Big Bang Nucleosynthesis with a Non-Maxwellian Distribution. *ApJ*, 767:67.
- Betzler, A. S. e Borges, E. P. (2012). Nonextensive distributions of asteroid rotation periods and diameters. *A&A*, 539:A158.
- Betzler, A. S. e Borges, E. P. (2015). Non-extensive statistical analysis of meteor showers and lunar flashes. *MNRAS*, 447:765–771.
- Binzel, R. P., Rivkin, A. S., Stuart, J. S., Harris, A. W., Bus, S. J., e Burbine, T. H. (2004). Observed spectral properties of near-Earth objects: results for population distribution, source regions, and space weathering processes. *Icarus*, 170:259–294.

- Binzel, R. P. e Xu, S. (1993). Chips off of asteroid 4 Vesta - Evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science*, 260:186–191.
- Blaauw, R. e Cruse, K. S. (2012). Comparison of ASGARD and UFOCapture. Em *Proceedings of the International Meteor Conference, 30th IMC, Sibiu, Romania, 2011*, pgs. 44–46.
- Bland, P. A. (2004). Fireball cameras: The Desert Fireball Network. *Astronomy and Geophysics*, 45(5):20–5.
- Bland, P. A., Spurný, P., Bevan, A. W. R., Howard, K. T., Towner, M. C., Benedix, G. K., Greenwood, R. C., Shrbený, L., Franchi, I. A., Deacon, G., Borovička, J., Ceplecha, Z., Vaughan, D., e Hough, R. M. (2012). The Australian Desert Fireball Network: a new era for planetary science. *Australian Journal of Earth Sciences*, 59:177–187.
- Bodewits, D., Kelley, M. S., Li, J.-Y., Landsman, W. B., Besse, S., e A'Hearn, M. F. (2011). Collisional Excavation of Asteroid (596) Scheila. *ApJL*, 733:L3.
- Boghosian, B. M. (1996). Thermodynamic description of the relaxation of two-dimensional turbulence using Tsallis statistics. *Phys. Rev. E*, 53:4754–4763.
- Borges, E. P. (2004). *Manifestações Dinâmicas e Termodinâmicas de Sistemas Não-Extensivos*. PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil.
- Borovička, J. (1990). The comparison of two methods of determining meteor trajectories from photographs. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 41:391–396.

- Borovička, J. (2012). The Kosice meteorite fall: atmospheric trajectory and fragmentation from videos and radiometers. Em *Proceedings of the International Meteor Conference, 30th IMC, Sibiu, Romania, 2011*, pg. 14.
- Borovička, J., Spurný, P., e Brown, P. (2015). Small Near-Earth Asteroids as a Source of Meteorites. *ArXiv e-prints*.
- Bouley, S., Baratoux, D., Vaubaillon, J., Mocquet, A., Le Feuvre, M., Colas, F., Benkhaldoun, Z., Daassou, A., Sabil, M., e Lognonné, P. (2012). Power and duration of impact flashes on the Moon: Implication for the cause of radiation. *Icar*, 218:115–124.
- Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., Lumme, K., Peltoniemi, J., e Harris, A. W. (1989). Application of photometric models to asteroids. Em Binzel, R. P., Gehrels, T., e Matthews, M. S., editores, *Asteroids II*, pgs. 524–556.
- Brandt, J. C. (1968). The Physics of Comet Tails. *araa*, 6:267.
- Brandt, J. C. e Chapman, R. D. (2004). *Introduction to Comets*.
- Brosch, N., Helled, R., Polishook, D., Almozino, E., e David, N. (2004). Meteor light curves: the relevant parameters. *MNRAS*, 355:111–119.
- Brown, P. e Rendtel, J. (1996). The Perseid Meteoroid Stream: Characterization of Recent Activity from Visual Observations. *Icar*, 124:414–428.
- Brown, P., Weryk, R. J., Kohut, S., Edwards, W. N., e Krzeminski, Z. (2010). Development of an All-Sky Video Meteor Network in Southern Ontario, Canada The ASGARD System. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 38:25–30.
- Buchwald, V. F. (1969). The Gibeon meteorites. *Meteoritics*, 4:264–265.

- Buchwald, W. F. (1975). *Handbook of iron meteorites: Their history, distribution, composition, and structure. Volumes 1, 2 & 3.*
- Buil, C. (2005). *IRIS: Astronomical Image-Processing Software*, pg. 79.
- Buratti, B. J. e Johnson, L. L. (2003). Identification of the lunar flash of 1953 with a fresh crater on the moon's surface. *Icar*, 161:192–197.
- Burnham, K. P. e Anderson, D. R. (2002). *Model Selection and multimodal Inference—A Practical Information-Theoretic Approach.* Springer, New York, Berlin, Heidelberg, second edition.
- Bus, S. J., A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., e Bowell, E. (1991). Detection of CN emission from (2060) Chiron. *Science*, 251:774–777.
- Bus, S. J. e Binzel, R. P. (2002). Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. A Feature-Based Taxonomy. *Icarus*, 158:146–177.
- Callen, H. B. (1985). *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics, 2nd Edition.*
- Capozzoli, U. (2005). *No Reino dos Astrônomos Cegos.*
- Cardone, V. F., Leubner, M. P., e Del Popolo, A. (2011). Spherical galaxy models as equilibrium configurations in non-extensive statistics. *MNRAS*, 414:2265–2274.
- Carusi, A. e Valsecchi, G. B. (1992). Dynamics of Comets (lecture). Em Ferraz-Mello, S., editor, *Chaos, Resonance, and Collective Dynamical Phenomena in the Solar System*, volume 152 de *IAU Symposium*, pg. 255.
- Cellino, A., Bus, S. J., Doressoundiram, A., e Lazzaro, D. (2002). Spectroscopic Properties of Asteroid Families. *Asteroids III*, pgs. 633–643.

- Ceplecha, Z. (1961). Multiple fall of Přeborn meteorites photographed. 1. Double-station photographs of the fireball and their relations to the found meteorites. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 12:21.
- Ceplecha, Z. (1987a). Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 38:222–234.
- Ceplecha, Z. (1987b). Photographic fireball networks. Em Roper, R. G., editor, *Middle Atmosphere Program, Volume 25*, volume 25, pgs. 280–287.
- Ceplecha, Z. (1994). Earth-grazing daylight fireball of August 10, 1972. *A&A*, 283:287–288.
- Ceplecha, Z. e Rajchl, J. (1965). Programme of fireball photography in Czechoslovakia. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 16:15.
- Ceplecha, Z. e Revelle, D. O. (2005). Fragmentation model of meteoroid motion, mass loss, and radiation in the atmosphere. *MAPS*, 40:35.
- Cheng, Z. e Redner, S. (1988). Scaling theory of fragmentation. *Physical Review Letters*, 60:2450–2453.
- Chrzanowski, K. (2013). Review of night vision technology. *Opto-Electronics Review*, 21:153–181.
- Citron, R. (1967). On the Distribution of the Gibeon Meteorites of South-West Africa. *SAO Special Report*, 238.
- Clark, B. E., Lucey, P., Helfenstein, P., Bell, III, J. F., Peterson, C., Veverka, J., McConnochie, T., Robinson, M. S., Bussey, B., Murchie, S. L., Izenberg, N. I., e Chapman, C. R. (2001). Space weathering on Eros: Constraints

- from albedo and spectral measurements of Psyche crater. *Meteoritics and Planetary Science*, 36:1617–1637.
- Cunningham, C. J. e Orchiston, W. (2011). Who Invented the Word Asteroid: William Herschel or Stephen Weston? *Journal of Astronomical History and Heritage*, 14:230–234.
- da Silveira, E. (2014). Em nova frequência. *Pesquisa FAPESB*, 219:60–63.
- dall’Olmo, U. (1978). Meteors, Meteor Showers and Meteorites in the Middle Ages: From European Medieval Sources. *Journal for the History of Astronomy*, 9:123.
- Davis, D. R., Chapman, C. R., Greenberg, R., Weidenschilling, S. J., e Harris, A. W. (1979). *Collisional evolution of asteroids - Populations, rotations, and velocities*, pgs. 528–557.
- Davis, S. S. (2009). An analytical model for a transient vapor plume on the Moon. *Icar*, 202:383–392.
- de Carvalho, W. P. (2010). O meteorito bendegó: história, mineralogia e classificação química. Master’s thesis, Instituto de Geociências, Universidade Federal da Bahia, Brasil.
- de Souza, A. M. C. e Tsallis, C. (1997). Student’s t- and r-distributions: Unified derivation from an entropic variational principle. *Physica A Statistical Mechanics and its Applications*, 236:52–57.
- Delsemme, A. H. (1982). Chemical composition of cometary nuclei. Em Wilkening, L. L., editor, *IAU Colloq. 61: Comet Discoveries, Statistics, and Observational Selection*, pgs. 85–130.
- Dubiago, A. D. (1961). *The determination of orbits*.

- Dunham, D. W., Sterner, II, R., Gotwols, B., Cudnik, B. M., Palmer, D. M., Sada, P. V., e Frankenberger, R. (2000). Confirmed lunar meteor impacts from the November 1999 Leonids. *Occultation Newsl.*, 8(2):9–11.
- Einstein, A. (1910). Theorie der Opaleszenz von homogenen Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen in der Nähe des kritischen Zustandes. *Annalen der Physik*, 338:1275–1298.
- Evans, S. J. (1998). Experiments in digital meteor astrometry. *Journal of the British Astronomical Association*, 108:204–206.
- Fernandez, J. A. (1980). On the existence of a comet belt beyond Neptune. *MNRAS*, 192:481–491.
- Fernández, Y. R., McFadden, L. A., Lisse, C. M., Helin, E. F., e Chamberlin, A. B. (1997). Analysis of POSS Images of Comet-Asteroid Transition Object 107P/1949 W1 (Wilson-Harrington). *icarus*, 128:114–126.
- Festou, M. C., Keller, H. U., e Weaver, H. A. (2004). *A brief conceptual history of cometary science*, pgs. 3–16.
- Festou, M. C., Rickman, H., e West, R. M. (1993). Comets. I - Concepts and observations. *aapr*, 4:363–447.
- Frost, M. J. (1969). Size and Spatial Distribution in Meteoritic Showers. *Meteoritics*, 4:217.
- Gladman, B. J., Burns, J. A., Duncan, M., Lee, P., e Levison, H. F. (1996). The Exchange of Impact Ejecta Between Terrestrial Planets. *Science*, 271:1387–1392.
- Gomes, L. e Navarro, R. (1985). *Cometas: Os Vagabundos do Espaço*.

- Gooding, J. L., Zolensky, M. E., e Wentworth, S. J. (1991). Aqueous alteration of the Nakhla meteorite. *Meteoritics*, 26:135–143.
- Gounelle, M. (2003). The Meteorite Fall at l'Aigle on April 26th 1803 and the Biot Report. *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, 38:5251.
- Grady, D. E. e Kipp, M. E. (1985). Geometric statistics and dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics*, 58:1210–1222.
- Gritsevich, M., Vinnikov, V., Kohout, T., Tóth, J., Peltoniemi, J., Turchak, L., e Virtanen, J. (2014). A comprehensive study of distribution laws for the fragments of Košice meteorite. *Meteoritics and Planetary Science*, 49:328–345.
- Grün, E. e Jessberger, E. K. (1990). Dust. Em Huebner, W. F., editor, *Physics and Chemistry of Comets*, pgs. 113–175.
- Gural, P., Jenniskens, P., Koop, M., Jones, M., Houston-Jones, J., e Holman, D. (2002). The relative activity of the 2001 Leonid storm peaks and implications for the 2002 return. Em *34th COSPAR Scientific Assembly*, volume 34 de *COSPAR Meeting*, pg. 1651.
- Gural, P. e Šegon, D. (2009). A new meteor detection processing approach for observations collected by the Croatian Meteor Network (CMN). *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 37:28–32.
- Hajduková, Jr., M., Kornoš, L., e Tóth, J. (2014). Hyperbolic Orbits in the EDMOND. *Meteoroids 2013*, pgs. 289–295.
- Halliday, I., Blackwell, A. T., e Griffin, A. A. (1978). The Innisfree meteorite and the Canadian camera network. *JRASC*, 72:15–39.

- Halliday, I., Blackwell, A. T., e Griffin, A. A. (1989). The flux of meteorites on the earth's surface. *Meteoritics*, 24:173–178.
- Halliday, I., Griffin, A. A., e Blackwell, A. T. (1996). Detailed data for 259 fireballs from the Canadian camera network and inferences concerning the influx of large meteoroids. *M&PS*, 31:185–217.
- Harris, A. (2008). What Spaceguard did. *Nature*, 453:1178–1179.
- Harris, A. W. (1996). The Rotation Rates of Very Small Asteroids: Evidence for 'Rubble Pile' Structure. Em *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 27 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pg. 493.
- Harris, A. W. e Burns, J. A. (1979). Asteroid rotation. I - Tabulation and analysis of rates, pole positions and shapes. *Icarus*, 40:115–144.
- Harris, A. W. e D'Abramo, G. (2015). The population of near-Earth asteroids. *Icarus*, 257:302–312.
- Harris, A. W. e Young, J. W. (1983). Asteroid rotation. IV. *Icarus*, 54:59–109.
- Hartmann, W. K. (1969). Terrestrial, Lunar, and Interplanetary Rock Fragmentation. *Icarus*, 10:201–213.
- Hawkes, R. L. e Jones, J. (1986). Electro-optical meteor observation techniques and results. *QJRAS*, 27:569–589.
- Hellyer, B. (1971). The mass distribution of an aerolite shower (Tenham, Queensland, 1879). *The Observatory*, 91:64–66.
- Henden, A. A. (2000). The M67 Unfiltered Photometry Experiment. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 29:35–43.

- Hestenes, M. R. e Stiefel, E. (1952). Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *JResNatBurStand*, 49:409–436.
- Hills, J. G. e Goda, M. P. (1993). The fragmentation of small asteroids in the atmosphere. *AJ*, 105:1114–1144.
- Ho, P. Y. (1962). Ancient and mediaeval observations of comets and novae in Chinese sources. *Vistas in Astronomy*, 5:127–225.
- Hoffleit, D. e Warren, Jr., W. H. (1987). The Bright Star Catalogue, 5th revised edition. *Astronomical Data Center Bulletin*, 1:285–294.
- Huang, K. (1963). *Statistical Mechanics*.
- Hughes, D. W. (1978). Chondrule mass distribution and the Rosin and Weibull statistical functions. *Earth and Planetary Science Letters*, 39:371–376.
- Huss, G. R. (1991). Meteorite mass distributions and differences between Antarctic and non-Antarctic meteorites. *GeCoA*, 55:105–111.
- IOTA (2007). *The Complete Guide to Observing Lunar, Grazing and Asteroid Occultations*.
- Iudin, I. A., Loginov, V. N., Gmyra, V. G., Koval, V. I., e Obotnin, N. F. (1983). Secondary minerals and structures of iron fragments of the Kaali meteorite. *Astronomicheskii Vestnik*, 16:231–237.
- Ivanov, B. A., Neukum, G., Bottke, Jr., W. F., e Hartmann, W. K. (2002). The Comparison of Size-Frequency Distributions of Impact Craters and Asteroids and the Planetary Cratering Rate. *Asteroids III*, pgs. 89–101.
- Jacchia, L. G., Verniani, F., e Briggs, R. E. (1965). A Analysis of the Atmospheric Trajectories of 413 Precisely Reduced Photographic Meteors. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, 175.

- Jackson, W. M. (1976). Laboratory observations of the photochemistry of parent molecules: A review. *NASA Special Publication*, 393:679–704.
- Jaki, S. L. (1972). The Original Formulation of the Titius-Bode Law. *Journal for the History of Astronomy*, 3:136.
- Jedicke, R., Larsen, J., e Spahr, T. (2002). Observational Selection Effects in Asteroid Surveys. *Asteroids III*, pgs. 71–87.
- Jenniskens, P. (2004). 2003 EH₁ Is the Quadrantid Shower Parent Comet. *AJ*, 127:3018–3022.
- Jenniskens, P. (2012). Meteor Showers Validated by Cameras for Allsky Meteor Surveillance (CAMS). *LPI Contributions*, 1667:6339.
- Jenniskens, P., Fries, M. D., Yin, Q.-Z., Zolensky, M., Krot, A. N., Sandford, S. A., Sears, D., Beauford, R., Ebel, D. S., Friedrich, J. M., Nagashima, K., Wimpenny, J., Yamakawa, A., Nishiizumi, K., Hamajima, Y., Caffee, M. W., Welten, K. C., Laubenstein, M., Davis, A. M., Simon, S. B., Heck, P. R., Young, E. D., Kohl, I. E., Thiemens, M. H., Nunn, M. H., Mikouchi, T., Hagiya, K., Ohsumi, K., Cahill, T. A., Lawton, J. A., Barnes, D., Steele, A., Rochette, P., Verosub, K. L., Gattacceca, J., Cooper, G., Glavin, D. P., Burton, A. S., Dworkin, J. P., Elsila, J. E., Pizzarello, S., Oglione, R., Schmitt-Kopplin, P., Harir, M., Hertkorn, N., Verchovsky, A., Grady, M., Nagao, K., Okazaki, R., Takechi, H., Hiroi, T., Smith, K., Silber, E. A., Brown, P. G., Albers, J., Klotz, D., Hankey, M., Matson, R., Fries, J. A., Walker, R. J., Puchtel, I., Lee, C.-T. A., Erdman, M. E., Eppich, G. R., Roeske, S., Gabelica, Z., Lerche, M., Nuevo, M., Girten, B., e Worden, S. P. (2012). Radar-Enabled Recovery of the Sutter's Mill Meteorite, a Carbonaceous Chondrite Regolith Breccia. *Science*, 338:1583–.

- Jenniskens, P. e Vaubaillon, J. (2007). 3D/Biela and the Andromedids: Fragmenting versus Sublimating Comets. *AJ*, 134:1037–1045.
- Jewitt, D. (1999). Kuiper Belt Objects. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 27:287–312.
- Jewitt, D. (2012). Hubble Imaging of a Newly Discovered Main Belt Comet. HST Proposal.
- Jewitt, D. e Luu, J. (1993). Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1. *nat*, 362:730–732.
- Johnson, H. L. e Morgan, W. W. (1953). Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas. *ApJ*, 117:313.
- Keller, H. U. (1990). The nucleus. Em Huebner, W. F., editor, *Physics and Chemistry of Comets*, pgs. 13–68.
- Kenyon, D. A. e Watson, W. T. (2005). The All Sky Camera Fireball Detector. *Society for Astronomical Sciences Annual Symposium*, 24:11.
- Knöfel, A. e Rendtel, J. (1988). On a fireball data center (FIDAC) for IMO. *JIMO*, 16:186–188.
- Kofman, R. S., Herd, C. D. K., e Froese, D. G. (2010). The Whitecourt meteorite impact crater, Alberta, Canada. *Meteoritics and Planetary Science*, 45:1429–1445.
- Koschny, D., Bettonvil, F., v. d. Luijt, C., Mc Auliffe, J., Smit, H., Svedhem, H., Witasse, O., e Zender, J. (2012). Light Curves from a Permanent Meteor Camera Station in the Canary Islands. *LPI Contributions*, 1667:6140.

- Koten, P. (1999). Photometry of TV meteors. Em Baggaley, W. J. e Porubcan, V., editores, *Meteoroids 1998*, pg. 149.
- Kowal, C. T. (1996). *Asteroids. Their nature and utilization*.
- Kozak, P. M. (2002). Analysis of the methods and precision of determination of the equatorial coordinates in digital reducing of TV observations of meteors. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, 18:471–480.
- Krinov, E. L. (1965). Scattered Meteoritic Matter in the Area of Fall of the Sikhote-Alin Iron Meteorite. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 119:224–234.
- Kryszczyńska, A., Colas, F., Polińska, M., Hirsch, R., Ivanova, V., Apostolovska, G., Bilkina, B., Velichko, F. P., Kwiatkowski, T., Kankiewicz, P., Vachier, F., Umlenski, V., Michałowski, T., Marciniak, A., Maury, A., Kamiński, K., Fagas, M., Dimitrov, W., Borczyk, W., Sobkowiak, K., Lecacheux, J., Behrend, R., Klotz, A., Bernasconi, L., Crippa, R., Manzini, F., Poncy, R., Antonini, P., Oszkiewicz, D., e Santana-Ros, T. (2012). Do Slivan states exist in the Flora family?. I. Photometric survey of the Flora region. *A&A*, 546:A72.
- Lang, B. (1972). On the mass distribution of fragments from Łowicz meteorite shower 1935. *Earth and Planetary Science Letters*, 14:245–248.
- Langbroek, M. (2004). A spreadsheet that calculates meteor orbits. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 32:109–110.
- Larson, S. (2007). Current NEO surveys. Em Valsecchi, G. B., Vokrouhlický, D., e Milani, A., editores, *IAU Symposium*, volume 236 de *IAU Symposium*, pgs. 323–328.

- Lazzaro, D., Florczak, M. A., Angeli, C. A., Carvano, J. M., Betzler, A. S., Casati, A. A., Barucci, M. A., Doressoundiram, A., e Lazzarin, M. (1997). Photometric monitoring of 2060 Chiron's brightness at perihelion. *P&SS*, 45:1607–1614.
- Lazzaro, D., Florczak, M. A., Betzler, A., Winter, O. C., Giuliatti-Winter, S. M., Angeli, C. A., e Foryta, D. W. (1996). 2060 Chiron back to a minimum of brightness. *P&SS*, 44:1547–1550.
- Lazzaro, D., Michtchenko, T., Carvano, J. M., Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., Mothé-Diniz, T., Florczak, M., Angeli, C. A., e Harris, A. W. (2000). Discovery of a Basaltic Asteroid in the Outer Main Belt. *Science*, 288:2033–2035.
- Levin, B. I. e Bronshten, V. A. (1986). The Tunguska event and the meteors with terminal flares. *Meteoritics*, 21:199–215.
- Li, X. e Tankin, R. S. (1987). *Combust. Sci. and Tech.*, 56:65.
- Lipschutz, M. E. e Schultz, L. (2007). *Meteorites*, pgs. 251–282.
- Macanhan, V. B. P., Santoro, F. G., Gneiding, C. D., de Oliveira, A. C., Lourenço, F., Barbuy, B., Lépine, J. R. D., Figueiredo, M. V., Silva, P. F., Castilho, B., Ribeiro, F. F., de Arruda, M. V., Gutierrez, A. M., Zambretti, L. R., Rodrigues, F., Di Pintor Da Luz, H., e da Silva, J. M. (2010). Mechanical design of SIFS SOAR integral field unit spectrograph. Em *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7735 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pg. 6.
- Maier, R. S. (2013). Information Criteria for Deciding between Normal Regression Models. *ArXiv e-prints*.

- Mainzer, A., Grav, T., Bauer, J., Masiero, J., McMillan, R. S., Cutri, R. M., Walker, R., Wright, E., Eisenhardt, P., Tholen, D. J., Spahr, T., Jedicke, R., Denneau, L., DeBaun, E., Elsbury, D., Gautier, T., Gomillion, S., Hand, E., Mo, W., Watkins, J., Wilkins, A., Bryngelson, G. L., Del Pino Molina, A., Desai, S., Gómez Camus, M., Hidalgo, S. L., Konstantopoulos, I., Larsen, J. A., Maleszewski, C., Malkan, M. A., Mauduit, J.-C., Mullan, B. L., Olszewski, E. W., Pforr, J., Saro, A., Scotti, J. V., e Wasserman, L. H. (2011). NEOWISE Observations of Near-Earth Objects: Preliminary Results. *ApJ*, 743:156.
- Marsden, B. G. e Williams, G. V. (1993). *Catalogue of Cometary Orbits 1993. Eighth edition.*
- Mayor, M. e Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355–359.
- McCrosky, R. E. e Boeschenstein, Jr., H. (1965). The Prairie Meteorite Network. *SAO Special Report*, 173.
- McCrosky, R. E., Posen, A., Schwartz, G., e Shao, C.-Y. (1971). Lost City Meteorite Its Recovery and a Comparison with Other Fireballs. *JGR*, 76:4090–4108.
- Meech, K. J. e Belton, M. J. S. (1990). The atmosphere of 2060 Chiron. *aj*, 100:1323–1338.
- Melosh, H. J. (2013). The Chelyabinsk Fireball: A Simple Model of the Fragmentation Cascade. *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, 76:5261.
- Mendis, D. A. (1988). A postencounter view of comets. *araa*, 26:11–49.

- Michelson, R. (2004). *Near-Earth Asteroids from discovery to characterisation*. PhD thesis, Copenhagen Univ., Denmark.
- Millman, P. M. (1980). One hundred and fifteen years of meteor spectroscopy. Em Halliday, I. e McIntosh, B. A., editores, *Solid Particles in the Solar System*, volume 90 de *IAU Symposium*, pgs. 121–127.
- Ming, D. W., Morris, R. V., e Clark, B. C. (2008). *Aqueous alteration on Mars*, pg. 519.
- Molau, S. (1994). MOVIE: Meteor Observation with Video Equipment. Em Roggemans, P., editor, *Proceedings of the International Meteor Conference, 12th IMC, Puimichel, France, 1993*, pgs. 71–75.
- Molau, S. (1999). The Meteor Detection Software METREC. Em Arlt, R. e Knoefel, A., editores, *Proceedings of the International Meteor Conference, 17th IMC, Stara Lesna, Slovakia, 1998*, pgs. 9–16.
- Molau, S. e Gural, P. S. (2005). A review of video meteor detection and analysis software. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 33:15–20.
- Molau, S. e Nitschke, M. (1996). Computer-Based Meteor Search: a New Dimension in Video Meteor Observation. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 24:119–123.
- Mott, N. F. (1947). Fragmentation of Shell Cases. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 189:300–308.
- Mottola, S., Di Martino, M., Erikson, A., Gonano-Beurer, M., Carbognani, A., Carsenty, U., Hahn, G., Schober, H.-J., Lahulla, F., Delbò, M., e Lagerkvist,

- C.-I. (2011). Rotational Properties of Jupiter Trojans. I. Light Curves of 80 Objects. *AJ*, 141:170.
- Myers, J. R., Sande, C. B., Miller, A. C., Warren, Jr., W. H., e Tracewell, D. A. (1997). VizieR Online Data Catalog: SKY2000 - Master Star Catalog (Myers+ 1997). *VizieR Online Data Catalog*, 5095:0.
- Nakamura, R., Fujii, Y., Ishiguro, M., Morishige, K., Yokogawa, S., Jenniskens, P., e Mukai, T. (2000). The Discovery of a Faint Glow of Scattered Sunlight from the Dust Trail of the Leonid Parent Comet 55P/Tempel-Tuttle. *ApJ*, 540:1172–1176.
- Neowise Software (2014). *Robo Task User's Guide*.
- Norton, O. R. e Chitwood, L. A. (2008). *Field Guide to Meteors and Meteorites*.
- Oberst, J., Molau, S., Heinlein, D., Gritzner, C., Schindler, M., Spurny, P., Ceplecha, Z., Rendtel, J., e Betlem, H. (1998). The "European Fireball Network": Current status and future prospects. *Meteoritics and Planetary Science*, 33:49–56.
- Oddershede, L., Dimon, P., e Bohr, J. (1993). Self-organized criticality in fragmenting. *Physical Review Letters*, 71:3107–3110.
- Ortiz, J. L., Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Alvarez-Candal, A., Santos-Sanz, P., Morales, N., Fernández-Valenzuela, E., Licandro, J., Campo Bagatin, A., e Thirouin, A. (2015). Possible ring material around centaur (2060) Chiron. *A&A*, 576:A18.
- Ortiz, J. L., Quesada, J. A., Aceituno, J., Aceituno, F. J., e Bellot Rubio, L. R.

- (2002). Observation and Interpretation of Leonid Impact Flashes on the Moon in 2001. *ApJ*, 576:567–573.
- Paolicchi, P., Burns, J. A., e Weidenschilling, S. J. (2002). Side Effects of Collisions: Spin Rate Changes, Tumbling Rotation States, and Binary Asteroids. *Asteroids III*, pgs. 517–526.
- Park, C. e Brown, J. D. (2012). Fragmentation and Spreading of a Meteor-like Object. *AJ*, 144:184.
- Pawłowski, J. F., Hebert, T. J., Hawkes, R. L., Matney, M. J., e Stansbery, E. G. (2001). Flux of very faint leonid meteors observed with a 3 m liquid mirror telescope intensified CCD system. *M&PS*, 36:1467–1477.
- Pessoa, R. W. S. (2013). Análise de uma deformação do mapa logístico através do q -produto no limiar do caos. Master's thesis, Universidade Federal da Bahia.
- Pieters, C. M. e McFadden, L. A. (1994). Meteorite and Asteroid Reflectance Spectroscopy: Clues to Early Solar System Processes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22:457–497.
- Pogson, N. (1856). Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857. *MNRAS*, 17:12–15.
- Porubčan, V. (1973). The Telescopic Radiant Areas of the Perseids and the Orionids. *BAICz*, 24:1.
- Prato, D. e Tsallis, C. (1999). Nonextensive foundation of Lévy distributions. *Phys Rev E*, 60:2398–2401.
- Pravec, P. e Harris, A. W. (2000). Fast and Slow Rotation of Asteroids. *Icarus*, 148:12–20.

- Pravec, P., Harris, A. W., e Warner, B. D. (2007). NEA rotations and binaries. Em Valsecchi, G. B., Vokrouhlický, D., e Milani, A., editores, *IAU Symposium*, volume 236 de *IAU Symposium*, pgs. 167–176.
- Prialnik, D., Brosch, N., e Ianovici, D. (1995). Modelling the activity of 2060 Chiron. *mnras*, 276:1148–1154.
- Rendtel, J. (2006). Visual Sporadic Meteor Rates. *JIMO*, 34:71–76.
- Rodríguez, J. I. (2002). *ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO DE FRAGMENTOS COMETARIOS Y ASTEROIDALES A SU ENTRADA EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE*. PhD thesis, Doctoral dissertation (spanish), Universitat de València. 254 pages.
- Rubincam, D. P. (2000). Radiative Spin-up and Spin-down of Small Asteroids. *Icarus*, 148:2–11.
- Savi, M. A. (2006). *Dinâmica Não-Linear e Caos*. E-papers Serviços Editoriais, Rio de Janeiro, Brasil.
- Scheeres, D. J. (2002). Stability of Binary Asteroids. *Icarus*, 159:271–283.
- Scheeres, D. J., Marzari, F., e Rossi, A. (2004). Evolution of NEO rotation rates due to close encounters with Earth and Venus. *Icarus*, 170:312–323.
- Schlesinger, C. (1911). The method of Dependences. *ApJ*, 33:161.
- Schumann, R. (1940). Principles of comminution. 1. Size distribution and surface calculations. *Tech. Publs. Am. Inst. Min. Metall. Engrs.*, 1187.
- Shoemaker, E. M., Williams, J. G., Helin, E. F., e Wolfe, R. F. (1979). *Earth-crossing asteroids - Orbital classes, collision rates with earth, and origin*, pgs. 253–282.

- Silva, J. S. e Lazzaro, D. (2015). Pole and shape of (1459) Magnya, the outer main belt basaltic asteroid. *A&A*, 580:A70.
- Sotolongo-Costa, O., Gamez, R., Luzon, F., Posadas, A., e Weigandt Beckmann, P. (2007). Non Extensivity in Meteor Showers. *ArXiv e-prints*.
- Sotolongo-Costa, O., Grau-Crespo, R., e Trallero-Herrero, C. (1998). *Rev. Mex. Fis.*, 44:441.
- Southworth, R. B. e Hawkins, G. S. (1963). Statistics of meteor streams. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 7:261.
- Spalding, J. e Hemenway, C. L. (1961). Meteor Observations with an Image Orthicon I. *AJ*, 66:54.
- Spurný, P. e Ceplecha, Z. (2008). Is electric charge separation the main process for kinetic energy transformation into the meteor phenomenon? *A&A*, 489:449–454.
- Stewart, W., Pratt, A. R., e Entwisle, L. (2013). NEMETODE: The Network for Meteor Triangulation and Orbit Determination. System Overview and Initial Results from a UK Video Meteor Network. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 41:84–91.
- Steyaert, C. (1990). Scanning Meteor Photographs. Em *Proceedings of the International Meteor Conference, 8th IMC, Balatonföldvár, Hungary, 1989*, pgs. 34–40.
- Stokes, G. H., Evans, J. B., e Larson, S. M. (2002). Near-Earth Asteroid Search Programs. *Asteroids III*, pgs. 45–54.
- Stuart, J. S. (2001). A Near-Earth Asteroid Population Estimate from the LINEAR Survey. *Science*, 294:1691–1693.

- Stuart, J. S. e Binzel, R. P. (2004). Bias-corrected population, size distribution, and impact hazard for the near-Earth objects. *Icarus*, 170:295–311.
- Stuart, L. H. (1956). A photo-visual observation of an impact of a large meteorite on the Moon. *Strolling Astron.*, 10:42.
- Suggs, R. M., Cooke, W. J., Suggs, R. J., Swift, W. R., e Hollon, N. (2008). The NASA Lunar Impact Monitoring Program. *EM&P*, 102:293–298.
- Tadeusz, J. (1983). Het centrum van een plaat. *Radiant, Journal of the Dutch Meteor Society*, 5:22–24.
- Tancredi, G. (2015). The “Main-Belt Comets” are not comets, nor active asteroids; they are temporary shaken asteroids. *IAU General Assembly*, 22:55319.
- Tholen, D. J. (1984). *Asteroid taxonomy from cluster analysis of Photometry*. PhD thesis, Arizona Univ., Tucson.
- Tholen, D. J. e Barucci, M. A. (1989). Asteroid taxonomy. Em Binzel, R. P., Gehrels, T., e Matthews, M. S., editores, *Asteroids II*, pgs. 298–315.
- Thomas, P. C., Binzel, R. P., Gaffey, M. J., Storrs, A. D., Wells, E. N., e Zellner, B. H. (1997). Impact excavation on asteroid 4 Vesta: Hubble Space Telescope results. *Science*, 277:1492–1495.
- Turner, S. e Tsallis, C. (2005). Nonextensive aspects of self-organized scale-free gas-like networks. *EPL (Europhysics Letters)*, 72:197–203.
- Tirnakli, U. e Borges, E. P. (2015). The standard map: From Boltzmann-Gibbs statistics to Tsallis statistics. *ArXiv e-prints*.

- Tost, W., Oberst, J., Flohrer, J., e Laufer, R. (2006). Lunar Impact Flashes: History of observations and recommendations for future campaigns. Em *European Planetary Science Congress 2006*, pg. 546.
- Tóth, J. e Klačka, J. (2004). Fragmentation of Leonids in space and a model of spatial distribution of meteoroids within the Leonid stream. *EM&P*, 95:181–186.
- Tóth, J., Vereš, P., e Kornoš, L. (2011). Tidal disruption of NEAs - a case of Příbram meteorite. *MNRAS*, 415:1527–1533.
- Trigo-Rodríguez, J. M., Madiedo, J. M., Castro-Tirado, A. J., Llorca, J., e Troughton, B. (2008). 2007 fireball activity imaged by the Spanish Fireball Network: identifying meteorite delivery sources. Em *European Planetary Science Congress 2008*, pg. 727.
- Trilling, D. E., Mueller, M., Hora, J. L., Harris, A. W., Bhattacharya, B., Bottke, W. F., Chesley, S., Delbo, M., Emery, J. P., Fazio, G., Mainzer, A., Penprase, B., Smith, H. A., Spahr, T. B., Stansberry, J. A., e Thomas, C. A. (2010). ExploreNEOs. I. Description and First Results from the Warm Spitzer Near-Earth Object Survey. *AJ*, 140:770–784.
- Trombka, J. I., Squyres, S. W., Brückner, J., Boynton, W. V., Reedy, R. C., McCoy, T. J., Gorenstein, P., Evans, L. G., Arnold, J. R., Starr, R. D., Nittler, L. R., Murphy, M. E., Mikheeva, I., McNutt, R. L., McClanahan, T. P., McCartney, E., Goldsten, J. O., Gold, R. E., Floyd, S. R., Clark, P. E., Burbine, T. H., Bhangoo, J. S., Bailey, S. H., e Petaev, M. (2000). The Elemental Composition of Asteroid 433 Eros: Results of the NEAR-Shoemaker X-ray Spectrometer. *Science*, 289:2101–2105.

- Tsallis, C. (1988). Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. *Journal of Statistical Physics*, 52:479–487.
- Tsallis, C. (1994). *Quim. Nova*, 17:468.
- Tsallis, C. (1999). Nonextensive Statistics: Theoretical, Experimental and Computational Evidences and Connections. *Brazilian Journal of Physics*, 29:1.
- Tsallis, C. (2009a). *Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics*.
- Tsallis, C. (2009b). Nonadditive entropy: The concept and its use. *European Physical Journal A*, 40:257–266.
- Tsallis, C., Anjos, J. C., e Borges, E. P. (2003). Fluxes of cosmic rays: a delicately balanced stationary state. *Physics Letters A*, 310:372–376.
- Tsallis, C., Borges, E. P., e Baldovin, F. (2002). Mixing and equilibration: protagonists in the scene of nonextensive statistical mechanics. *Physica A Statistical Mechanics and its Applications*, 305:1–18.
- Tsallis, C., Levy, S. V. F., Souza, A. M. C., e Maynard, R. (1995). Statistical-mechanical foundation of the ubiquity of Lévy distributions in Nature. *Physical Review Letters*, 75:3589–3593.
- Tsallis, C., Levy, S. V. F., Souza, A. M. C., e Maynard, R. (1996). Statistical-Mechanical Foundation of the Ubiquity of the Lévy Distributions in Nature [Phys. Rev. Lett. 75, 3589 (1995)]. *Physical Review Letters*, 77:5442.
- Tsallis, C., Mendes, R., e Plastino, A. R. (1998). The role of constraints within generalized nonextensive statistics. *Physica A Statistical Mechanics and its Applications*, 261:534–554.

- Turcotte, D. L. (1997). *Fractals and Chaos in Geology and Geophysics*.
- Turner, H. H. (1893). How to obtain a star's right ascension and declination from a photograph. *The Observatory*, 16:373–376.
- UKMON (2013a). *CCTV Meteor Observation*.
- UKMON (2013b). *UKMON UFO Analyzer User Guide*.
- Vdovykin, G. P. (1973). The Canyon Diablo Meteorite. *SSRv*, 14:758–831.
- Verbaarschot, J. J. M. e Zirnbauer, M. R. (1985). Critique of the replica trick. *Journal of Physics A Mathematical General*, 18:1093–1109.
- Vereš, P. e Toth, J. (2010). Analysis of the SonotaCo video meteoroid orbits. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 38:54–57.
- Vinnikov, V., Gritsevich, M., Kuznetsova, D., e Turchak, L. (2014). Empirical Fragment Distributions in Meteorites. Em *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 45 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pg. 1439.
- Warner, B. D. e Harris, A. W. (2010). Potential Biases In Future Asteroid Lightcurve Surveys. Em *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, volume 42 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pg. 1051.
- Warner, B. D., Harris, A. W., e Pravec, P. (2009). The asteroid lightcurve database. *Icarus*, 202:134–146.
- Weibull, W. (1951). A statistical distribution function of wide applicability. *J. Appl. Mech.*, 18:293–297.

- Weisberg, M. K., McCoy, T. J., e Krot, A. N. (2006). *Systematics and Evaluation of Meteorite Classification*, pgs. 19–52.
- Weissman, P. R., Bottke, Jr., W. F., e Levison, H. F. (2002). Evolution of Comets into Asteroids. *Asteroids III*, pgs. 669–686.
- Weryk, R. J., Campbell-Brown, M. D., Wiegert, P. A., Brown, P. G., Krzeminski, Z., e Musci, R. (2013). The Canadian Automated Meteor Observatory (CAMO): System overview. *Icarus*, 225:614–622.
- Wetherill, G. W. (1991). End products of cometary evolution - Cometary origin of earth-crossing bodies of asteroidal appearance. Em Newburn, Jr., R. L., Neugebauer, M., e Rahe, J., editores, *IAU Colloq. 116: Comets in the post-Halley era*, volume 167 de *Astrophysics and Space Science Library*, pgs. 537–556.
- Whipple, F. L. (1950). A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. *apj*, 111:375–394.
- Whipple, F. L. (1951). The Baker super-Schmidt meteor cameras. *AJ*, 56:144–145.
- Whipple, F. L. (1983). 1983 TB and the Geminid Meteors. *IAUC*, 3881:1.
- Whipple, F. L. e Huebner, W. F. (1976). Physical processes in comets. *araa*, 14:143–172.
- Wiegert, P. A. (1996). *The Evolution of Long-Period Comets*. PhD thesis, Toronto Univ., Canada.
- Williams, I. P. (2004). The velocity of meteoroids: a historical review. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 4:471–475.

- Wong, C.-Y. e Wilk, G. (2013). Tsallis fits to p_T spectra and multiple hard scattering in pp collisions at the LHC. *Phys. Rev. D*, 87(11):114007.
- Yanai, K. (1978). Meteorites From Antarctica. *Meteoritics*, 13:673.
- Yeomans, D. K. (1991). *Comets. A chronological history of observation, science, myth, and folklore*.
- Zavodny, M., Jedicke, R., Beshore, E. C., Bernardi, F., e Larson, S. (2008). The orbit and size distribution of small Solar System objects orbiting the Sun interior to the Earth's orbit. *Icarus*, 198:284–293.
- Zoladek, P. (2012). First years of the Polish Fireball Network. Em *Proceedings of the International Meteor Conference, 30th IMC, Sibiu, Romania, 2011*, pgs. 108–109.
- Zolensky, M., Bland, P., Brown, P., e Halliday, I. (2006). *Flux of Extraterrestrial Materials*, pgs. 869–888.
- Zotkin, I. T. e Khotinok, R. L. (1978). Number of bright fireballs from observations over 50 years. *Meteoritika*, 37:37–43.
- Zuluaga, J. I., Ferrin, I., e Geens, S. (2013). The orbit of the Chelyabinsk event impactor as reconstructed from amateur and public footage. *ArXiv e-prints*.

Apêndice A

Criação do Perfil da Estação

O “perfil” registra a orientação espacial da câmera, aberrações ópticas da objetiva e a localização geográfica da estação. O perfil deve ser modificado se qualquer um dos parâmetros anteriores sofrer alteração. Quando o perfil é definido é gerada uma relação linear entre o fluxo das estrelas de referência e suas magnitudes aparentes no catálogo estelar SKY2000 ([Myers et al., 1997](#)). Posteriormente, esta relação é utilizada para cálculo das magnitudes dos meteoros detectados. No programa UFOANALYSER deve ser seguida a seguinte sequência para criação do perfil:

1. Clicar na tecla “add” para selecionar o diretório no qual encontra-se o vídeo com o qual se criará o perfil da estação.
2. Selecionar a opção “todos” (“all”) em período de tempo “date range”).
3. Listar os arquivos do diretório clicando em “read dir”.
4. Selecionar um vídeo no qual existam estrelas visíveis e nenhuma parte do campo esteja obscurecida por nuvens.
5. Clicar na aba “Profile/Analyze”. Inserir nos campos apropriados a lati-

tude, longitude e altitude da estação.

6. Clicar na aba “Mask Editor”. Esta “máscara” vai se sobrepor em objetos brilhantes estacionários registrados no vídeo, permitindo sua identificação. Nesta aba, deve-se inserir valores aproximados do campo de visão (Fovh, graus), az (azimute náutico, graus), ev (altura, graus) e rotação (rot, graus) da câmera. Os demais parâmetros podem ser mantidos em seus valores originais (“default”).
7. Procurar a relação entre a máscara de cintilação (pontos azuis) e as estrelas de referência (pontos amarelos). Os parâmetros “az”, “ev” e “rot” podem ser modificados para obter-se um melhor alinhamento.
8. Quando o melhor alinhamento possível é obtido, clicar em “link”, para armazenar a geometria da máscara de referência obtida.
9. Clicar em “Manual Link” (“Ligação Manual”). Este comando estabelecerá manualmente a ligação entre os objetos registrados na máscara de cintilação com as posições estimadas das estrelas de referência indicadas em (7). Para tal, deve-se clicar o botão direito do “mouse” sobre a estrela registrada e arrastar a ligação até a posição da estrela de referência. Nesta última posição, o botão deve ser liberado. Uma linha vermelha é estabelecida ligando os dois pontos. Este procedimento deve ser repetido com o maior número possível de estrelas espalhadas por toda a imagem a fim de definir as aberrações óticas de campo.
10. Clicando em “adj pos all”, o programa irá otimizar os parâmetros do tópico (7) usando as ligações estabelecidas em (9). As saídas deste comando são o desvio médio (dpix avg) e o máximo valor da diferença entre o pixel sob o qual está registrado o objeto e a posição de referência

(“dpix max”).

11. Os procedimentos (9) e (10) podem ser repetidos para tentar obter uma redução de dpix avg e dpix max.
12. Clicando-se em “auto link”, os valores de dpix avg e dpix max das estrelas identificadas na máscara de cintilação poderão ser obtidos pelo usuário. Para obter esta informação, deve-se clicar com o botão direito do “mouse” sobre uma estrela qualquer. Pelos padrões UKMON, o número de ligações entre as estrelas observadas e de referência deve ser superior a 50, $\text{dpix} \leq 0,3$ e $\text{dpix max} \leq 1,0$.
13. As ligações identificadas que possuem maiores dpix avg e dpix max pode ser eliminadas clicando-se em “<SD” até serem atingidos os valores mencionados em (12).
14. O perfil pode ser salvo clicando-se em “Save P”.

Apêndice B

Esquema de Processamento de Dados

Neste apêndice é apresentada a sequência de comandos para processamento de dados gerados por uma estação de detecção de meteoros com o programa UFOANALYSER. Para o correto processamento dos registros, espera-se que o perfil de estação já esteja definido.

1. Clicar na tecla “add” para selecionar o diretório no qual encontra-se o vídeo com o qual se criará o perfil da estação.
2. Selecionar o intervalo de tempo dos vídeos AVI que serão analisados
3. Listar os arquivos do diretório clicando em “read dir”.
4. Utilizar a função “analise todos” (“analyze all”) para processar os vídeos. O processamento consiste na associação dinâmica do meteoro (chuva ou SPO), duração, magnitude aparente, ascensão reta e declinação dos pontos inicial e final de aparecimento do meteoro. Estas informações serão armazenadas em arquivos nos formatos txt e XML.

5. O programa UFOORBIT necessita de dois arquivos no formato .csv. O arquivo “M” contém as informações descritas no tópico (4) e o “R” que possui a magnitude aparente do meteoro e tempo correspondente, que pode ser utilizada para a composição de uma curva de luz. Para executar a rotina, os passos de (1) a (3) devem ser repetidos para se selecionar os arquivos de interesse.
6. Para criar o arquivo “M.csv” clica-se em “>Mcsv”.
7. Para criar o arquivo “R.csv” clica-se em “>Rcsv”.
8. Os arquivos do diretório são compactados e enviados por e-mail.