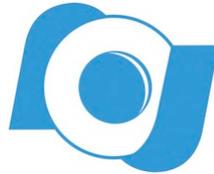


MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
OBSERVATÓRIO NACIONAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA



TESE DE DOUTORADO

PROPRIEDADES ROTACIONAIS, DIREÇÃO DO POLO E
MODELO DE FORMA DE ASTEROIDES EM ÓRBITA
PRÓXIMA DA TERRA.

PRIMEIROS RESULTADOS DO PROJETO IMPACTON

JOSÉ SERGIO SILVA CABRERA

RIO DE JANEIRO, 18 DE MAIO DE 2015

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

Tese de Doutorado

Propriedades rotacionais, direção do polo e
modelo de forma de asteroides em órbita
próxima da Terra.

Primeiros resultados do projeto IMPACTON

José Sergio Silva Cabrera

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

Orientadora: Dra. Daniela Lazzaro

Rio de Janeiro, 18 de maio de 2015

A minha mãe Anita por ser meu maior exemplo, a meus irmãos por estar comigo ainda que longe e a Giselene e Pietro por ser a grande motivação

Graças a Deus por me permitir viver novas experiências cada dia, e poder aprender mais sobre esta maravilhosa área que gosto tanto, a Astronomia

“Así pasa cuando sucede”

Agradecimentos

A todas as pessoas que fizeram possível este trabalho, em especial:

- Minha Orientadora Dra. Daniela Lazzaro, por me permitir ser parte de seu grandioso equipe de trabalho, por ser tolerante e me aportar de seus conhecimentos.
- A toda minha família por estar sempre comigo.
- A Giselene e Pietro, por suportar comigo as grandes batalhas.
- A todo o equipe do projeto IMPACTON.
- Ao pessoal do OASI, em especial à senhora Maria, por su grande amabilidade e às eternas companheras de observação, a Moly e a Carranca.
- A Fernando Roig e Roberto Souza, por fazer resolver os problemas do OASI e fazer mais amenas as viagens.
- A todos os colegas do ON, por essas peladas de futebol que ajudavam a tirar o estres.
- Aos amigos encontrados nesta aventura, com os quais passei momentos agradáveis pelas suas conversas e piadas, (em ordem alfabética) Amanda, Bethoven, Cesar, Cintia, Diego, Javier, João, Jorge, Nobar, Renata, Riano, Ximena
- A Brian Warner, Daniel Majaes, Domenico Licchelli, Mario Melita, Richard Ditteon e Vishnu Reddy por sua aportação ao trabalho .
- A Josef Durech e Mikko Kaasalainen, por as dicas sobre a inversão de curva de luz.
- Ao CNPq pelo financiamento durante o doutorado.

Resumo

Neste trabalho foram obtidos dados fotométricos e a partir destes determinadas as propriedades rotacionais e a forma de objetos de diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar, com ênfase particular nos objetos em órbitas próximas da Terra (NEA). A determinação dessas propriedades físicas são importantes para um melhor entendimento da formação e evolução não apenas dos objetos estudados mas também das diversas populações quando analisadas de forma coletiva.

Os dados fotométricos utilizados no presente estudo foram, em sua esmagadora maioria, obtidos no telescópio de 1m do Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (Itacuruba, PE). Observações para dois asteroides foram obtidas no Observatório do Pico dos Dias (Itajubá, MG), utilizando os telescópios de 1.6m e 0.6m, e as do objeto Centauro (10199) Chariklo no telescópio de 4m do SOAR (Cerro Pachón, Chile).

Inicialmente, foram estudados os diversos métodos de análise de curvas de luz fotométricas visando obter as propriedades rotacionais e o modelo de forma de asteroides. Neste trabalho foram adotados os métodos de ajuste em série de Fourier para a determinação do período, e o de inversão de curva de luz, para a obtenção da direção do eixo de rotação e modelo de forma.

Os métodos escolhidos para a determinação das propriedades físicas de interesse foram inicialmente testados em dados de um objeto Centauro, (10199) Chariklo, e de dois asteroides do cinturão Principal, (298) Baptistina e (1459) Magnya. No caso de (10199) Chariklo, primeiro pequeno corpo do Sistema Solar a ter um sistema de anéis detectado, foi determinado pela primeira vez seu período de rotação, sendo este de 7.004 ± 0.036 horas. No caso de (298) Baptistina e de (1459) Magnya, além do período de rotação foi determinada também a direção do eixo de rotação e um modelo de forma.

Como principal resultado do presente trabalho foram determinados os períodos de rotação para 19 asteroides NEA e obtida uma estimativa para outros 9. Os períodos obtidos variam entre alguns minutos, como no caso de (155334) 2006 DZ169, até mais de 17 horas, como no caso de 2006 VY13. Entre os NEA com período determinado foi também obtida a direção do eixo de rotação e um modelo de forma para 8. Sendo que existem atualmente 13 NEA com direção do polo obtido a partir de dados fotométricos, nosso estudo aumentou significativamente, da ordem de 40%, essa amostra permitindo confirmar, por exemplo, uma ausência de objetos com direção do polo próxima do plano eclíptico.

Abstract

In this work we obtained photometric data and, from it, the rotational properties and the shape of objects of diverse small bodies populations, with special focus on Near Earth Asteroids (NEA). These physical properties are fundamental to achieve a better knowledge of the formation and evolution not just of the studied objects, but also of the diverse populations, when analyzed in a collective form.

The photometric data used in the present study were, in its majority, obtained using the 1-m telescope of the Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (Itacuruba, PE). Observations for two asteroids were obtained at the Observatório do Pico dos Dias (Itajubá, MG), using the 1.5- and the 0.6-m telescopes, while those of the Centaur object (10199) Chariklo at the 4-m telescope of the SOAR (Cerro Pachón, Chile).

Initially we studied a number of 5 methods available to analyze the photometric lightcurves of asteroids and obtain the rotational properties and an estimate of their shape. In the present study we adopted the Fourier series fit model to obtain the rotational period and the lightcurve inverse method to derive the spin direction and the shape model.

The chosen methods to determine the physical properties of interest were first tested using data from the Centaur object (10199) Chariklo, and from two Main Belt asteroids, (298) Baptistina and (1459) Magnya. Regarding (10199) Chariklo, first small Solar System body with a ring system detected, we determined for the first time its rotational period, being this of 7.004 ± 0.036 hours. Regarding (298) Baptistina and (1459) Magnya, beside the rotational period, we obtained also the pole direction and a shape model.

As main result of the present work we obtained the rotational period for 19 NEAs and an indication for other 9. The obtained periods span values between several minutes, as for asteroid (155334) 2006 DZ169, up to 17 hours, as in the case of 2006 VY13. Among the NEAs with determined rotational period we obtained also the pole direction and the shape model for 8 of them. Considering that presently the number of NEAs with pole determination using photometric data is 13, the present work substantially increased, nearly in 40%, the available sample allowing confirming, for example, the lack of objects with a pole direction near the ecliptic plane.

Sumário

Agradecimentos	v
Resumo	vii
Abstract	ix
Lista de figuras	xiii
Lista de tabelas	xvii
1. Introdução	1
2. Análise de curvas de luz: definições e métodos	9
2.1. Curva de luz e geometria de visada	10
2.2. Determinação do período de rotação	13
2.3. Determinação da direção do polo e da forma	14
2.3.1. Método da amplitude e magnitude	14
2.3.2. Método da época	22
2.3.3. Método da integração numérica	26
2.3.4. Método da inversão de curva de luz	31
2.3.5. Discussão	41
3. Aplicação a um objeto Centauro: (10199) Chariklo	45
3.1. Dados	46
3.2. Resultado: período de rotação	47
4. Aplicação a dois asteroides do Cinturão Principal	51
4.1. (298) Baptistina	51
4.1.1. Dados	54
4.1.2. Resultados: direção do polo e forma	54
4.2. (1459) Magnya	56
4.2.1. Dados	57
4.2.2. Resultado: direção do polo e forma	60

5. Aplicação a asteroides em órbita próxima da Terra - NEA	61
5.1. A amostra	63
5.2. Observações e processamento dos dados	65
5.3. Determinação das propriedades rotacionais e forma	65
5.3.1. (24445) 2000 PM8	66
5.3.2. (25916) 2001 CP44	71
5.3.3. (53437) 1999 WL2	76
5.3.4. (85628) 1998 KV2	77
5.3.5. (90075) 2002 VU94	81
5.3.6. (136923) 1998 JH2	83
5.3.7. (138095) 2000 DK79	85
5.3.8. (143409) 2003 BQ46	87
5.3.9. (155334) 2006 DZ169	91
5.3.10. (162273) 1999 VL12	92
5.3.11. (168378) 1997 ET30	93
5.3.12. (209924) 2005 WS55	95
5.3.13. (214088) 2004 JN13	97
5.3.14. (243566) 1995 SA	101
5.3.15. (251346) 2007 SJ	106
5.3.16. (276397) 2002 XA40	109
5.3.17. (312473) 2008 SX245	110
5.3.18. (326732) 2003 HB6	113
5.3.19. (330825) 2008 XE3	115
5.3.20. 2006 VY13	117
5.4. Discussão	119
6. Conclusões e perspectivas futuras	125
A. - Conceitos e definições úteis	127
B. Artigo sobre o Centauro (10199) Chariklo	133
C. Artigo sobre o asteroide (1459) Magnya	139
D. Curvas de luz e circunstâncias observacionais de 20 NEA	145
Referências	153

Lista de figuras

1.1. Ilustração esquemática das órbitas características das diferentes sub-classes de NEA.	2
1.2. Objetos do Sistema Solar interior.	3
1.3. Objetos do Sistema Solar exterior.	3
2.1. Ilustração da rotação de um objeto oblato e a curva de luz gerada em função do tempo.	11
2.2. Geometria de observação Sol-Asteróide-Observador.	12
2.3. Variação da amplitude da curva de luz de um corpo oblato observado em diferentes ângulos de aspecto θ	12
2.4. Representação de um elipsóide triaxial ($a > b > c$), o ângulo de aspecto θ , e o vetor na direção da Terra a partir do objeto E	15
2.5. Diferenças de magnitudes normalizadas vs ângulo de fase, normalizado à parte linear da relação de fase.	17
2.6. Gráfico amplitude vs longitude, utilizado para determinar a amplitude máxima possível para o objeto (9) Metis.	18
2.7. Diferenças em magnitude com respeito ao máximo de luz em ângulo de aspecto $\theta = 90^\circ$ vs amplitudes, para uma razão $a/b = 1.5$ e b/c variando de 1.0 a 2.0.	19
2.8. Exemplo de uma curva de luz reduzida com a equação 2.18 para o objeto (44) Nysa, observado o dia 26 de Setembro de 1979.	21
2.9. Esquema do bissetor do ângulo de fase.	23
2.10. Quantidades geométricas básicas.	28
2.11. Posição do elemento de superfície $d\sigma$ expressa em coordenadas polares β e λ	29
2.12. Objeto projetado sobre um plano perpendicular à linha de visada.	30
2.13. Teste da inversão de curva de luz em laboratório.	41
3.1. Campo de (10199) Chariklo na noite de 10 de junho de 2013.	47
3.2. Curva de luz para cada noite de observação de (10199) Chariklo.	48
3.3. Curva de fase composta completa de (10199) Chariklo.	49

Lista de figuras

3.4. Melhor ajuste da curva de fase de (10199) Chariklo utilizando a análise de Fourier.	50
4.1. Curvas de luz de (298) Baptistina.	55
4.2. Modelo de forma de (298) Baptistina.	56
4.3. Curvas de luz de (1459) Magnya observadas no OPD.	58
4.4. Curvas de luz de (1459) Magnya observadas no OASI.	58
4.5. Modelo de forma de (1459) Magnya.	60
5.1. Curvas de luz de (24445) 2000 PM8.	68
5.2. Curvas de fase para (24445) 2000 PM8.	69
5.3. Modelo de forma para (24445) 2000 PM8. Determinado a partir do spin $\lambda = 93^\circ, \beta = -59^\circ$.	70
5.4. Modelo de forma para (24445) 2000 PM8. Determinado a partir do spin $\lambda = 180^\circ, \beta = -57^\circ$.	71
5.5. Curvas de fase de (24445) 2000 PM8 de Warner (2014b) e Jahn and Kretlow (2014).	71
5.6. Curvas de luz de (25916) 2001 CP44.	73
5.7. Curva de fase para (25916) 2001 CP44.	74
5.8. Modelo de forma para (25916) 2001 CP44.	75
5.9. Curvas de luz de (53437) 1999 WL2.	77
5.10. Curva de fase para (53437) 1999 WL2.	77
5.11. Curvas de luz de (85628) 1998 KV2.	78
5.12. Curva de fase para (85628) 1998 KV2.	79
5.13. Modelo de forma para (85628) 1998 KV2.	80
5.14. Curvas de luz de (90075) 2002 VU94.	82
5.15. Curva de fase para (90075) 2002 VU94.	83
5.16. Curvas de luz de (136923) 1998 JH2.	84
5.17. Curva de fase para (136923) 1998 JH2.	85
5.18. Curvas de luz de (138095) 2000 DK79.	86
5.19. Curva de fase para (138095) 2000 DK79.	87
5.20. Curva de fase para (138095) 2000 DK79 de Hicks and Ebelhar (2013).	87
5.21. Curvas de luz de (143409) 2003 BQ46.	89
5.22. Curva de fase para (143409) 2003 BQ46.	90
5.23. Modelo de forma para (143409) 2003 BQ46.	90
5.24. Curva de fase para (155334) 2006 DZ169.	91
5.25. Curva de fase para (155334) 2006 DZ169.	91
5.26. Curvas de luz de (162273) 1999 VL12.	92
5.27. Curva de fase para (162273) 1999 VL12.	93
5.28. Curvas de luz de (168378) 1997 ET30.	94
5.29. Curva de fase para (168378) 1997 ET30.	94

5.30. Curvas de luz de (209924) 2005 WS55.	96
5.31. Curva de fase para (209924) 2005 WS55.	96
5.32. Curvas de luz de (214088) 2004 JN13.	97
5.33. Curvas de luz de (214088) 2004 JN13.	98
5.34. Modelo de forma para (214088) 2004 JN13.	99
5.35. Análise das curvas de luz de (214088) 2004 JN13 observadas no OASI.	100
5.36. Semelhança nas curvas de luz de (214088) 2004 JN13 e 2002 TD60.	101
5.37. Curvas de luz de (243566) 1995 SA.	102
5.38. Curva de fase para (243566) 1995 SA.	103
5.39. Modelo de forma para (243566) 1995 SA, utilizando apenas os dados do OASI.	104
5.40. Modelo de forma para (243566) 1995 SA, utilizando todos os dados.	105
5.41. Curvas de luz de (251346) 2007 SJ.	106
5.42. Curva de fase para (251346) 2007 SJ.	108
5.43. Modelo de forma para (251346) 2007 SJ.	109
5.44. Curva de fase para (276397) 2002 XA40.	110
5.45. Curvas de luz de (312473) 2008 SX245.	111
5.46. Curva de fase para (312473) 2008 SX245.	112
5.47. Modelo de forma para (312473) 2008 SX245.	113
5.48. Curvas de luz de (326732) 2003 HB6.	114
5.49. Curva de fase para (326732) 2003 HB6.	114
5.50. Curvas de fase para (326732) 2003 HB6 de Warner (2012).	115
5.51. Curvas de luz de (330825) 2008 XE3.	116
5.52. Curva de fase para (330825) 2008 XE3.	116
5.53. Curvas de luz de 2006VY13.	118
5.54. Curva de fase para 2006 VY13.	119
5.55. Distribuição da direção de spin de NEA.	124
A.1. Triangulação octante.	127
D.1. Curvas de luz para (85818) 1998 XM4 e (85867) 1999 BY9.	147
D.2. Curvas de luz para (142781) 2002 UM11, (154007) 2002 BY e (162186) 1999 OP3.	149
D.3. Curvas de luz para (162566) 2000 RJ34 e (190166) 2005 UP156.	150
D.4. Curvas de luz para (249595) 1997 GH28 e (275976) 2001 XV10.	151

Lista de tabelas

3.1. Características físicas e orbitais de (10199) Chariklo.	50
4.1. Dados observacionais de (298) Baptistina.	53
4.2. Dados observacionais de (1459) Magnya.	59
5.1. Amostra de objetos observados.	64
5.2. Dados observacionais de (24445) 2000 PM8.	67
5.3. Dados observacionais de (25916) 2001 CP44.	72
5.4. Dados observacionais de (53437) 1999 WL2.	76
5.5. Dados observacionais de (85628) 1998 KV2.	78
5.6. Dados observacionais de (90075) 2002 VU94.	81
5.7. Dados observacionais de (136923) 1998 JH2.	84
5.8. Dados observacionais de (138095) 2000 DK79.	86
5.9. Dados observacionais de (143409) 2003 BQ46.	88
5.10. Dados observacionais de (155334) 2006 DZ169.	92
5.11. Dados observacionais de (162273) 1999 VL12.	93
5.12. Dados observacionais de (168378) 1997 ET30.	95
5.13. Dados observacionais de (209924) 2005 WS55.	96
5.14. Dados observacionais de (214088) 2004 JN13.	99
5.15. Dados observacionais de (243566) 1995 SA.	101
5.16. Dados observacionais de (251346) 2007 SJ.	107
5.17. Dados observacionais de (276397) 2002 XA40.	109
5.18. Dados observacionais de (312473) 2008 SX245.	112
5.19. Dados observacionais de (326732) 2003 HB6.	113
5.20. Dados observacionais de (330825) 2008 XE3.	115
5.21. Dados observacionais de 2006 VY13.	118
5.22. Valores determinados de períodos de rotação e direção de spin.	121
D.1. Amostra de objetos observados.	146
D.2. Amostra de objetos observados, continuação.	148

1 Introdução

O Sistema Solar é formado por diversas populações de corpos, com propriedades físicas e dinâmicas bem distintas. Primeiramente, temos os planetas, que pela definição da União Astronômica Internacional devem satisfazer a três condições: i) ter uma órbita ao redor de uma estrela ou remanescente de estrela, ii) ter suficiente massa para que a sua gravidade supere as forças do corpo rígido, de maneira que possa ter uma forma em equilíbrio hidrostático e iii) que tenha limpado a vizinhança da sua órbita. Uma segunda classe é a dos planetas anões. Estes corpos satisfazem as condições (i) e (ii) acima, mas, contrariamente aos planetas, não conseguiram esvaziar a região em sua volta. Esta população é composta por corpos tão distintos quanto (1) Ceres, no Cinturão de Asteroides, e Plutão, na região mais externa do Sistema Solar, no chamada de Cinturão Transnetuniano.

Uma terceira classe é a dos pequenos corpos, que satisfazem apenas à condição (i) acima, ou seja, tem uma órbita em torno de uma estrela. Isto os distingue dos satélites que, por definição, não tem órbita em torno de uma estrela, podendo orbitar um planeta, como a nossa Lua, por exemplo, ou um planeta anão, como Caronte, ou até um pequeno corpo, como Dactyl, primeiro satélite de um asteroide, Gaspra, a ser descoberto. A classe dos pequenos corpos abrange populações tão distintas quanto os asteroides, os Centauros, os objetos transnetunianos, ou TNO, e os cometas. Enquanto os primeiros estão na região mais interna do Sistema Solar, se estendendo da órbita de Júpiter até além da Terra, os demais se situam na parte mais externa.

De forma geral os asteroides não possuem uma atmosfera, sendo corpos com tamanhos entre 800km, (1) Ceres, e alguns metros. Entre os pequenos corpos, os cometas podem apresentar uma atmosfera causada pela sublimação dos gelos pelo aquecimento solar, quando de sua passagem nas regiões mais internas do Sistema Solar. Essa atmosfera, no caso chamada de coma, é transitória e rapidamente perdida devido ao pequeno tamanho destes corpos. Vale aqui ressaltar que quando um corpo apresenta uma atmosfera, esta impede a visão de sua superfície assim como de sua forma.

Os asteroides se concentram principalmente na região entre Marte e Júpiter, no que é definido como o Cinturão Principal (MB, do inglês Main Belt), embora existam muitos que cruzam as órbitas dos planetas internos, denominados de Asteroides Próximos da Terra (NEA, do inglês Near Earth Asteroids). Os NEA, por sua vez, podem ser divididos em diferentes sub-classes dependendo de suas propriedades orbitais, a saber: *Amor*, *Apollo*, *Atenas* e *Atiras*. Essas classes são ilustradas na Figura 1.1 e serão descritas em maior detalhe no Capítulo 5.

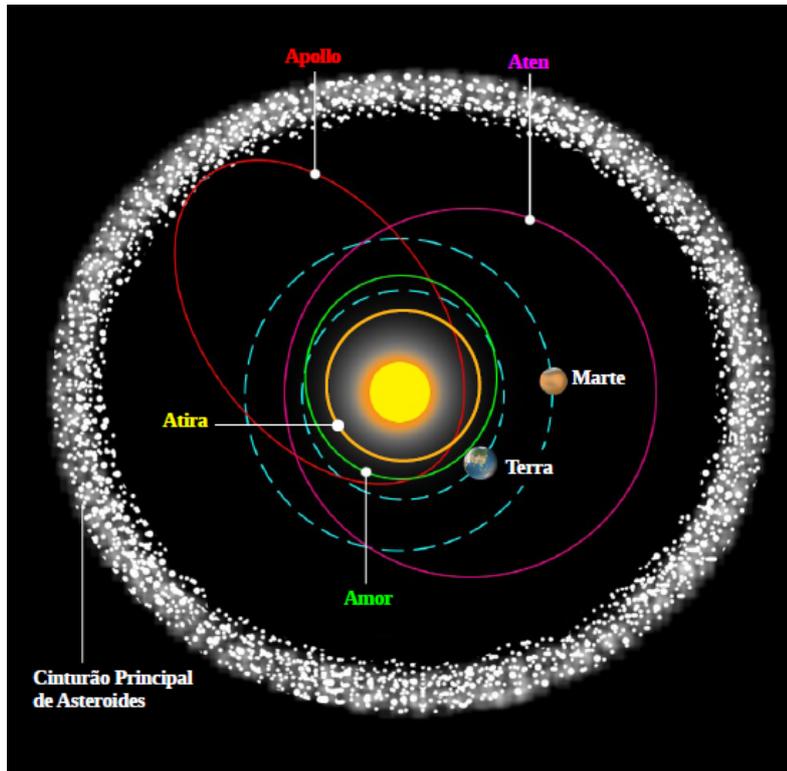


Figura 1.1.: Ilustração esquemática das órbitas características das diferentes sub-classes de NEA.

As figuras 1.2 e 1.3 mostram os gráficos do Sistema Solar interior e exterior, respectivamente, com o número de objetos conhecidos atualmente (até março de 2015). Nas duas figuras as órbitas dos planetas são dadas em azul e a sua localização é indicada por grandes círculos com uma cruz no meio. Os símbolos cheios representam objetos observados em mais de uma oposição enquanto os vazios aqueles observados durante uma única oposição. Também em ambas, os quadrados azuis cheios representam cometas periódicos numerados enquanto os demais cometas são indicados por quadrados vazios. Na figura 1.2, os círculos verdes, vermelhos e azuis representam asteroides, numerados e não numerados, do Cinturão Principal, objetos NEA, com periélio menor do que 1.3UA, e Troianos, respectivamente. Na figura 1.3 os triângulos cianos e laranja indicam os objetos em alta excentricidade e os Centauros, respectivamente. Os objetos Plutinos (em ressonância 2:3 com Netuno), os do disco disperso e os do Cinturão de Kuiper são indicados por círculos brancos, carmim e vermelhos, respectivamente.

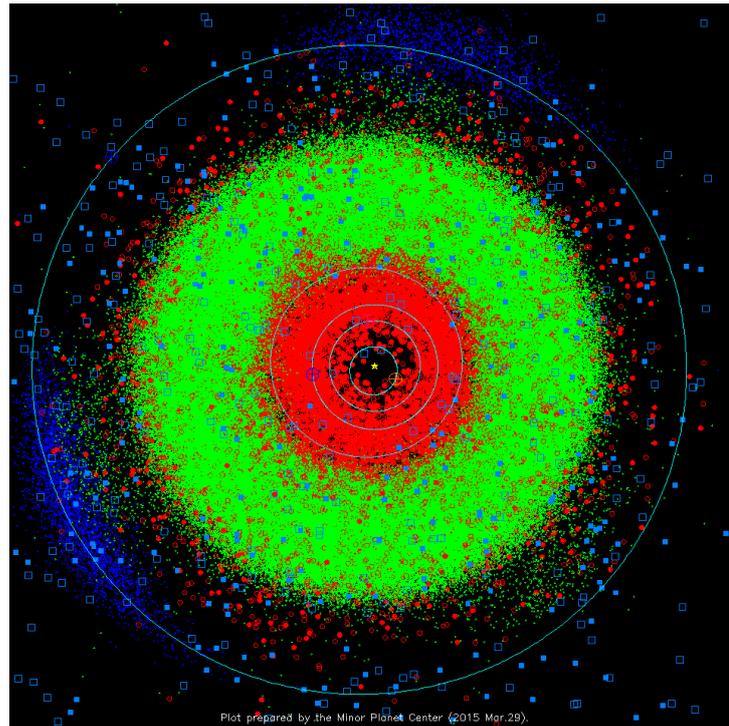


Figura 1.2.: Localização dos planetas interiores do Sistema Solar, de Mercúrio até Júpiter, e os pequenos corpos nesta região, no dia 29 de março de 2015.
Gráfico obtido de <http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/InnerPlot.html>

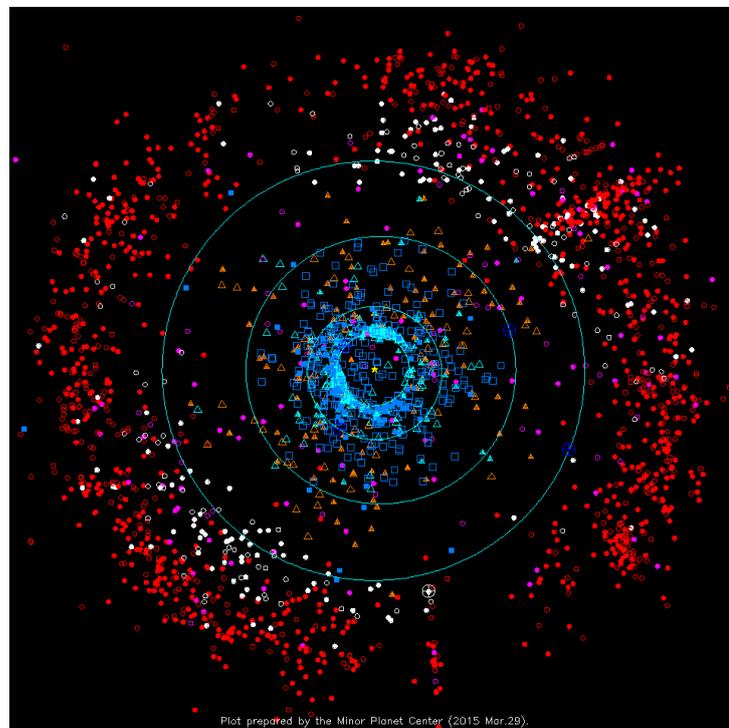


Figura 1.3.: Localização dos planetas gigantes, de Júpiter até Netuno, e os pequenos corpos nesta região, no dia 29 de março de 2015.
Gráfico obtido de <http://www.minorplanetcenter.net/iau/lists/OuterPlot.html>

A determinação de propriedades rotacionais, físicas, e de características cinemáticas é fundamental para uma melhor compreensão de um corpo e de seu entorno. Também, melhores estimativas destes parâmetros permitem melhorar a determinação de outros parâmetros. Por exemplo, a determinação da forma pode permitir uma melhor estimativa do tamanho, a qual permite uma melhor estimativa do albedo, resultando em uma melhor determinação da composição superficial. Em alguns casos onde é possível determinar a massa, seja pela presença de um satélite ou de efeitos gravitacionais sobre uma sonda espacial, pode ser calculado o volume e, através deste, a densidade a qual, por sua vez, proporciona informação sobre a estrutura interna do objeto.

Em particular, as propriedades rotacionais e a forma de um corpo podem fornecer indícios importantes sobre sua formação e evolução. Tendo uma estimativa da forma é possível inferir se o corpo poderia ser o resultado da acreção de pequenos planetesimais, ou da fragmentação de um corpo maior ou, ainda, da reacumulação gravitacional após uma quebra catastrófica formando um objeto reacumulado ("rubble-pile", em inglês). Por outro lado, o período de rotação e a direção do eixo de rotação de um corpo fornecem informações sobre sua evolução. Uma rotação muito lenta pode indicar uma intensa evolução colisional enquanto uma extremamente rápida, um corpo monolítico. Direções de polo preferenciais, ou ausência de, podem indicar a presença de efeitos seculares dissipativos ou a falta de eficiência destes.

O estudo das propriedades físicas de pequenos corpos se torna mais interessante pela possibilidade de realizar estudos estatísticos sobre um grande número de objetos. Em particular, permite explorar similaridades e diferenças entre as diferentes populações fornecendo, então, vínculos robustos sobre sua formação e evolução. Neste contexto, o presente trabalho visa derivar as propriedades rotacionais e a forma de um número significativo de asteroides NEA. Esta população em particular foi escolhida por ser a que nos permite estudar os menores corpos do Sistema Solar e sem a necessidade do uso de grandes telescópios. Além do mais, essa é uma população transiente no sentido de que os corpos que lá se encontram hoje devem ter se originado em outras regiões do Sistema Solar e que num intervalo de cerca de 10^6 anos devem ser expulsos da região (Morbidelli et al., 2002). O estudo das propriedades físicas destes corpos pode, portanto, fornecer informações importantes sobre as regiões de sua origem e os caminhos dinâmicos percorridos.

A fotometria de disco não resolvido tem sido a maior fonte de informação sobre as propriedades físicas da maioria dos corpos menores do Sistema Solar, sendo determinados principalmente os períodos de rotação e, mais recentemente, as direções de spin e modelos de forma. As primeiras determinações de período foram feitas através de inspeção visual de certos traços das curvas de luz (Schober and Dvorak, 1975; Schober, 1975), sendo que posteriormente o uso de ajustes de séries temporais aos dados melhorou sensivelmente essa determinação (Deeming,

1975; Harris and Young, 1983; Ferraz-Mello, 1981; Harris et al., 1989). Atualmente a análise por ajuste de séries de Fourier é a técnica mais usada (Harris et al., 1989).

Diversos estudos estatísticos sobre a distribuição dos períodos de rotação de asteroides tem sido desenvolvidos ao longo dos anos. Inicialmente, Binzel et al. (1989) determinaram uma correlação entre os tamanhos dos asteroides e suas taxas de spin. Em sua amostra, composta por 375 asteroides do Cinturão Principal, os objetos com diâmetro estimado $D > 125\text{km}$ estavam bem representados por uma distribuição Maxwelliana. Isso indicando que as taxas de rotação poderiam ser resultantes de uma evolução colisional. Enquanto aqueles com $D < 125\text{km}$ mostravam um excesso de rotadores lentos sendo sua distribuição possivelmente influenciada por diversos processos. Esses autores também analisaram o período de rotação de 28 NEA (tamanho médio de 3km) e comparam com uma amostra de objetos MBA com $D < 15\text{ km}$ (tamanho médio de 8 km), encontrando que as duas amostras são dispersas. As amostras não se ajustam a uma simples Maxwelliana devido ao excesso de rotadores lentos. Mais recentemente, Pravec et al. (2002) analisaram uma amostra com 984 asteroides, confirmando os resultados anteriores. Os asteroides com tamanho $D \geq 30\text{-}40\text{ km}$ são bem representados por uma distribuição Maxwelliana (Harris and Burns, 1979; Fulchignoni et al., 1995; Donnison and Wiper, 1999; Pravec and Harris, 2000) sugerindo que estes objetos são primordiais ou remanentes destes. Pravec et al., também determinaram que os asteroides com $0.15\text{km} \leq D \leq 10\text{km}$ apresentam um excesso de rotadores rápidos e lentos, enquanto os com diâmetro entre 10 e 40 km uma mistura total de valores de período. Trabalhos como os de Fulchignoni et al. (1995), Donnison and Wiper (1999) e Donnison (2003) procuram ajustar a população de diâmetro inferior a 40 km com uma mistura de distribuições Maxwellianas, sendo de três para os dois primeiros trabalhos e de 4 para o último.

Para a determinação da direção do eixo de rotação e modelos de forma foram utilizados inicialmente métodos como da *magitude e amplitude e da época* (Zappala, 1981; Zappalà et al., 1983; Zappala and Knezevic, 1984; Lambert, 1985; Surdej et al., 1986; Magnusson, 1986; Drummond et al., 1988; Taylor et al., 1988; Barucci et al., 1989). Atualmente a técnica de inversão de curva de luz (Kaasalainen and Torppa, 2001; Kaasalainen et al., 2001) é a que fornece a melhor determinação destes parâmetros. Todas estas técnicas serão descritas em detalhe no Capítulo 2.

A distribuição da direção do eixo de rotação de asteroides foi inicialmente analisada por Magnusson (1986). Utilizando as direções de spin de 20 objetos determinadas a partir de métodos como da época, magnitude-amplitude e ocultações (ver Capítulo 2), encontrou uma distribuição bimodal, sendo a ligeira maioria com rotação prógrada. As mesmas conclusões tendo sido obtidas por Drummond et al. (1988) e por Magnusson (1990) utilizando amostras ligeiramente maiores, cerca de 30 asteroides. Mais recentemente, essas conclusões foram também confir-

madadas por [Pravec et al. \(2002\)](#) utilizando uma amostra bem maior. Entre os 86 asteroides da amostra, 48 apresentam rotação prógrada e os 36 restantes retrógrada. Em todos esses trabalhos está mencionado o problema da falta de objetos com latitude eclíptica entre -8° e 8° , tendo sido encontrados apenas três por [Pravec et al. \(2002\)](#). Isso poderia ser devido a uma tendência observacional onde um asteroide com uma direção do spin com baixa latitude eclíptica pode ser observado principalmente na direção do polo, resultando em uma amplitude baixa e precisando assim de mais observações para determinar a direção. Também, de modo geral, as suposições da forma que os métodos utilizam na determinação da direção poderiam ser uma causa.

Recentemente, [Marciniak and Michałowski \(2010\)](#) utilizando dados de 83 asteroides com a direção do polo determinada através do método de inversão de curva de luz, encontram uma boa quantidade de objetos com direção próxima ao plano eclíptico. É ressaltado que alguns desses objetos tinham sido determinados com direção de spin em latitudes maiores utilizando outros métodos. Esses autores encontram que o número de objetos com rotação prógrada é quase o dobro daqueles com rotação retrógrada. Segundo os autores a explicação para isso seria o alinhamento de spin em famílias de asteroides causadas pelo efeito YORP ([Vokrouhlický et al., 2003](#)) como, por exemplo, na família de Koronis ([Slivan et al., 2003](#)).

Por fim, [Hanuš et al. \(2011\)](#) analisam a distribuição da direção de spin 206 MBA (obtidos com inversão de curva de luz), e encontram novamente uma carência de asteroides com direção próxima do plano eclíptico, além de que a fração de rotadores prógrados continua sendo um pouco maior. Dividindo a amostra dependendo do tamanho concluem que: a) os objetos com diâmetro superior a 60km apresentam uma distribuição uniforme para latitudes menores do que 11° ; b) os objetos com diâmetro menor do que 30 km apresentam uma falta de objetos com direção próxima do plano eclíptico; c) os objetos com diâmetro intermediário entre 30 e 60 km apresentam uma distribuição com objetos povoando as latitudes mais altas e mais baixas. Novamente é levantada a hipótese de que a ausência de asteroides com latitudes eclípticas próximas ao plano eclíptico no caso dos objetos com diâmetro menor do que 30 km seria devido ao efeito YORP já que este é mais eficiente em corpos menores.

Conforme mencionado acima, o objetivo deste trabalho foi a determinação das propriedades rotacionais, período e direção de spin, e a forma de um número significativo de asteroides NEA utilizando dados fotométricos obtidos no Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI). Inicialmente, foram estudados os diversos métodos para a determinação das propriedades físicas de interesse, sendo por fim utilizada a análise de ajuste por série de Fourier na determinação dos períodos de rotação e o método de inversão de curva de luz para as demais propriedades. Antes de serem aplicados à amostra de NEA, os métodos foram testados em objetos para os quais já se dispunha de dados obtidos pelo grupo de Ciências Planetárias do ON em outros telescópios. Por fim, entre 2012 e 2014 concomitantemente às observações foram

sendo determinadas as propriedades rotacionais e os modelos de forma aqui apresentados.

O presente trabalho está dividido em seis capítulos sendo que no 2 são descritos os métodos de análise de curvas de luz fotométricas. Nos capítulos 3 e 4 são apresentadas as aplicações a um objeto Centauro, (10199) Chariklo, e dois asteroides do cinturão principal, (298) Baptistina e (1459) Magnya, cada um destes objetos tendo uma motivação científica de interesse. Finalmente, no capítulo 5 são apresentados os dados fotométricos e os resultados obtidos para 39 asteroides NEAs. Conclusões gerais e perspectivas futuras são discutidas brevemente no último capítulo.

2 Análise de curvas de luz: definições e métodos

O presente trabalho visa determinar algumas propriedades rotacionais e a forma de objetos de distintas populações de pequenos corpos do Sistema Solar objetivando uma melhor compreensão dos processos de formação e dos caminhos evolutivos pelos quais passaram. Essas propriedades rotacionais, isto é, o período e a direção de rotação, assim como a forma, são obtidas da análise de curvas de luz fotométricas.

A fotometria é a técnica observacional que atualmente permite obter uma grande quantidade de dados para um grande número de objetos. No contexto astronômico a fotometria é o estudo do brilho dos objetos celestes, e cada tipo específico de fotometria depende da técnica de observação, por exemplo: medida do brilho de um objeto utilizando o olho é denominada de fotometria visual, e de fotometria fotográfica quando se faz uso de uma câmera fotográfica. A aparição da célula fotoelétrica, em princípios do século XX, e a introdução de tubos fototéltricos anos depois, deram origem aos sistemas fotoelétricos, e a denominada fotometria fotoelétrica. Mais recentemente se tem o uso de câmaras CCD (Charge Couple Device), tendo assim a fotometria CCD. Todas essas diversas fotometrias operam em distintas bandas e filtros segundo as necessidades dos objetivos científicos.

Se pode dizer que um dos primeiros trabalhos fotométricos da história foi desenvolvido por Hiparco de Nicea no ano 180 A. de C. Nesse trabalho foi estabelecido uma escala por brilho, onde um valor para o brilho das estrelas observadas em um lugar escuro e a olho nu (fotometria visual) é proporcional, sendo 1 para as estrelas mais brilhantes e 6 para as estrelas mais fracas. Este critério de escala por brilho é conservado hoje em dia. Obviamente, os instrumentos hoje em dia utilizados para observações fotométricas fornecem uma medida mais precisa do brilho dos objetos. Este brilho é transformado em magnitude, sendo utilizado um sistema padrão como, por exemplo, o sistema UVB de Jonhson ou o UVBRI de Coussin, para fins de comparação entre os diferentes observadores e/ou épocas.

No que segue vamos, primeiramente introduzir alguns conceitos básicos para, em seguida, fazer uma revisão dos principais métodos desenvolvidos para determinar as propriedades rotacionais e a forma de pequenos corpos do Sistema Solar. Nos capítulos seguintes será então apresentada, para objetos de diversas populações de pequenos corpos, a aplicação de dois dos métodos aqui descritos: a análise de Fourier, para determinar o período de rotação, e a inversão de curva de luz, para aprimorar o período de rotação, determinar a direção do polo e obter um modelo de forma.

2.1. Curva de luz e geometria de visada

Chama-se de curva de luz de um objeto sua variação de brilho ao longo do tempo. No caso dos objetos frios do Sistema Solar, os quais são visíveis apenas por refletirem a luz solar e quando estiverem numa configuração favorável para o observador, a curva de luz representa variações tanto da área refletida, quanto da composição, do albedo e de estruturas superficiais, tais como crateras ou montanhas. De forma geral, a variação de brilho pode ser separada em três componentes: (1), aquela devida às variações da orientação espacial do asteroide; (2), aquela devida à forma do objeto e que provoca uma variação periódica da área da superfície visível; e (3), aquela devida às variações de albedo médio. Quando conseguimos separar estas três componentes na curva de luz de um asteroide temos, então, a direção de seu eixo de rotação, seu período, sua forma e até informações sobre sua composição superficial. Um exemplo ilustrativo da variação do brilho de um objeto elipsoidal durante uma revolução completa é mostrado na Figura 2.1.

Quando se conhece o período de rotação é possível representar a curva de luz em função da fase rotacional sendo que no caso da figura 2.1, as quatro primeiras fases mostradas da esquerda para direita corresponderiam às fases (0°), $1/4$ (90°), $1/2$ (180°) e $3/4$ (270°). Na figura se pode ver que para um corpo alongado, em rotação pura, ou seja em torno do eixo principal de inércia, teremos um máximo de brilho quando o objeto mostra sua maior face para o observador. Por outro lado, um mínimo de brilho vai ocorrer quando o asteroide mostra sua face menor. Assim, a curva de luz de uma rotação completa, teria 2 máximos e 2 mínimos claramente visíveis para um objeto alongado e simétrico. Um asteroide com uma forma bastante irregular, asteroides binários ou sistema múltiplos de asteroides, assim como precessionando, apresentam curvas de luz mais complexas (Warner, 2014a; Pravec et al., 2005).

É importante notar que, a geometria de observação, ou seja, as posições relativas da Terra, do asteroide, do Sol e do observador, têm influência direta na curva de luz observada. Na Figura 2.2 é mostrado um exemplo de configuração do sistema Terra-Asteróide-Sol favorável para a observação do asteroide. A figura mostra também os ângulos de fase solar α , que é o ângulo

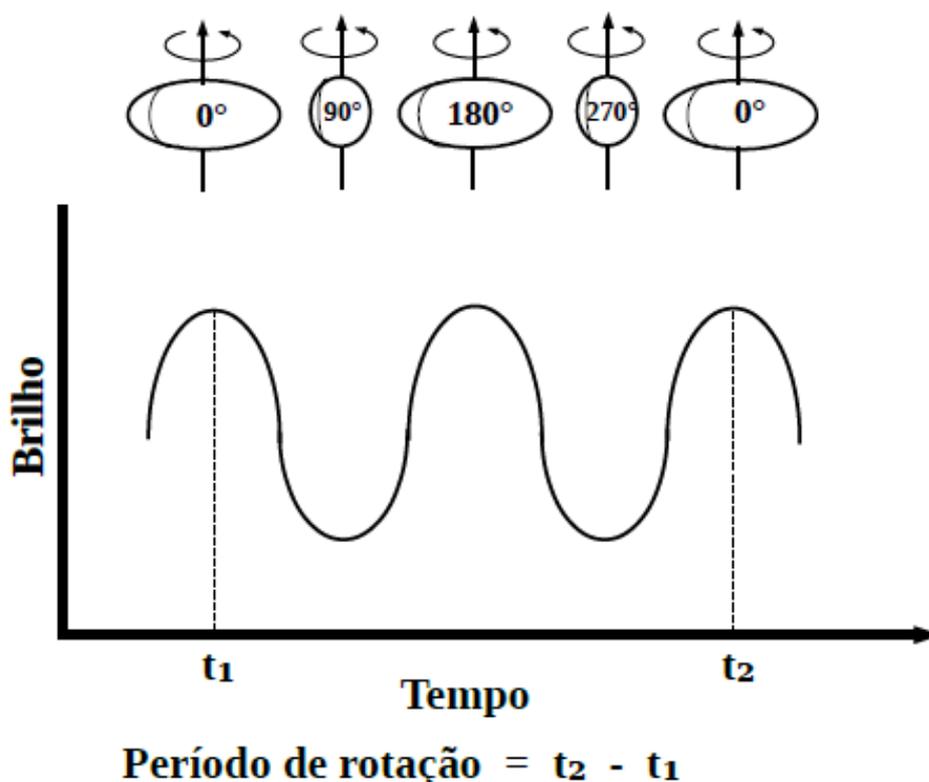


Figura 2.1.: Ilustração da rotação de um objeto oblato e a curva de luz gerada em função do tempo.

Terra-Asteróide-Sol, e de aspecto θ , que é o ângulo entre o eixo principal de rotação do asteroide e a linha de visada de um observador na Terra.

Vale ressaltar que se o objeto tiver uma forma esférica e um albedo constante, não se observará uma variação de seu brilho. Outra maneira de não se observar variação de brilho, é quando o objeto mostrar sempre a mesma face ao observador, ou seja quando o eixo de rotação do objeto coincidir com a linha de visada do observador. A Figura 2.3 ilustra as diferenças no brilho observado em função de diferentes ângulos de aspecto θ . Como podemos ver, a variação de brilho observado é nulo quando o ângulo de aspecto é zero e esta aumenta conforme θ aumenta, atingindo seu máximo quando $\theta = 90^\circ$. A diferença entre o brilho mínimo e o máximo, é denominada de *amplitude*. A amplitude é influenciada principalmente pelo ângulo de aspecto θ , para uma dada forma.

É importante salientar que, durante uma noite de observação ou várias noites sucessivas, o ângulo de aspecto e de fase podem ser considerados constantes, não provocando assim mudanças significativas na forma da curva de luz. Entretanto, ao longo de um tempo maior, semanas ou meses, dependendo das órbitas dos objetos, estes ângulos mudam, ocasionando variações no brilho observado. É a partir destas variações que é possível identificar a direção do eixo de rotação e a forma do objeto.

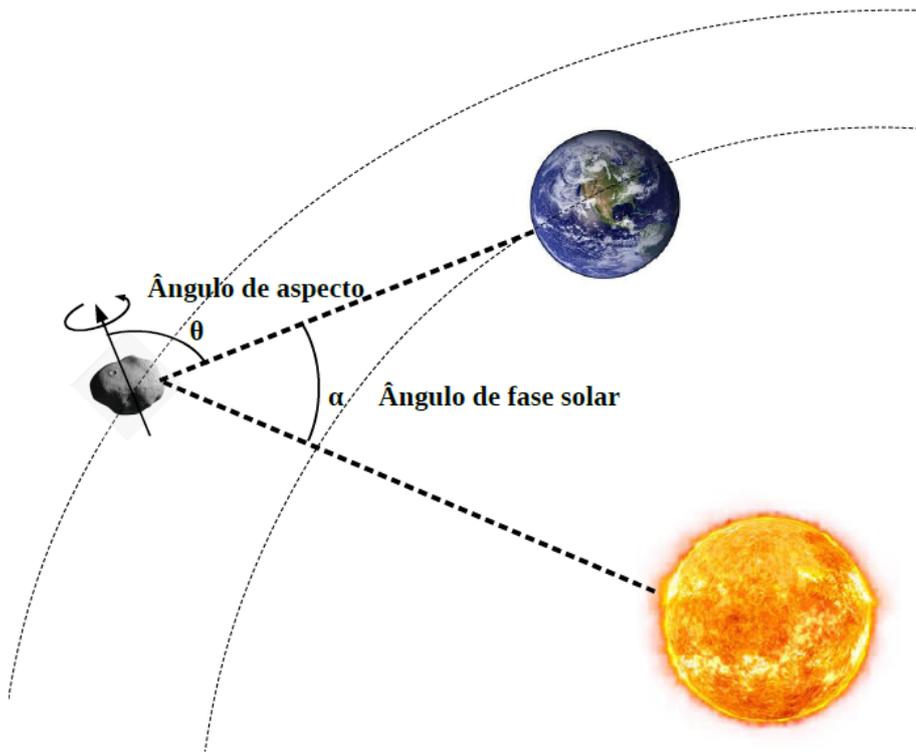


Figura 2.2.: Geometria de observação Sol-Asteróide-Observador onde são indicados os ângulos de aspecto, θ , e de fase solar, α .

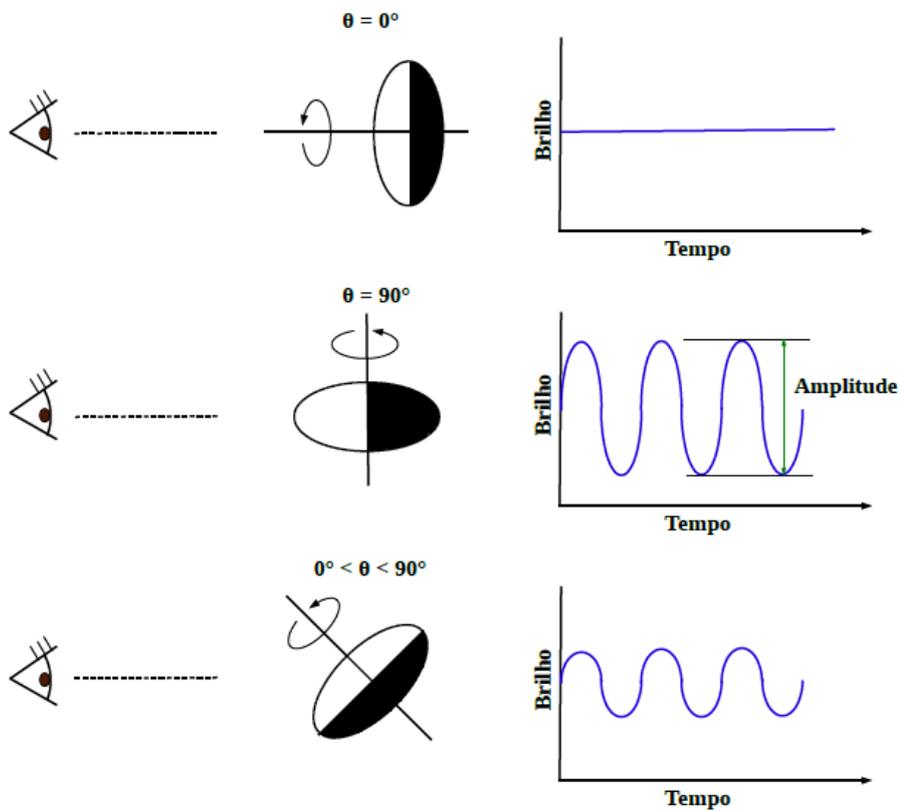


Figura 2.3.: Variação da amplitude da curva de luz de um corpo oblato observado em diferentes ângulos de aspecto θ .

2.2. Determinação do período de rotação

O período de rotação de um objeto consiste no intervalo de tempo que este leva para completar uma revolução completa em torno de seu próprio eixo de rotação. Uma forma de se medir esse intervalo é a observação da variação das diversas faces, técnica particularmente utilizada no caso de asteroides por, em geral, apresentarem uma forma irregular. De forma geral duas suposições são feitas quando se procura o período de rotação de um asteroide: 1) que a porcentagem de luz refletida é a mesma em toda a superfície do corpo, ou seja, este tem um albedo constante, e 2) que tem uma rotação pura, ou seja, o corpo gira em torno do eixo principal de inércia.

Uma das primeiras determinações do valor do período de rotação, é baseado no cálculo do tempo transcorrido entre algumas características das curvas de luz, principalmente os máximos e/ou mínimos (ver, por exemplo, [Schober and Dvorak, 1975](#); [Schober, 1975](#)). Depois, o problema da identificação do período passou a ser tratado como um problema de série temporal, sendo este um problema matemático o qual pode ser resolvido utilizando diversas técnicas (ver, por exemplo, [Deeming, 1975](#); [Ferraz-Mello, 1981](#)). No caso de asteroides o método mais utilizado atualmente é um ajuste por série de Fourier ([Harris and Young, 1983](#)).

O valor do período de rotação é obtido ajustando-se uma série de Fourier à curva de luz observada. Quando o valor do período de rotação é grande, não é possível cobrir o período de rotação completo em uma noite de observação, sendo necessário fazer um ajuste sobre uma composição de curvas de luz obtidas em noites consecutivas, supondo-se que os ângulos de fase e de aspecto são quase constantes.

A curva de luz composta pode ser representada pela seguinte série de Fourier ([Harris et al., 1989](#)):

$$V(\alpha, t) = V(\alpha) + \sum_{l=1}^n [A_l \sin \frac{2\pi l}{P}(t - t_0) + B_l \cos \frac{2\pi l}{P}(t - t_0)] \quad (2.1)$$

onde:

$V(\alpha, t)$ é a magnitude reduzida em um ângulo de fase α , em cada instante t ;

$V(\alpha)$ é magnitude absoluta em um ângulo de fase α ;

A_l e B_l são os coeficientes de Fourier;

P é o período de rotação;

t_0 é o instante no meio do intervalo de observação;

n é grau do polinômio.

Fixando o valor do período P e o grau n , e se tenta minimizar a função utilizando, por ex-

emplo, o método dos mínimos quadrados. Na prática, procuramos o período e o grau que nos fornecem o melhor ajuste. Se o conjunto de dados é muito limitado, se pode encontrar mais de um valor aceitável para o período. Mas, em geral, apenas um período ajusta a curva de luz composta.

Para aqueles asteroides que apresentam curvas mais complexas, causadas por sistemas múltiplas ou estados de rotação excitados, outros métodos devem ser aplicados (ver, por exemplo, Pravec et al., 2000b, 2005). Vale ressaltar de que o formalismo destes métodos é praticamente o mostrado anteriormente (Harris et al., 1989).

2.3. Determinação da direção do polo e da forma

Como mencionado acima, a análise das curvas de luz de um asteroide permite obter informação de outras propriedades além do período de rotação, tais como a direção do eixo de rotação, ou direção de spin, e sua forma. Entretanto, para se obter estas propriedades são necessárias curvas de luz do objeto ao longo de vários meses/anos, garantindo assim a observação em configurações distintas.

Os primeiros métodos a ser desenvolvidos utilizaram suposições simples em relação à forma do objeto de estudo. Estes métodos, ainda que as vezes pouco representativos da forma real dos objetos, em particular daqueles de menor tamanho, podem ser uteis como ponto de partida para desenvolver modelos mais realistas. Alguns dos métodos mais utilizados para determinar direção de spin e/ou forma para um objeto são descritos a seguir.

2.3.1. Método da amplitude e magnitude

O método faz uso da amplitude de uma curva de luz, a diferença em brilho entre o máximo e o mínimo, (ver Figura 2.3) e a magnitude do máximo brilho para determinar a direção do polo e as razões dos eixos de um elipsoide triaxial. A ideia básica deste método parte da suposição de que a curva de luz observada é causada pela mudança da área projetada do objeto em rotação. Assim, a magnitude e amplitude da curva de luz vão depender dos seguintes fatores: forma, direção de spin (polo) e geometria de visibilidade e de iluminação (ver Figura 2.2).

Supondo que o objeto em consideração tem uma forma regular e suave, geralmente um elipsoide triaxial com semieixos $a \geq b \geq c$ e que o objeto gira ao redor do eixo c (ver Fig. 2.4), a área projetada é uma simples função analítica do ângulo de fase α , do ângulo de aspecto θ , e das razões dos eixos a/b e b/c .

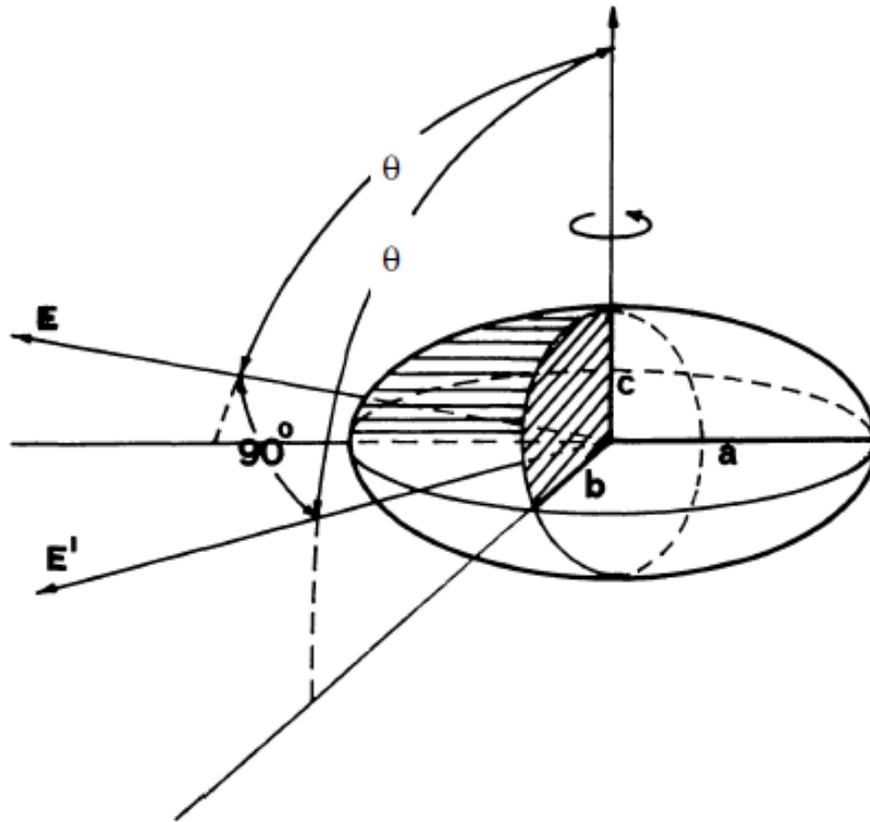


Figura 2.4.: Representação de um elipsóide triaxial ($a > b > c$), o ângulo de aspecto θ , e o vetor na direção da Terra a partir do objeto E (figura de Zappala, 1981).

Duas formas de se obter informação sobre a forma e o spin, partindo de uma distribuição de albedo homogênea e um espalhamento geométrico e uniforme, são frequentemente usadas: a primeira determina as razões dos eixos utilizando os diagramas amplitude-magnitude e longitude-amplitude (Zappala, 1981; Zappalà et al., 1983; Zappala and Knezevic, 1984; Barucci et al., 1989) enquanto a segunda relaciona simultaneamente a dependência das amplitudes e magnitudes aos ângulos de fase e aspecto, assim como aos parâmetros da forma do objeto (Surdej et al., 1986; Magnusson, 1986).

No primeiro caso, a magnitude máxima V de uma curva de luz e a amplitude são obtidas das observações. A área máxima visível do objeto a partir da Terra varia de oposição a oposição, isto devido à inclinação do plano equatorial do objeto com respeito ao plano da eclíptica.

Se o ângulo de aspecto é 90° , a área máxima projetada é dada por

$$S_{max}(90^\circ) = \pi ac \quad (2.2)$$

enquanto que se for igual a 0° , por:

$$S_{max}(0^\circ) = \pi ab. \quad (2.3)$$

Para um ângulo de aspecto arbitrário, θ_i , é possível escrever:

$$S_{max}(\theta_i) = \pi a d_i = \pi a (b^2 \cos^2 \theta_i + c^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} \quad (2.4)$$

A diferença entre uma magnitude observada em ângulo aspecto 90° e um ângulo de aspecto arbitrário assumindo $c = 1$, é dada pela diferença em brilho das áreas projetadas (equações 2.2 e 2.4) e pode ser escrita como

$$\Delta V(\theta_i) = 2.5 \log(d_i) \quad (2.5)$$

onde θ_i esta relacionado às coordenadas eclípticas do polo (λ_0, β_0) e às coordenadas eclípticas do objeto (λ_i, β_i) através de

$$\cos \theta_i = -(\sin \beta_0 \sin \beta_i + \cos \beta_0 \cos \beta_i \cos(\lambda_0 - \lambda_i)) \quad (2.6)$$

Agora, é necessário conhecer como varia a magnitude em relação ao ângulo de fase. De forma geral, a melhor representação da relação magnitude-fase é dada por uma curva que apresenta o maior valor de brilho em um ângulo de fase 0° , diminuindo em brilho no intervalo entre 0° e 8.5° (devido ao efeito de oposição), e permanecendo praticamente linear em ângulos entre 8.5° e 25° . A inclinação da reta na parte linear é conhecida como o “coeficiente de fase” β_V , enquanto o efeito de oposição é o aumento de brilho do objeto quando observado em ângulos de fase próximos a zero. Isto é devido à maior área projetada e iluminada, e às propriedades superficiais, tais como *coherent backscatter* (luz refletida combinanda coerentemente com a luz emitida), e *shadow hiding*, que é, quando o ângulo de reflexão está próximo do ângulo incidente na superfície, o brilho intrínseco sendo próximo de seu máximo. Em um ângulo de fase de 0° , as sombras desaparecem e o objeto é totalmente iluminado na superfície de incidência, (Hapke, 1986; Hapke et al., 1998, e referências aí).

Para ângulos de fase entre 0° e 8.5° as magnitudes devem ser corrigidas do efeito de oposição. Uma forma de corrigir as magnitudes é utilizando o formalismo de Scaltriti and Zappala (1980), os quais determinam a parábola

$$m = -0.0039 \alpha^2 + 0.066 \alpha - 0.282 \quad (2.7)$$

da tendência observada, no intervalo onde ocorre o efeito de oposição, para uma amostra de asteroides (Fig 2.5). Dadas duas observações em ângulos de fase dentro do intervalo do efeito de oposição, o coeficiente de fase pode ser determinado por

$$\beta_V = \frac{V_1 - V_2 + 0.0039(\alpha_1^2 - \alpha_2^2) + 0.066(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_1 - \alpha_2)}. \quad (2.8)$$

O coeficiente de fase permite transformar todas as magnitudes observadas em diferentes

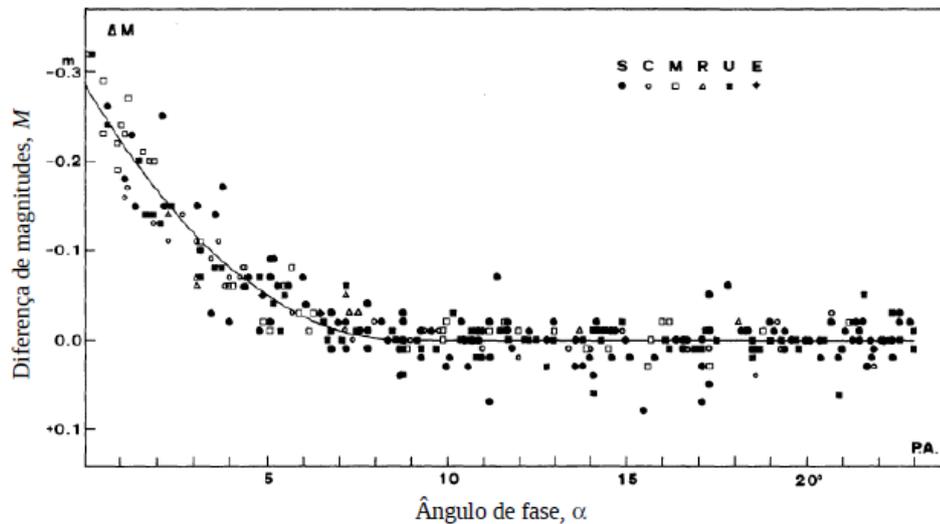


Figura 2.5.: Diferenças de magnitudes normalizadas vs ângulo de fase, normalizado à parte linear da relação de fase. Os símbolos indicam diferentes tipos taxonômicos de asteroides (figura de [Scaltriti and Zappala, 1980](#)).

oposições e diferentes aspectos a um mesmo ângulo de fase, denominando-as magnitudes homogêneas V_i .

A amplitude de uma curva de luz é dada pela diferença em magnitudes do máximo e mínimo, a qual pode ser dada como

$$A_i = A(\theta_i) = 2.5 \log\left(\frac{ad_i}{bd'_i}\right). \quad (2.9)$$

onde $d'_i = (a^2 \cos^2 \theta_i + \sin^2 \theta_i)^{1/2}$ e $d_i = (b^2 \cos^2 \theta_i + \sin^2 \theta_i)^{1/2}$ (com $c = 1$, eq. 2.4) Se o objeto é observado numa direção equatorial, se tem

$$A(90^\circ) = 2.5 \log(a/b) = A_{max}. \quad (2.10)$$

Assim, a razão a/b pode ser deduzida da máxima amplitude medida.

É possível fazer um gráfico amplitudes vs longitudes (ver Fig. 2.6) quando diferentes dados estão disponíveis durante uma oposição e assim conseguir um valor preciso da máxima amplitude e, conseqüentemente, obter um valor para a razão a/b . Este procedimento é mais preciso se as latitudes são constantes para diferentes oposições, a variação na latitude geralmente não é tão grande como para produzir erro na determinação de A_{max} . A amplitude observada pode ser afetada por fatores como mudanças de latitudes das oposições e mudança do ângulo de fase, o qual está conectado com a rugosidade da superfície e isto pode ser importante em alguns tipos de objetos.

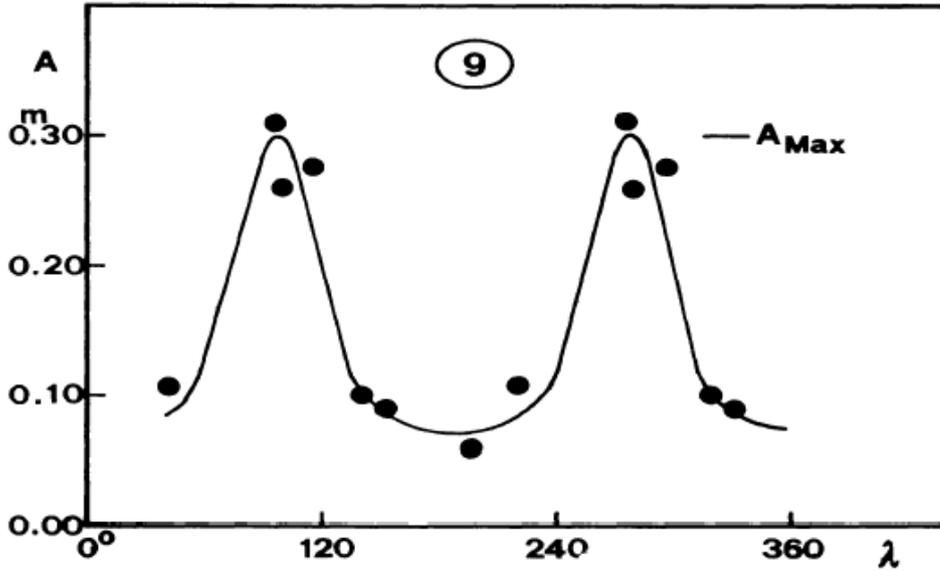


Figura 2.6.: Gráfico amplitude vs longitude, utilizado para determinar a amplitude máxima possível para o objeto (9) Metis (figura de Zappala, 1981).

Das equações 2.9 e 2.10 se tem que

$$A_i = 2.5 \log \frac{a}{b} + 2.5 \log \frac{d_i}{d'_i} = A_{max} + 2.5 \log \frac{d_i}{d'_i}. \quad (2.11)$$

e sendo $d_i^2/d'_i{}^2 = A_i^*$, onde $A_i^* = 10^{2(A_i - A_{max})/2.5}$.

Por outro lado, da equação 2.5 temos $d_i^2 = V_i^*$, onde $V_i^* = 10^{2(\Delta V_i)/2.5}$. Para obter ΔV_i dos valores V_i observados, é necessário fazer um gráfico com as magnitudes vs amplitudes (ver a Fig. 2.7). A curva que satisfaz esses pontos tem a forma

$$\Delta V_i = 1.25 \log \frac{1 + b^*(1 - A_i^*)}{(A_i^* a^* - b^*)}. \quad (2.12)$$

onde $(a^* = a^2 - 1)$ e $(b^* = b^2 - 1)$.

Esta equação foi obtida eliminando θ_i das equações correspondentes para $d_i^2/d'_i{}^2$ e d_i^2 . Ficando agora como variáveis desconhecidas ΔV_i e b .

Um conjunto de curvas ΔV_i pode ser obtido variando o valor de b . Sobrepondo estas curvas no gráfico e comparando-as com os pontos reais, um valor para b pode ser estimado, lembrando que para a determinação da equação 2.12 se tem um valor implícito de $c = 1$. Também, tendo obtido valores para ΔV_i , um valor para a razão b/c pode ser computado expressando a equação 2.12 da seguinte maneira

$$(b/c)_i = \left[\frac{(A_i^* V_i^* - V_i^*)}{(A_i^* V_i^* (a^2/b^2))} - V_i^* + A_i^* - A_i^* \frac{a^2}{b^2} \right]^{1/2}, \quad (2.13)$$

fazendo a média dos valores de $(b/c)_i$ obtidos de diferentes n pares A_i^* e V_i^* , e tendo assim $b/c = \sum(b/c)_i/n$.

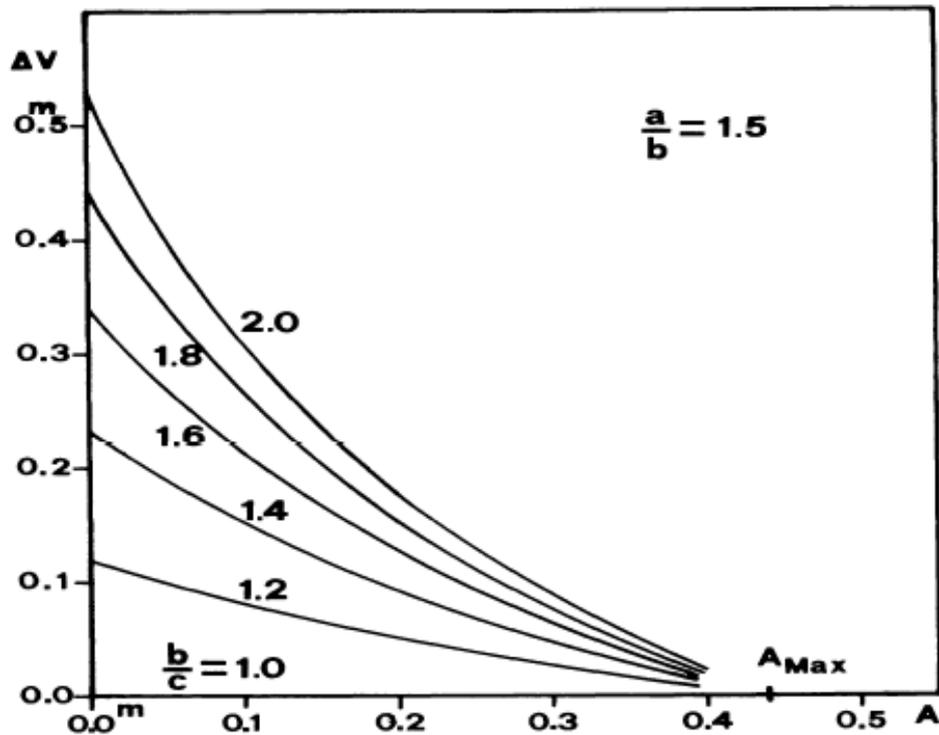


Figura 2.7.: Diferenças em magnitude com respeito ao máximo de luz em ângulo de aspecto $\theta = 90^\circ$ vs amplitudes, para uma razão $a/b = 1.5$ e b/c variando de 1.0 a 2.0. As curvas são calculadas da equação 2.12 (figura de Zappala, 1981).

Uma vez que as razões dos eixos são determinadas, um ângulo de aspecto aproximado é calculado para cada oposição observada. Utilizando as expressões para A_i^* e V_i^* temos

$$\cos\theta_i = \pm \left[\frac{1 - A_i^*}{A_i^*(a^2/c^2)} - A_i^* - \frac{b^2}{c^2} + 1 \right]^{1/2}. \quad (2.14)$$

e

$$\cos\theta_i = \pm \left[\frac{V_i^* - 1}{(b^2/c^2) - 1} \right]^{1/2}. \quad (2.15)$$

Tendo as magnitudes e amplitudes para cada observação, um valor médio para θ_i pode ser obtido das equações 2.14 e 2.15. O ângulo de aspecto é obtido como valor absoluto, sendo portanto necessário realizar o procedimento duas vezes: uma adoptando todos os ângulos de aspecto positivos e outro negativos. Finalmente, para obter a longitude do polo, λ_0 , se usa uma expressão derivada da equação 2.6, dada por

$$\cos(\lambda_i - \lambda_0) = - \frac{\cos\theta_i + \text{sen}\beta_0 \text{sen}\beta_i}{\cos\beta_i \cos\beta_0}. \quad (2.16)$$

São obtidos dois diferentes conjuntos de valores para λ_0 variando β_0 de 0° a 90° . Outros dois conjuntos para λ_0 são obtidos ao mudar o sinal de $\cos\theta_i$. Entre os diferentes conjuntos de

resultados, métodos gráficos ou analíticos podem ajudar a fornecer uma solução para λ_0 e β_0 , como, por exemplo, a intersecção dos círculos aspectos (linha de visada como centro e ângulo de aspecto como raio).

No segundo método, se usa uma relação geral entre o ângulo de fase rotacional, e uma magnitude reduzida $H(\alpha_i)(H(\alpha) = V_{obs} - 5\log(r\Delta)$, onde r é a distância Sol-objeto e Δ é a distância Terra-objeto, assumindo um modelo elipsoidal com espalhamento geométrico e uniforme (Surdej et al., 1986; Magnusson, 1986).

Seguindo a descrição dada por Surdej et al. (1986), a área projetada pelo modelo elipsoidal S é dada em função do ângulo de aspecto θ e do ângulo de rotação ϕ , tendo assim a equação:

$$S = \pi abc \left[\text{sen}^2\theta \left(\frac{\text{sen}^2\phi}{a^2} + \frac{\text{cos}^2\phi}{b^2} \right) + \frac{\text{cos}^2\phi}{c^2} \right]^{1/2}. \quad (2.17)$$

Se as intensidades do máximo brilho (S_M) e mínimo brilho (S_m) ocorrem quando $\phi = 0$ e $\phi = \pi/2$, respectivamente, as expressões para estas quantidades são dadas por,

$$S_M = \pi(abc) \left[\frac{\text{sen}^2\theta}{b^2} + \frac{\text{cos}^2\theta}{c^2} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

e

$$S_m = \pi(abc) \left[\frac{\text{sen}^2\theta}{a^2} + \frac{\text{cos}^2\theta}{c^2} \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

No caso onde o ângulo de aspecto é igual a 90° se consegue a máxima área projetada e, assim, o máximo brilho possível. Colocando esta quantidade na equação 2.18 se obtém a equação 2.2. O mínimo brilho possível ocorre para $\theta = 0$, colocando esta quantidade na equação 2.19 se obtém a equação 2.3.

Definindo os coeficientes B e C da seguinte forma

$$B = (\pi abc)^2 (1 - \text{cos}^2\theta) \left[\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} \right] \quad (2.20)$$

$$C = (\pi abc)^2 \left[\frac{\text{cos}^2\theta}{c^2} + \frac{1 - \text{cos}^2\theta}{a^2} \right] \quad (2.21)$$

e sendo a luminosidade dada pela área projetada $L = S$, se pode expressar a equação 2.17 como

$$L^2 = B_i \text{cos}^2\phi + C_i. \quad (2.22)$$

Utilizando a magnitude reduzida $H(\alpha)$, a equação anterior também é escrita como

$$L^2 = 10^{-0.8H(\alpha_i)} = B_i \text{cos}^2\phi + C_i. \quad (2.23)$$

Reduzindo as observações de acordo com a equação anterior, se chega a uma “curva de luz fotométrica reduzida” (ver Fi. 2.8).

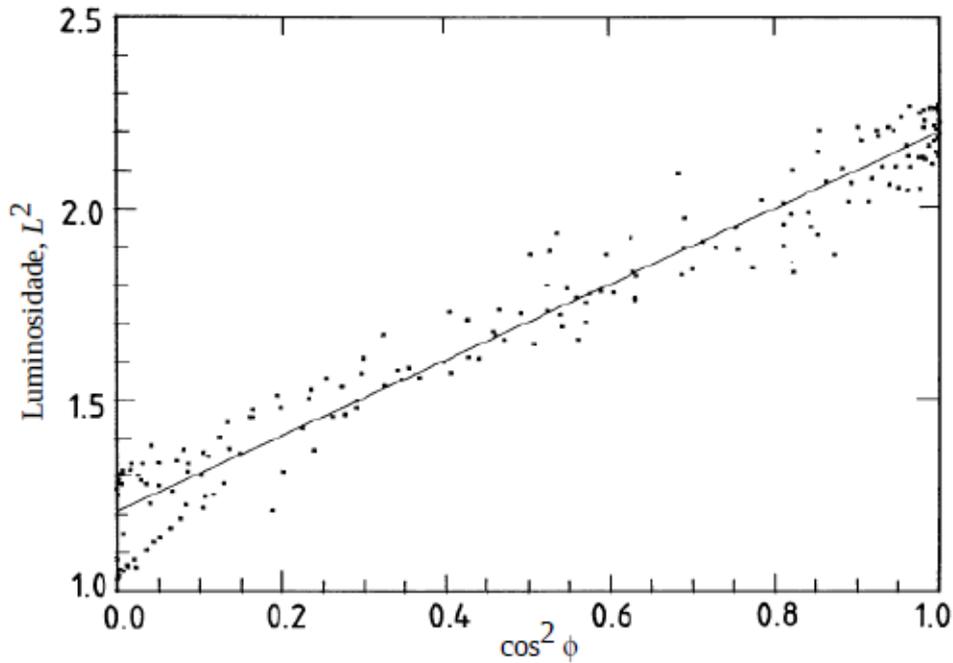


Figura 2.8.: Exemplo de uma curva de luz reduzida com a equação 2.18 para o objeto (44) Nysa, observado o dia 26 de Setembro de 1979. A linha representa o melhor ajuste linear de mínimos quadrados para relação $y = Bx + C$, onde $y = L^2$ e $x = \cos^2 \phi$. Neste caso, $D = B/C$ é 0.821 ± 0.021 (figura de [Pospieszalska-Surdej and Surdej, 1985](#)).

A relação de amplitude-aspecto é dada pela inclinação normalizada $D_i = (B/C)_i$ da curva de luz reduzida i , enquanto que a relação magnitude-aspecto para o máximo brilho é obtida quando $\phi = 0$ na equação (2.22), isto é $L_{max}^2 = (B + C)_i$.

Da teoria de espalhamento múltiplo da luz em corpos sem atmosferas ([Bowell and Lumme, 1979](#); [Lumme and Bowell, 1981](#)) se conhece que a magnitude $H(\alpha)$ em um ângulo de fase arbitrário α , pode ser relacionada a $H(0^\circ)$ através da relação

$$10^{-0.8H(0^\circ)} = 10^{-0.8H(\alpha)} g^2(Q, \alpha) \quad (2.24)$$

com

$$g(Q, \alpha) = \frac{1}{Q + (1 - Q)10^{-0.4V_1(\alpha)}} \quad (2.25)$$

onde $V_1(\alpha) = 0.067\alpha^{0.785} + \alpha/(1.36\alpha + 14.73)$ com $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ e Q é o fator de espalhamento múltiplo que caracteriza a forma das curvas de fase. Os coeficientes B e C podem ser expressados em função de g como

$$B = \frac{L}{g^2(Q, \alpha_i)} [(a/b)^2 - 1](1 - \cos^2 \theta) \quad (2.26)$$

$$C = \frac{L}{g^2(Q, \alpha_i)} 1 + \cos^2 \theta [(a/c)^2 - 1] \quad (2.27)$$

com $L = (\pi bc)^2$. Lumme and Howell (1981) e Howell et al. (1989), por outro lado, fornecem expressões para a função $g(Q, \alpha_i)$.

Colocando as equações 2.26 e 2.27 na relação para o ângulo de aspecto θ , as coordenadas eclípticas do polo λ_0, β_0 e do objeto λ_i, β_i (eq. 2.6) se obtêm duas equações “magnitude-aspecto”, as quais podem fornecer os parâmetros desconhecidos $\lambda_0, \beta_0, a/b, b/c, L$ e Q , como função das variables $\lambda_i, \beta_i, \alpha_i, B_i, C - i$ e γ , onde γ é o sinal não determinado (+ ou -) do polo.

$$\sin \beta_0 \sin \beta_i + \cos \beta_0 \cos \beta_i \cos(\lambda_i - \lambda_0) + \gamma \left[1 - \frac{B_i g^2(Q, \alpha_i)}{((a/b)^2 - 1)L} \right]^{1/2} = 0 \quad (2.28)$$

e

$$\sin \beta_0 \sin \beta_i + \cos \beta_0 \cos \beta_i \cos(\lambda_i - \lambda_0) + \gamma \left[\frac{C_i g^2(Q, \alpha_i)}{L} - 1 \right]^{1/2} = 0 \quad (2.29)$$

Como duas equações “magnitude-aspecto” estão disponíveis para cada curva de luz, em princípio se precisa de somente 3 curvas de luz para um objeto observado em longitudes eclípticas convenientes para derivar os seis parâmetros desconhecidos $\lambda_0, \beta_0, a/b, b/c, L$ e Q . Obviamente um maior número de curvas de luz fornecerá um melhor resultado. O método precisa de curvas de luz fotométricas com brilho absoluto bem determinado (calibradas) para fornecer uma boa estimativa do polo.

2.3.2. Método da época

Este método também é conhecido como *astrometria fotométrica*. A ideia principal neste método é a análise de variações no período de rotação observado, causadas pela mudança em geometria relativa Sol-objeto-Terra e medido para diferentes intervalos de tempo. O método não depende da forma do objeto, mas quando combinado com o método de magnitude-amplitude pode ser obtido um modelo da forma mais preciso.

Este método permite determinar o período sideral, a direção do eixo e sentido de rotação através da análise de um trecho da curva de luz, podendo ser um extremo dela, uma reta ou uma fase de uma componente de Fourier. Este trecho deveria ser identificável para um momento no tempo (época) dentro do período de rotação.

Há quatro versões bem similares do método de época: duas utilizando um sistema de referência sinódico e outras duas sideral. Lambert (1985) e Taylor et al. (1988) contam os ciclos sinódicos entre épocas e corrigem para um sistema de referência sideral aplicando um termo de correção, que é equivalente à parte fracional do ciclo de rotação em que o bissetor do ângulo de

fase (PAB) se defasou, para então fazer uma procura pelo polo correto. A principal diferença dos métodos reside em como o número de revoluções feitas pelo PAB é contado.

O bissetor do ângulo de fase (PAB) é o vetor de direção o qual bissecta o arco entre as posições heliocêntricas e geocêntricas do objeto, i.e., é a média das direções da vista e iluminação. O vetor unitário na direção do bissetor do ângulo de fase é:

$$\rho^* = \frac{\mathbf{r}/r + \Delta/\Delta}{|\mathbf{r}/r + \Delta/\Delta|} \quad (2.30)$$

onde \mathbf{r} é o vetor Sol-objeto e Δ é o vetor Terra-objeto, r é a distância Sol-objeto e Δ é a distância Terra-objeto (figura 2.9).

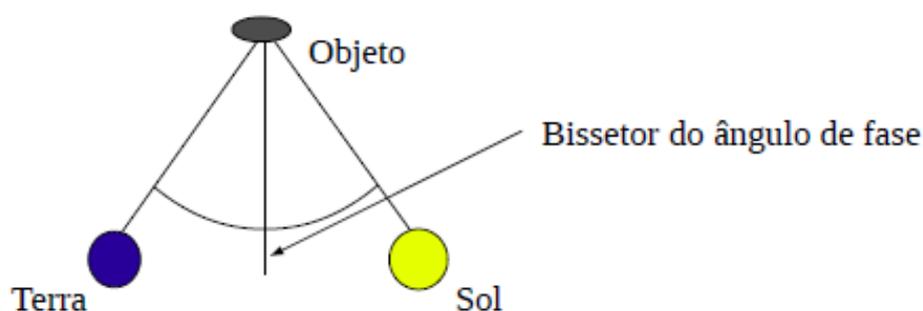


Figura 2.9.: Esquema do bissetor do ângulo de fase.

Magnusson (1986) e Drummond et al. (1988), por outro lado, utilizam ciclos siderais e determinam, mediante ajuste de mínimos quadrados, o período sideral. Todos os métodos cobrem a esfera celeste com uma malha teste de polos e usam várias medições para determinar qual polo fornece o melhor ajuste.

Seguindo a descrição de Taylor and Tedesco (1983), a média dos períodos sinódicos de um objeto sobre a sua órbita completa é chamado de *período sinódico médio*, e define o número de ciclos de rotação sinódicos, N . O problema principal no método de astrometria fotométrica é a determinação de um período sinódico único. O período sinódico médio diferirá do período sinódico observado por somente uns poucos segundos, e pode ser calculado estimando o período de rotação sideral do objeto. Cada possível período sinódico médio pode gerar um valor diferente para N , e cada um deles fornece seu próprio polo e período sideral. O período sinódico médio verdadeiro é o mais próximo ao período sideral e ao sentido de rotação estimado.

O período sideral e o sentido de rotação são calculados a partir de um ajuste de mínimos quadrados lineares da velocidade angular do objeto sobre o céu ($\Delta\phi/\Delta t$) versus os períodos sinódicos, derivados dos tempos (timings) dos extremos das curvas de luz dentro de uma sim-

ples oposição. A interseção em $\Delta\phi/\Delta t = 0$ é o período sinódico no ponto estacionário, i.e. o período sideral. Uma inclinação positiva ou positiva na reta do ajuste indica rotação prógrada ou retrógrada, respectivamente.

O período sinódico médio é obtido dividindo cada intervalo de tempo de pares de épocas por períodos teste, até encontrar um período que forneça quocientes dentro de ± 0.1 de um número inteiro. A formula fundamental de astrometria fotométrica é

$$P_{sid} = \frac{\Delta T_c}{N \pm ((\Delta L/360) + (\Delta\delta/360) + \Delta n)} \quad (2.31)$$

O numerador ΔT_c é um intervalo de tempo entre duas épocas, corrigidas por tempo-luz. Este intervalo de tempo é um número inteiro de ciclos de rotação sinódico, N . O sinal “+” depois de N é utilizado para uma rotação prógrada, e o sinal “-” para uma rotação retrógrada. Os termos restantes do denominador são correções para o número de ciclos sinódicos, os quais mudam o quociente de um período sinódico para um sideral. Estes termos dependem da orientação do polo do objeto: $\Delta L/360$ é a parte fracional de um ciclo que o objeto deve ter rodado para que a mesma parte na superfície aponte para a Terra no começo e no final do intervalo de tempo considerado. $\Delta\delta/360$ é a metade da parte fracional de um ciclo que o objeto deve ter rodado, para que a área da seção reta máxima apontando para a Terra aponte para o Sol. Δn é um ajuste sobre um ciclo adicional para cada orbita ao redor do Sol.

A média dos períodos siderais, P^* , de todos os intervalos de tempo para um polo teste é dada por $\sum \Delta t_i / \sum N_i$, onde Δt_i é o intervalo de tempo e N_i é o número de ciclos siderais (o denominador da equação 2.31). Se define depois o parâmetro $\sum (P^* - P_i)N_i / \sum N$, onde $P_i = \Delta t_i / N_i$, e o polo adotado é o que minimiza este último parâmetro.

O método utilizado por Taylor and Tedesco (1983) é chamado de método de *astrometria fotométrica sinódica* por Drummond et al. (1988), porque utiliza um sistema de referência sinódico, onde o número de rotações sinódicas entre épocas é determinado primeiro para depois se proceder a determinar o período de rotação sideral. Por outro lado, o método usado por Drummond et al. (1988) é denominado de *astrometria fotométrica sideral*, onde a rotação sinódica não é usada.

A técnica usada por Drummond et al. (1988) envolve uma procura tridimensional do polo sobre latitudes e longitudes eclípticas e sobre ciclos siderais no maior intervalo de tempo possível, tal que forneça o mínimo valor da soma dos quadrados dos resíduos de

$$T_0 + P_{sid}(N + k) = T \quad (2.32)$$

onde o intervalo observado entre épocas, T , é a variável dependente, e $(N + k)$ é a varável inde-

pendente; N é o número de ciclos siderais entre épocas e k é a fração de rotação necessária para alinhar as longitudes (com o sistema de referência no centro do objeto, *objetocêntricas*) de cada ponto sub-Terra com alguma longitude de referência. As quantidades a serem resolvidas são: o ponto zero do tempo, T_0 , e o período sideral, P_{sid} . Se usa a posição do PAB no objeto mais que o ponto sub-Terra.

Cada polo teste fornece um conjunto de latitudes objetocêntricas para os pontos do PAB associados com cada curva de luz, e as k são calculadas como as diferenças em longitude entre cada ponto e o primeiro ponto, dividido este por 360. Os valores de N são determinados de

$$N_i = \text{int}[0.5((2T_i/P_{sid}) - 2k_i + 0.5)], \quad (2.33)$$

utilizando um período sideral teste obtido da equação

$$P_{sid} = \frac{T_{sin}}{N + k} \quad (2.34)$$

para cada polo e cada N teste no maior intervalo considerado.

Cada N teste proporcionará um P_{sid} ligeiramente diferente podendo, ou não, fornecer um diferente N_i para cada observação. A equação 2.32 é resolvida com cada polo e N teste, sendo que a solução do período sideral e do polo com os menores resíduos é adotada.

Existem algumas diferenças entre as técnicas utilizadas por Taylor and Tedesco (1983) e por Drummond et al. (1988). Taylor and Tedesco (1983) usam o termo $((\Delta L/360) + (\Delta\delta/360) + \Delta n)$ para converter ciclos sinódicos em siderais, enquanto que Drummond et al. (1988) não fazem uso de ciclos sinódicos. Uma outra diferença é que Drummond et al. (1988) fazem um ajuste para dois parâmetros, o ponto zero do tempo, T_0 , e o período, enquanto que Taylor and Tedesco (1983) ajustam somente o período. Se as observações são feitas próximas do mesmo lugar no céu e em ângulos de fase similares, então não é necessário encontrar um ponto zero comum.

Na análise de Drummond et al. (1988), os tempos dos dois máximos, corrigidos por tempo-luz, são usados para um conjunto de dados, e os tempos dos dois mínimos são usados para um outro conjunto. Isto fornece duas soluções do polo e do período para os máximos e duas soluções para os mínimos. Se os extremos são causados pela forma mais que por acidentes topográficos, os dois máximos (ou mínimos) devem estar separados pela metade do período. Assim, os valores 2 e 0.5 da equação 2.33 encontram o inteiro o meio-inteiro apropriado para o hemisfério particular que esta sendo visto, e o valor N da equação 2.32 se refere a inteiros ou meio-inteiros. Cada um dos dois máximos (ou mínimos) por curva de luz fornece uma equação de condição (eq. 2.33) para a determinação do período proporcionando o melhor ajuste para

todos os máximos (mínimos).

O período sideral e seu erro standard vem diretamente da solução da equação 2.32. O erro na direção do polo é encontrado convertendo cada resíduo em tempo em um resíduo em longitude (multiplicando por $360/P_{sid}$) e convertendo os graus de longitude em graus de arco (multiplicando pelo coseno da latitude objetocêntrica). O erro é fornecido somando os quadrados dos resíduos, dividido pelo número de pontos menos os graus de liberdade (dois graus neste caso de ajuste linear), e tomando a raiz quadrada.

Um polo da astrometria fotométrica sideral pode ser encontrado tomando uma média ponderada (o quadrado do recíproco do erro para o polo) para a posição do polo, que vem das soluções dos máximos e mínimos. Similarmente, um período sideral ponderado pode ser encontrado utilizando os períodos e os erros das soluções dos máximos e mínimos.

2.3.3. Método da integração numérica

Neste método se compara a magnitude de todos os pontos de uma curva de luz observada com os pontos de curvas de luz sintéticas obtidas de modelos elipsoidais ou outro tipo de forma mais complexa, fazendo uma variação do estado de spin nos modelos. Assim, diferentemente dos métodos de Amplitude-Magnitude e Época onde se faz uso de apenas uma parte da curva de luz (brilho máximo ou um traço), neste método se faz uso de todos os dados da curva de luz. Este método foi proposto e aplicado inicialmente por [Uchida and Goguen \(1987\)](#), variando a forma de uma elipse e utilizando diferentes posições do eixo de spin para encontrar o melhor ajuste entre os dados observados e os obtidos dos modelos.

Este método foi posteriormente aplicado em modelos com formas mais sofisticadas do que o simples elipsoide triaxial, além de introduzir distribuições de albedo e propriedades de espalhamento.

No que segue vamos descrever uma primeira aplicação da integração numérica como método para gerar curvas de luz de modelos de objetos. Foi desenvolvido por [Karttunen \(1989\)](#) e trata basicamente da integração numérica da lei de espalhamento quando uma equação da superfície é dada. Consiste de três módulos independentes: um módulo tendo o procedimento de integração da lei de espalhamento de um elemento de área, enquanto os demais módulos são usados para descrever a forma, um encontrando a distância entre o elemento da superfície e o origem e o outro calculando a orientação do elemento da superfície.

Para evitar problemas de sombreamento macroscópico a forma do objeto deve ser convexa. Mas é possível deformar a superfície com concavidades; a análise das concavidades é simples

se consideradas como tendo um fundo esférico. A forma do objeto pode ser definido por uma função $f(f : \mathbf{R}^3 \rightarrow \mathbf{R})$ tal que os pontos sobre a superfície satisfaçam a equação

$$f(x, y, z) = 1 \quad (2.35)$$

Um sistema Cartesiano xyz , fixo no objeto e com o eixo z sendo o de rotação é utilizado, e sendo necessário conhecer a distância da superfície à origem numa direção dada $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$. Se \mathbf{r}_0 é um vetor unitário, a distância r é obtida resolvendo a equação

$$f(rx_0, ry_0, rz_0) = 1 \quad (2.36)$$

A orientação do elemento da superfície é necessária, sendo definida pelo vetor unitário perpendicular à superfície. Como a superfície de um corpo convexo pode ser derivada em quase todas partes, o vetor unitário é expresso como

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla f(x, y, z)}{|\nabla f(x, y, z)|} \quad (2.37)$$

Se utiliza um elipsoide triaxial com eixos a, b e c descritos pela equação

$$(x/a)^2 + (y/b)^2 + (z/c)^2 = 1. \quad (2.38)$$

Para a análise da forma elipsoidal, se faz uso das seguintes expressões para a distância r , e o vetor \mathbf{n}

$$r = [(x_0/a)^2 + (y_0/b)^2 + (z_0/c)^2]^{-1/2} \quad (2.39)$$

$$\mathbf{n} = (x/a^2, y/b^2, z/c^2) [(x^2/a^4) + (y^2/b^4) + (z^2/c^4)]^{-1/2} \quad (2.40)$$

As direções do Sol e da Terra são definidas por dois vetores unitários \mathbf{E}_0 e \mathbf{E} . O efeito de um objeto girando é simulado girando estes vetores ao redor do eixo z . Dos três vetores \mathbf{E}_0 , \mathbf{E} e \mathbf{n} se pode calcular o ângulo de fase α e os ângulos de incidência i e emersão ε (ver Fig. 2.10):

$$\alpha = \arccos(\mathbf{E} \times \mathbf{E}_0), \quad \mu_0 = \cos i = \mathbf{E} \times \mathbf{n}, \quad \mu = \cos \varepsilon = \mathbf{E}_0 \times \mathbf{n} \quad (2.41)$$

A lei de espalhamento é expressa através do fluxo emergente F_{em} como uma função do fluxo incidente F_{in}

$$F_{em} = F_{in} s(\mu_0, \mu, \alpha, \mathbf{P}) d\sigma \quad (2.42)$$

onde \mathbf{P} é um conjunto de parâmetros físicos que dependem da lei de espalhamento específica, e $d\sigma$ é a área do elemento da superfície. O espalhamento geométrico F_{em} é proporcional a $\mu d\sigma$, e assim $s = \mu$.

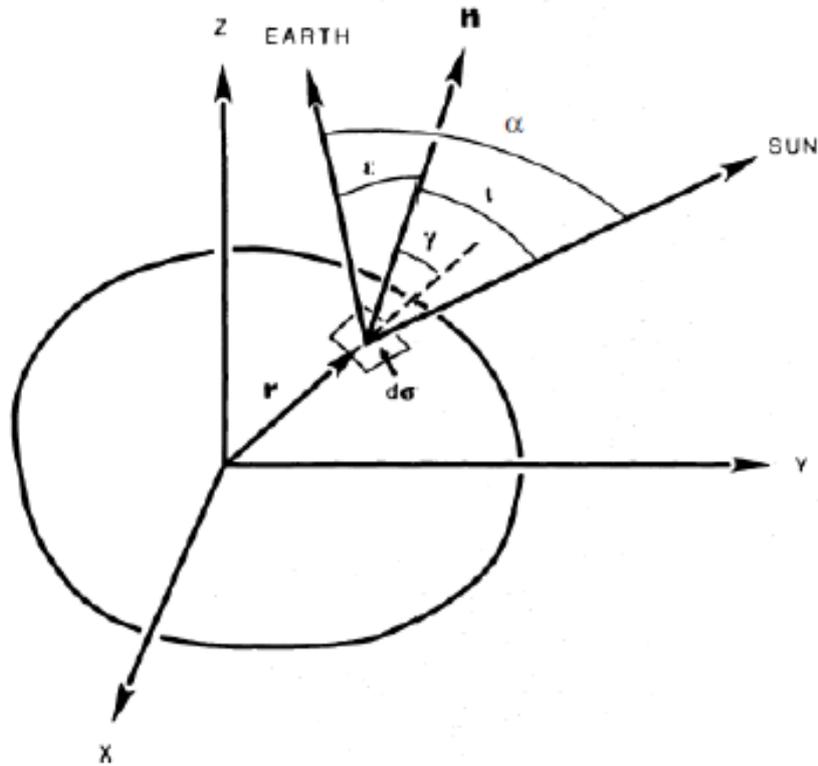


Figura 2.10.: Quantidades geométricas básicas. O sistema xyz é fixo no objeto, \mathbf{n} é um vetor perpendicular ao elemento de superfície $d\sigma$ em \mathbf{r} , γ é o ângulo entre \mathbf{r} e \mathbf{n} , α é o ângulo de fase solar, e ι e ε são os ângulos de incidência e emersão. (Figura de Karttunen, 1989)

A lei de espalhamento é então integrada sobre a parte visível e iluminada. Para os limites de integração, se substitui o integrando s por outra função s_0 , definida como

$$s_0 = s \quad \text{se } \mu_0 \geq 0 \text{ e } \mu \geq 0, \quad (2.43)$$

0 em qualquer outro caso.

e se faz a integração sobre a superfície completa.

Para calcular a integral de uma maneira mais fácil, se faz uso de coordenadas polares (β, λ) , onde o ângulo polar β é medido na direção do Sol. A integral a ser avaliada é

$$F_{em} = F_{in} \int_0^\beta d\beta \int_0^{2\pi} s_0 r^2 \frac{\sin\beta}{\cos\gamma} d\lambda \quad (2.44)$$

onde γ é o ângulo entre o raio vetor \mathbf{r} e o vetor normal à superfície \mathbf{n}

$$\cos\gamma = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{r}}{r} \quad (2.45)$$

O método proporciona uma melhor resolução próximo do ponto subsolar, onde o brilho pode ser esperado maior. Para cada integração sucessiva de λ , β é considerado fixo. Para algum valor limite β_0 do ângulo polar, a integração de λ não contribui, por estar na região da sombra ($\mu_0 < 0$).

Para a transformação entre o sistema xyz e as coordenadas (β, λ) , se definem os vetores unitários $e_{1\odot}$ e $e_{2\odot}$ perpendiculares a E_0 tais que $e_{1\odot}$ esta no plano xy e $e_{1\odot}$, $e_{2\odot}$, E_0 formam um conjunto de vetores unitários ortonormais orientados positivamente (Figura 2.11).

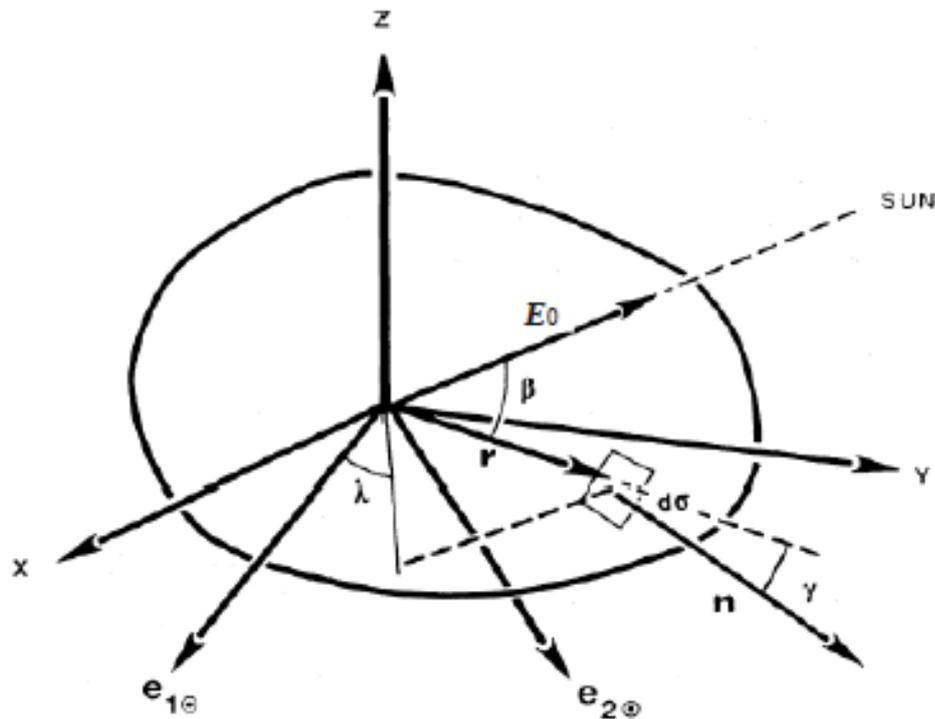


Figura 2.11.: Posição do elemento de superfície $d\sigma$ expressa em coordenadas polares β e λ . Os vetores unitários $e_{1\odot}$ e $e_{2\odot}$ são perpendiculares à direção solar E_0 . n é perpendicular ao elemento de superfície $d\sigma$ (figura de Karttunen, 1989).

Se os componentes de E_0 são denotados por n_x, n_y, n_z , se tem

$$\begin{aligned} e_{1\odot} &= (1, 0, 0), & \text{se } n_x = n_y = 0 \\ &= (n_y, -n_x, 0)[n_x^2 + n_y^2]^{-1/2} & \text{em qualquer outro caso.} \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$e_{2\odot} = E_0 \times e_{1\odot} \quad (2.47)$$

o vetor unitário na direção (λ, β) é agora

$$r_0 = \text{sen } \beta \cos \lambda e_{1\odot} + \text{sen } \beta \text{ sen } \lambda e_{2\odot} + E_0 \cos \beta \quad (2.48)$$

o qual fornece as coordenadas xyz do elemento da superfície em (λ, β) .

Procedimentos para calcular o vetor unitário normal que limita a equação 2.37 junto com a lei de espalhamento s , podem ser usados para graficar a distribuição de brilho. A distribuição pode ser usada para determinar o centro fotométrico do modelo do objeto. Se requer que a imagem do objeto seja projetada sobre uma tela perpendicular à linha de visada de \mathbf{E} e também, que $\mathbf{e}_1 \oplus$ esteja no plano xy (ver Fig. 2.12). Da mesma forma que nas equações 2.46 e 2.47 se tem

$$\mathbf{e}_1 \oplus = (1, 0, 0), \quad \text{se } m_x = m_y = 0 \quad (2.49)$$

$$= (m_y, -m_x, 0)[m_x^2 + m_y^2]^{-1/2} \quad \text{em qualquer outro caso.}$$

$$\mathbf{e}_2 \oplus = \mathbf{E} \times \mathbf{e}_1 \oplus \quad (2.50)$$

onde m_x , m_y e m_z são as componentes de \mathbf{E} . Sejam ξ e η as coordenadas de um pixel sobre a tela, logo a representação paramétrica da linha passando através deste pixel e paralela à linha de visada é dada por

$$\mathbf{r}(t) = \xi \mathbf{e}_1 \oplus + \eta \mathbf{e}_2 \oplus + t \mathbf{E} \quad (2.51)$$

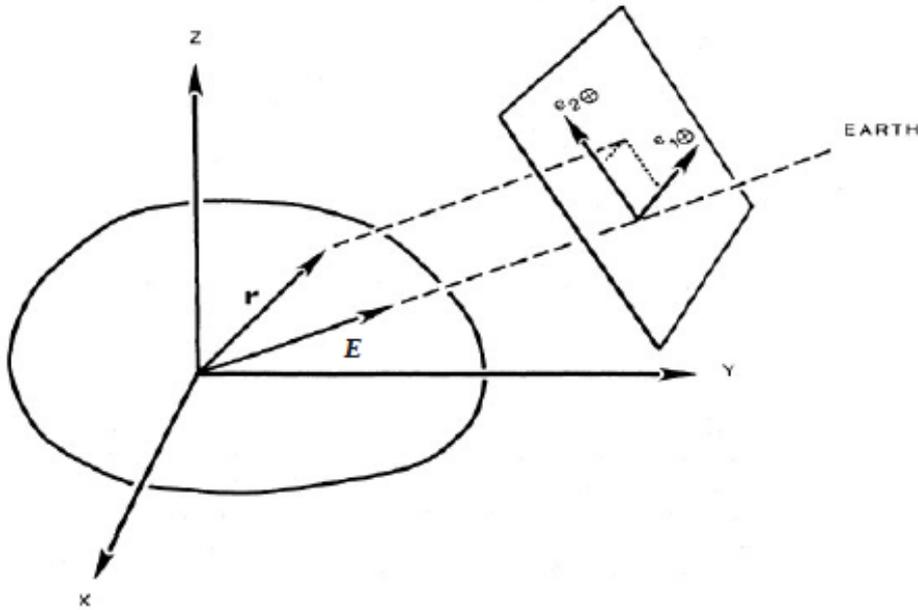


Figura 2.12.: Para graficar a distribuição de brilho superficial, o objeto é projetado sobre um plano perpendicular à linha de visada. A posição da tela é expressa como $\xi \mathbf{e}_1 \oplus + \eta \mathbf{e}_2 \oplus$ (figura de Karttunen, 1989).

Para encontrar a interseção desta linha com a superfície do objeto, ou seja, o ponto sobre a superfície que será projetado sobre o pixel (ξ, η) , se deve determinar t de

$$f(\mathbf{r}(t)) = 1 \quad (2.52)$$

onde f é a forma do objeto (equação 2.35). Como o objeto é convexo, a equação tem no máximo

duas soluções, das quais a mais próxima ao observador deve ser selecionada, correspondendo ao maior valor de t , ou seja t_0 . Então, $\mathbf{r}(t_0)$ fornece o ponto na superfície da qual a normal \mathbf{n} e os cossenos de μ e μ_0 podem ser calculados, e finalmente aplicar a lei de espalhamento. O brilho superficial é definido por

$$\mathbf{B}(\xi, \eta) = s_0/\mu \text{ se a equação 2.52 tem solução,} \quad (2.53)$$

$$, \quad = 0 \text{ em qualquer outro caso.}$$

Para um elipsoide (equação 2.38), uma expressão para t pode ser derivada analiticamente.

Sendo $(r_x, r_y, r_z) = \xi \mathbf{e}_1 \oplus + \eta \mathbf{e}_2 \oplus$,

$$A = (m_x/a)^2 + (m_y/b)^2 + (m_z/c)^2.$$

$$B = (r_x m_x/a^2) + (r_y m_y/b^2) + (r_z m_z/c^2).$$

$$C = (r_x/a)^2 + (r_y/b)^2 + (r_z/c)^2.$$

$$D = B^2 - A(C - 1).$$

Se o discriminante D é negativo, o pixel esta fora da projeção do objeto. Em qualquer outro caso a solução para t é

$$t_0 = \frac{-B + D^{1/2}}{A} \quad (2.54)$$

As coordenadas do pixel do centro fotométrico (ξ_p, η_p) resultam de

$$\xi_p = (1/B') \int \int \xi B(\xi, \eta) d\xi d\eta,$$

$$\eta_p = (1/B') \int \int \eta B(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (2.55)$$

$$B' = \int \int B(\xi, \eta) d\xi d\eta,$$

onde a integração é estendida sobre qualquer região da tela contendo a imagem completa do objeto.

Depois de calcular o brilho, as curvas de luz dos modelos podem ser comparadas com as curvas de luz observadas, visando encontrar a forma que melhor se ajusta ao objeto.

2.3.4. Método da inversão de curva de luz

O método de inversão de curva de luz (Kaasalainen and Torppa, 2001; Kaasalainen et al., 2001) está baseado em fundamentos matemáticos, fornece valor de período de rotação, direção do polo e um modelo do casco convexo, assim como permite explorar também o caso de um casco

não convexo. O método apresenta as melhores estimativas da forma de um objeto a partir de fotometria de disco não resolvido. A seguir descrevemos o método começando pela inversão convexa, continuando com a inversão não convexa, e finalizando com a determinação do período de rotação e direção de spin.

Inversão convexa

Começamos lembrando que a forma de uma curva de luz é dada pela forma do objeto, sua rotação, direção do eixo de spin, características superficiais e a geometria de visibilidade e iluminação. É sobre isto que os métodos se baseiam para determinar as propriedades de um objeto. O problema inverso pode ser colocado da seguinte maneira

$$\mathbf{L} = \mathbf{A}\mathbf{g} \quad (2.56)$$

onde \mathbf{L} é o vetor de brilho observado, \mathbf{A} é uma matriz e \mathbf{g} contém os parâmetros a serem determinados. As variâncias das observações podem ser introduzidas dentro de \mathbf{A} e \mathbf{L} . Este vetor descreve a função de curvatura de um objeto, sendo conhecida também como a densidade de superfície Gaussiana, a qual determina a forma de uma maneira única (o vetor também pode representar a distribuição do albedo ou o produto da função de curvatura e a distribuição do albedo). Os parâmetros em \mathbf{g} são as áreas das facetas de um poliedro convexo ou os coeficientes de uma série de harmônicos esféricos. Nos dois casos o problema é indefinido e sem prévias restrições é impossível achar uma solução com significado para \mathbf{g} da aparentemente simples equação linear (2.56).

As opções para \mathbf{g} são complementares, enquanto que os coeficientes de uma série de harmônicos esféricos permite um baixo número de parâmetros, as áreas das facetas é a melhor opção para um conjunto de parâmetros grande. O vetor \mathbf{g} deve ser positivo para garantir que a solução seja estável e que represente uma forma convexa. No caso onde \mathbf{g} descreve as áreas das facetas de um poliedro, a restrição de positividade pode ser revisada facilmente; se deve ter $\mathbf{g}_j \geq 0$ para toda j . Também.

$$\sum \mathbf{n}_j \mathbf{g}_j = 0 \quad (2.57)$$

onde o vetor unitário \mathbf{n}_j é escolhido normal à superfície (para cima) da faceta j . Tipicamente se usam as facetas normais de uma esfera ou um elipsoide triaxial triangulado (com algum método como o procedimento de triangulação octante, ver Anexo A). Se a condição (2.57) é omitida, assume-se que \mathbf{g} possui variação de albedo.

As curvas de luz de um corpo convexo podem ser calculadas semi-analiticamente, enquanto as produzidas por corpos não convexos devem ser calculadas numericamente utilizando um

código traçador de feixes (ray-tracing code, ver abaixo). O código precisa analisar somente as partes que são visíveis tanto da Terra como do Sol. A superfície é dada como poliedro com facetas triangulares. Se a superfície é dada como uma função contínua, pode ser triangulada com um método de discretização, como por exemplo, a triangulação octante. Conhecendo qual parte da superfície ds é visível e iluminada, sua contribuição dL ao brilho total é dada por

$$dL = S(\mu, \mu_0) \bar{\omega}_j ds \quad (2.58)$$

onde S e $\bar{\omega}$ são a lei de espalhamento e albedo, respectivamente, $\mu = \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}$ e $\mu_0 = \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n}$, onde \mathbf{E} e \mathbf{E}_0 são vetores unitários para a Terra e para o Sol, respectivamente, e \mathbf{n} é, como descrito acima, o vetor unitário normal à superfície.

O procedimento traçador de feixes é simples. Primeiro se analisa quais vértices estão sobre o horizonte local de cada faceta, e quais facetas conectadas a esses vértices estão de frente para esta faceta. Estas facetas são possíveis bloqueadoras da luz. O algoritmo é mais rápido quando encontra, separa e calcula suas posições com respeito ao horizonte. As facetas que não apresentam vértices sobre o horizonte local, pertencem ao casco convexo.

Depois desse cômputo, a determinação da curva de luz consiste somente de algumas operações geométricas por faceta, tais como projeções ao longo das direções da visibilidade e iluminação. A possível visibilidade e iluminação de cada faceta é analisada de tal maneira que μ e μ_0 sejam positivos. A matriz A pode ser obtida da equação (2.58), assim

$$A_{ij} = S_j(\mu^{(ij)}, \mu_0^{(ij)}) \bar{\omega}_j \quad (2.59)$$

onde S_j e $\bar{\omega}_j$ são a lei de espalhamento e o albedo da faceta j ; $\mu^{(ij)} = \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{n}_j$ e $\mu_0^{(ij)} = \mathbf{E}_{0i} \cdot \mathbf{n}_j$ para a observação i . Se $\mu^{(ij)}$ ou $\mu_0^{(ij)}$ é menor ou igual a 0, A_{ij} desaparece.

A lei de espalhamento não deve ser complicada pois muitos parâmetros e possibilidades causam instabilidade e resultados não realistas, assim, uma combinação de espalhamento simples e espalhamento múltiplo é usada:

$$S(\mu, \mu_0, \alpha) = f(\alpha)[S_{LS}(\mu, \mu_0) + cS_L S(\mu, \mu_0)] = f(\alpha)\mu\mu_0 [(1/(\mu + \mu_0)) + c] \quad (2.60)$$

a qual é uma combinação da lei de Lommel-Seeliger (S_{LS} , espalhamento simples) e a lei de Lambert (S_L , espalhamento múltiplo) com um fator c para esta última.

Por conveniência, a função de fase $f(\alpha)$ multiplica a soma dos termos de espalhamento sendo justificado pela ambiguidade do espalhamento, simples ou múltiplo, em um meio particulado consistindo de pequenas partículas que são também agregados de partículas menores. Quando

o brilho relativo é utilizado na inversão, automaticamente se tem um fator de escala a posteriori para cada curva de luz, dividindo o brilho médio observado pelo médio do modelo. Se pode obter a função de fase ajustando um modelo linear e exponencial para os fatores de escala. Isto tem demonstrado ser uma opção versátil quando se modela a intensidade da luz espalhada como função do ângulo de fase, mas qualquer outra função pode ser usada sem alterar o resultado da forma e polo.

Já que $f(\alpha)$ pode ser multiplicada por qualquer constante, sempre e quando as escalas absolutas do tamanho e escurecimento do objeto não são fixas, se pode normalizar a parte linear para a unidade em oposição depois do ajuste, para poder comparar as formas de diferentes funções de fase. Assim, se tem $f(\alpha)$ na forma de três parâmetros

$$f(\alpha) = A_0 \exp(-\alpha/D) + k\alpha + 1, \quad (2.61)$$

onde A_0 e D são a amplitude e a longitude de escala do efeito de oposição, respectivamente, e k é a inclinação da curva de fase. Desta forma, a lei de espalhamento final tem apenas quatro parâmetros sendo que somente o peso de Lambert é otimizado na inversão da curva de luz.

Voltando ao problema de inversão, a solução padrão de (2.56) minimizando a norma quadrada

$$\chi^2 = \| \mathbf{L} - \mathbf{A}\mathbf{g} \|^2 \quad (2.62)$$

utilizando equações normais de mínimos quadrados ou decomposição de valor simples usualmente produz valores negativos de g_j . A maneira mais fácil de garantir positividade é representar cada g_j exponencialmente, sendo o expoente a_j o parâmetro de otimização:

$$g_j = \exp(a_j) \quad (2.63)$$

Os valores de a_j não tem restrições. Como as superfícies de χ^2 constante são superfícies convexas no espaço- \mathbf{g} , há um e apenas um vetor \mathbf{g} com $g_j \geq 0$ para todo j que minimiza χ^2 . Como a função exponencial é monótona, só um vetor \mathbf{a} corresponde a \mathbf{g} ; assim a menor χ^2 é única no formalismo exponencial. Também, este formalismo torna o problema de otimização não linear, não obstante, qualquer procedimento de otimização fluirá para a menor solução χ^2 que será encontrada já que só existe um mínimo global e local.

Se usa o método do *gradiente conjugado* (ver Anexo A) para minimizar χ^2 , isto porque o número de parâmetros ajustados deve ser grande, assegurando assim que o resultado não dependa das direções das normais à superfície. Uma vez que as áreas das facetas são determinadas, os vértices das facetas podem ser obtidas por *minimização Minkowski* (ver Anexo A). O método do gradiente conjugado é utilizado para resolver numericamente sistemas de equações lineais,

onde as matrizes são simétricas e positivas. Como é um método iterativo, pode ser aplicado a sistemas grandes e dispersos os quais são difíceis de tratar com métodos diretos. Estes sistemas aparecem frequentemente quando se solucionam numericamente equações em derivadas parciais.

Na prática, o brilho observado é usualmente menor em grandes ângulos de fase solar do que em oposição. Por isso é conveniente substituir o χ^2 padrão de (2.62) por um renormalizado χ_{ren}^2

$$\chi_{ren}^2 = \sum_i \left\| \frac{\mathbf{L}^{(i)} - A^{(i)} \mathbf{g}}{\bar{L}^{(i)}} \right\|^2 \quad (2.64)$$

onde o índice i se refere a cada sequência de curva de luz separadamente, e $\bar{L}^{(i)}$ é o brilho médio da i -ésima curva de luz. Esta forma normaliza cada curva de luz para oscilar ao redor da unidade, dando a cada geometria de observação pesos iguais.

No caso onde a função de curvatura do objeto é representado por uma série de harmônicos esféricos exponenciais, a positividade é assegurada automaticamente. Novamente, se perde linearidade mas se ganha a possibilidade de inversão estável sem regularização. Assim,

$$G(\vartheta, \psi) = \exp\left(\sum_{lm} a_{lm} Y_l^m(\vartheta, \psi)\right) \quad (2.65)$$

onde (ϑ, ψ) são as coordenadas esféricas da superfície normal. Si a variação de albedo é incluída dentro de G , o brilho observado é dado por

$$L(\mathbf{E}, \mathbf{E}_0) = \int \int_{A+} S G(\vartheta, \psi) d\sigma \quad (2.66)$$

onde a região de integração $A+$ sobre a esfera unitária de direções normais é a parte na qual μ , $\mu_0 \geq 0$, S é a lei de espalhamento e $d\sigma$ é o elemento da superfície da esfera.

A integração numérica de (2.66) é fácil de ser realizada como uma soma sobre uma esfera unitária triangulada, utilizando as facetas para aproximar $d\sigma$. As equações (2.56) e (2.59) são obtidas da triangulação de (2.66) e com

$$g_j = G(\vartheta_j, \psi_j) \Delta\sigma_j, \quad (2.67)$$

onde $\Delta\sigma_j$ é a área da faceta da esfera correspondendo a (ϑ_j, ψ_j) .

Em seguida, utiliza-se o esquema de otimização *Levenberg-Marquardt* (ver Anexo A) já que se esta minimizando uma função de mínimos quadrados não linear (2.62) e o número de coeficientes a_{lm} a ser resolvidos não é grande. A suposição inicial para a iteração pode ser um elipsoide triaxial e o logaritmo de sua função de curvatura pode ser ajustado por um número

escolhido de coeficientes utilizando mínimos quadrados lineais.

Uma vez obtida a função de curvatura, esta pode ser discretizada para representar as áreas das facetas de um poliedro convexo. A opção mais fácil é usar os g_j definidos em (2.67). Depois deste passo se procede de igual maneira que no caso do método do poliedro. Uma vantagem deste esquema é que enquanto o comportamento do χ^2 no espaço de parâmetros não pode ser descrito tão facilmente como no caso do poliedro, o procedimento de otimização usualmente converge muito eficientemente para a solução correta mesmo com suposições iniciais fracas. Se pode assumir com segurança de que se o valor da soma dos vetores das facetas (2.57) é muito pequeno, as estruturas (ou quebras) nas curvas de luz são causadas pela forma do objeto. Um valor grande no resíduo indica variação de albedo. Se denotamos a área e o albedo da faceta j com s_j e $\bar{\omega}_j$ respectivamente, a nova função objetivo para a otimização simultânea da forma e albedo é dada por

$$\chi_{sep}^2 = \sum j(g_j - s_j \bar{\omega}_j)^2 + \lambda_s \sum_{x=1}^3 \left[\sum_j n_j^{(i)} s_j \right]^2 + \lambda_{\bar{\omega}} f(\bar{\omega}), \quad (2.68)$$

onde g_j são os valores das facetas obtidos das curvas de luz, $f(\bar{\omega})$ é alguma função de regularização para o albedo, e λ_s e $\lambda_{\bar{\omega}}$ são pesos de regularização. É melhor usar a forma (2.68) do que a (2.62) já que os g_j contém toda a informação de forma/albedo que pode ser extraída das curvas de luz. Na equação (2.68) o primeiro termo deve dominar, assim λ_s e $\lambda_{\bar{\omega}}$ devem ser mantidos muito pequenos. A função (2.68) pode ser minimizada como antes, com a exceção que agora se tem duas vezes mais parâmetros.

Se a função de séries é usada para as áreas das facetas e albedos, um bom alisamento $f(\bar{\omega})$ é

$$f(\bar{\omega}) = \int \int_{S^2} |\Delta \bar{\omega}|^2 d\sigma, \quad (2.69)$$

onde a integração sobre a esfera unitária S^2 é desenvolvida como em (2.66). Esta função retém a forma χ^2 usada na rotina Levenberg-Marquardt.

Outra possibilidade válida para valores de facetas separadas é usar

$$f(\bar{\omega}) = \sum_j \sum_i \frac{\bar{\omega}_{ij}}{\bar{\omega}_j - 1}, \quad (2.70)$$

onde $\bar{\omega}_{ij}$ são os valores de albedo para as facetas adjacentes à faceta j . As relações de adjacência não são conhecidas nesta etapa, mas uma boa aproximação é usar as relações da triangulação octante. O propósito de ambas formas de $f(\bar{\omega})$ é minimizar as diferenças de albedo entre facetas próximas.

Como os valores de albedo deveriam ser restringidos a um intervalo $[a, b]$, é prático escrever $\bar{\omega}$ na forma

$$f(\bar{\omega}) = a + (b - a) \times \frac{\exp(c)}{\exp(c) + 1} \quad (2.71)$$

onde c é a função/parâmetro de otimização.

Desta maneira, se consegue uma solução que ajusta as curvas de luz, é convexa e descreve a assimetria do albedo mais do que sua distribuição exata. Toda a simetria do albedo é absorvida dentro da solução da forma. A forma resultante desta separação é próxima da correta desde que as manchas de albedo na superfície não sejam muito brilhantes ou extensas. A razão para isto é a forte estabilidade do problema Minkowski: a forma de um corpo convexo pode mudar muito pouco mesmo que as áreas das facetas separadas mudem muito. Por este motivo, é mais seguro atribuir uma mudança em brilho à forma do que ao albedo.

A suposição explícita em qualquer aproximação baseada em (2.62) ou (2.64) é de que todos os fatores contribuindo ao brilho absoluto do objeto, como um fator de escala para uma simples geometria de observação, são conhecidos. Se isto não for verdade, se pode fazer uso do brilho relativo. Neste caso se minimiza

$$\chi_{rel}^2 = \sum_i \left\| \frac{\mathbf{L}^{(i)}}{\bar{L}^{(i)}} - \frac{A^{(i)} \mathbf{g}}{\langle A^{(i)} \mathbf{g} \rangle} \right\|^2 \quad (2.72)$$

onde $\langle A^{(i)} \mathbf{g} \rangle$ é o brilho médio da i -ésima curva de luz do modelo ajustando a i -ésima curva de luz observada. Assim, as curvas de luz modelada e observada são normalizadas para o brilho médio da unidade. Isto é similar a deixar o fator de escala da curva de luz como parâmetro livre a ser determinado. Um possível problema com (2.72) é que a suavidade da função de fase solar da lei de espalhamento não é usada como uma restrição na inversão. Permitir fatores de escala arbitrários para cada curva de luz melhora o ajuste, mas pode afastar a solução da correta. Não obstante, na prática não tem se encontrado problemas com o uso de (2.72).

Vale ser ressaltado de que é principalmente a forma da curva de luz que está relacionada com a direção do eixo de spin, período de rotação e a forma do objeto, enquanto o brilho absoluto esta relacionado com as propriedades de espalhamento. Por este motivo, é útil usar (2.72) para desacoplar um conjunto de parâmetros do outro tanto quanto possível.

Inversão não convexa.

Não se tem muitos esquemas disponíveis para tratar da inversão não convexa. A complicação aqui é maior, sendo que os teoremas de unicidade são perdidos e o espaço de parâmetros esta repleto de mínimos locais. Uma maneira de realizar uma inversão não convexa com bons resultados é usar uma curta série funcional descrevendo as localizações dos vértices de uma superfície

triangulada. Uma possibilidade é utilizar:

$$r(\theta, \varphi) = \exp\left(\sum_{lm} c_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi)\right), \quad (2.73)$$

onde (θ, φ) são coordenadas esféricas. Outra possibilidade é

$$\rho(x, \phi) = \exp\left(\sum_{jk} c_{jk} x^j e^{ik\phi}\right), \quad (2.74)$$

onde ρ é o raio cilíndrico como uma função de coordenadas cilíndricas (x, ϕ) , o cilindro estando no plano xy .

Utilizando uma solução de inversão convexa, o eixo x deve ser escolhido (rodando o sistema de coordenadas) de tal forma que coincida com o eixo ao longo do objeto. ρ é suposto com um valor igual a 0 nos pontos finais x^- e x^+ , cujos valores podem ser obtidos também da inversão convexa. Assim esta forma assume que o eixo mais longo pode ser traçado através do corpo e um dos pontos finais pode ser ajustado na iteração. A função (2.74) só é válida em algum intervalo dado $[x_1, x_2]$, onde $x^- < x_1 < x_2 < x^+$, e os intervalos $[x^-, x_1]$, $[x_2, x^+]$ correspondem à primeira e última fila da malha da triangulação.

Se fixa um conjunto de direções enquanto que se otimiza os c_{lm} , dando o raio dos vértices de um poliedro não convexo aproximando a forma; as conexões das facetas entre os vértices também são fixas. As conexões e as direções são facilmente formadas mediante uma triangulação standard.

As curvas de luz testes são calculadas com o código traçador de feixes descrito anteriormente, sendo que o χ^2 resultante pode ser minimizada com Levenberg-Marquardt já que as derivadas locais com respeito aos parâmetros da forma existem ainda que não sejam contínuas. Se a longitude de um raio vetor em um vértice dado é denotado por r e o correspondente vetor unitário por r' , temos

$$\frac{\delta A}{\delta r} = r' \cdot \frac{(\mathbf{d} \times \mathbf{n})}{2} \quad (2.75)$$

e

$$\frac{\delta \mu_{(0)}}{\delta r} = \left[\frac{r' \cdot (\mathbf{d} \times \mathbf{E}_{(0)})}{2} - \frac{\mu_{(0)} \delta A}{\delta r} \right], \quad (2.76)$$

onde A é a área de um triângulo visível e iluminado com o vértice como quina, e \mathbf{d} é o vetor que corresponde ao lado oposto ao vértice.

Esta aproximação converge muito rapidamente apesar da descontinuidade do gradiente de otimização causada pela aproximação do poliedro. É frequentemente necessário utilizar regularização de suavidade para eliminar flutuações não realísticas da superfície e a formação de

características artificiais. Da mesma forma que na inversão convexa, é necessário observações em ângulos de fase solar grandes, implicando diferentes geometrias de observação, para enfatizar os efeitos de não convexidade tanto quanto seja possível.

Período de rotação e direção do polo.

Na determinação da forma, foi suposto que os parâmetros da direção do eixo de spin, período de rotação e as propriedades de espalhamento são conhecidas. Mas se isso não for o caso, a determinação destes parâmetros pode ser introduzida no procedimento da determinação da forma. Isto remove a unicidade da solução, em outras palavras, se tem uma maior quantidade de mínimos locais, entretanto, na prática isso não é um problema, ja que a convergência para as soluções da forma correta é robusta. Logo, uma malha na superfície pode ser usada para uma procura global dos novos parâmetros.

Vejamos agora a incorporação da determinação do eixo do spin e o período de rotação dentro do modelo descrito acima. Seja a direção do spin (polo) dado pelo ângulo polar eclíptico β' e a longitude λ , e a velocidade de rotação angular dada por ω . β' é medido desde o eixo positivo z e varia entre $[0, \pi]$, e o objeto sempre gira na direção positiva, logo, β' determina o sentido de rotação como visto a partir da Terra. A latitude eclíptica β é dada por $\beta = 90^\circ - \beta'$. Seja r_{ecl} um vetor no referencial eclíptico onde a origem é trasladada ao centro do objeto. Este vetor se transforma no vetor r_{ast} no próprio referencial do objeto (onde o eixo z é alinhado com o eixo de rotação) pela sequência de rotação

$$r_{ast} = R_z(\phi_0 + \omega(t - t_0)) R_y(\beta') R_z(\lambda) r_{ecl}, \quad (2.77)$$

onde t é o tempo e $R_i(\lambda)$ é a matriz de rotação correspondendo à rotação do sistema de referência através do ângulo α na direção positiva do eixo i . O ângulo ϕ_0 e a época t_0 podem ser escolhidos a vontade.

A equação (2.77) diretamente inclui o polo e o período de rotação ao problema inverso. As direções da Terra e o Sol como vistas do objeto são agora simples funções de β' , λ e ω , desta forma os parâmetros podem ser incluídos nos métodos de otimização. Existem agora vários mínimos locais em χ^2 , portanto os valores iniciais do polo e período de rotação tem um papel importante.

O caso do polo é mais simples, sendo suficiente usar valores do polo determinados a partir do ajuste de um elipsoide triaxial (quando disponível). É importante usar todos os polos como suposição inicial já que não necessariamente o melhor polo do ajuste elipsoidal é o correto. Outra possibilidade é simplesmente usar umas poucas direções em cada octante da esfera celeste como pontos de partida.

Para o período, se as curvas de luz cobrem muitos anos e aparições, o espaço de períodos é preenchido com mínimos locais densamente acumulados. A menor separação ΔP do mínimo local no espectro de períodos teste P de χ^2 (gráfico de $\chi^2(P)$ vs P) do ajuste das curvas de luz é robustamente dado por

$$\Delta P/P \approx P/2T, \quad (2.78)$$

onde $T = \max(|t - t_0|)$ dentro do conjunto de curvas de luz. Isto deriva do fato de que se P é trocado por ΔP , o mínimo e máximo de uma curva de luz modelo em $t_0 \pm T$ experimentar uma mudança de fase de π tal que robustamente estariam no mesmo lugar que com P . Esta separação ΔP se repete em todo o espectro de χ^2 e depende apenas das épocas das curvas de luz.

Em princípio, se deveriam usar períodos iniciais com uma separação menor do que ΔP entre valores cobrindo o intervalo completo da região na qual se espera achar o período (julgando da aparência das curvas de luz). Em qualquer caso, vários valores iniciais para $\omega = 2\pi/P$ devem ser usados. Os melhores valores iniciais são usualmente encontrados após alguns poucos testes, isto quando se conta com um modelo anterior com um mínimo de credibilidade: é por isso que um modelo elipsoidal simples pode ser muito útil.

O período de rotação é governado pelas épocas das curvas de luz. Se o melhor mínimo local χ^2 do espectro do períodos é claramente mais baixo do que outros, pode se obter uma estimativa do erro de uma milésima parte da largura mínima de ΔP . Assim, um período pode ser muito preciso se os dados cobrem muitos anos. Por outra parte, se os mínimos vizinhos não diferem claramente do melhor, a estimativa do erro não pode ser considerada melhor que ΔP . Esta análise se aplica para asteroides em rotação relaxada. Se o objeto oscila, alguns outros parâmetros podem ser incluídos no problema e as regiões prováveis de valores de parâmetros podem ser achadas rapidamente.

A técnica de inversão de curva de luz tem sido testada tanto com asteroides observados por sondas espaciais (Müller et al., 2007; Carry et al., 2012) e cuja forma é conhecida, assim como por experimentos de laboratório. Kaasalainen et al. (2005) realizaram testes com um modelo feito de massa de modelar e coberta com areia do Sahara, o tamanho aproximado foi de 6.5 * 2.5 cm, o modelo é mostrado na parte esquerda da Figura 2.13. Foram geradas 7 curvas de luz artificiais em diferentes geometrias de observação.

A inversion convexa foi desenvolvida com sucesso utilizando a mesma lei de espalhamento utilizada em observações fotométricas de asteroides. O modelo foi bem representado com apenas 250 medições pontuais. A direção de spin foi determinada de maneira precisa.

A direção do modelo foi $\lambda = 26^\circ \pm 4^\circ$, $\beta = 1^\circ \pm 3^\circ$ (esquerda na fig 2.13), enquanto os valores calculados foram $\lambda = 34^\circ \pm 5^\circ$, $\beta = -3^\circ \pm 3^\circ$ e $\lambda = 28^\circ \pm 5^\circ$, $\beta = -3^\circ \pm 3^\circ$ (centro da fig

2.13), a diferença entre estes valores foi o quociente da lei de espalhamento usado (para mais detalhes ver [Kaasalainen et al., 2005](#)). Um resultado interessante foi que, utilizando apenas 3 curvas de luz, aquelas com uma variação de geometria mais representativa, a inversão forneceu um resultado próximo ao correto, $\lambda = 29^\circ \pm 5^\circ$, $\beta = -3^\circ \pm 3^\circ$ (direita da fig 2.13).

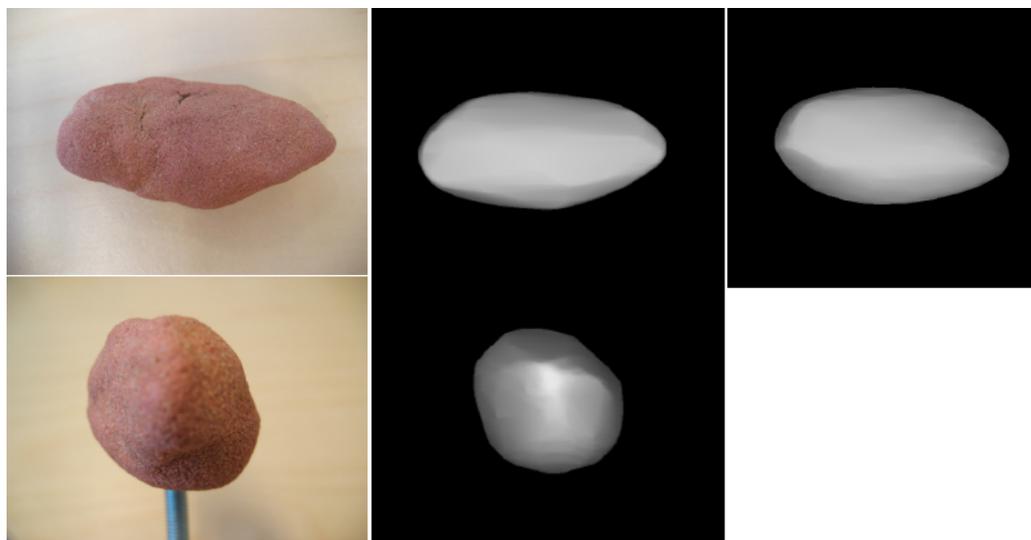


Figura 2.13.: Teste da inversão de curva de luz em laboratório. Esquerda, modelo feito com massa de modelar e coberto com areia. Centro, resultado da inversão utilizando 7 curvas de luz artificiais. Direita, resultado da inversão utilizando apenas 3 curvas de luz artificiais.

O método de inversão de curva de luz fornece uma melhor estimativa dos parâmetros do eixo de spin e período de rotação em comparação com outros métodos que fazem uso de dados fotométricos, além do fato de que a determinação da forma é muito mais precisa e mais parecida com a forma real dos objetos, já que realiza a determinação de um modelo sem uma forma definida a priori. Também, tem a grande vantagem de poder ser aplicado a uma maior quantidade de objetos em comparação com outros métodos com outras técnicas observacionais. Os resultados são estáveis e, no caso convexo, únicos. Por fim, também a aplicação do método é fácil. Brilho absoluto e/ou relativo pode ser utilizado para calcular a forma e outros parâmetros. O método pode ser combinado com dados de outras técnicas observacionais para obter um modelo mais refinado.

São necessários dados observacionais adquiridos em distintas geometrias visando cobrir a maior separação em ângulos de fase. Isto implica que para alguns objetos é necessário esperar muito tempo antes de se ter os dados suficientes para uma boa estimativa do modelo. Uma outra vantagem importante do método é de que pode ser combinado com outros tipos de dados. Entre os dados que podem ser combinados com fotometria estão: cordas, imagem radar, optica adaptativa, interferometria speckle e imagem direta. Uma breve descrição destes métodos é a seguir.

2.3.5. Discussão

Além dos métodos descritos acima, todos utilizando dados fotométricos, é possível determinar as propriedades rotacionais e a forma de um asteroide utilizando outras técnicas. Entre estas vale mencionar o radar, a óptica adaptativa, a interferometria, a imagem direta e o método de ocultação estelar. No caso de imagens radar, interferométricas e imagem direta, os dados permitem a resolução de características superficiais que não são detectadas com dados fotométricos. Entretanto, todas essas técnicas são aplicáveis apenas a uma parcela bem restrita das diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar.

Na técnica de imagem direta são utilizados dados fotométricos, mas considerados como imagens de disco resolvido, onde partes da superfície do objeto podem ser identificadas, considerando isto como resolução. A qualidade das imagens dependerá da resolução dos instrumentos usados para sua medida. Os modelos de forma de objetos mais precisos são determinados por imagem direta, quando se conta com uma ótima resolução nos dados (O'Rourke et al., 2012; Bartczak et al., 2014). Os modelos com esta técnica são úteis como teste e/ou calibração para outros métodos (Jorda et al., 2011).

A técnica de radar permite determinar imagens unidimensionais e bidimensionais de objetos, sendo possível obter uma resolução de até centenas de metros, dando informação detalhada da forma e superfície. Um sinal de rádio, intenso e coerente, é enviado para o objeto de interesse durante um tempo proporcional à distância a ser percorrida (ida e volta) pelo sinal. Este tempo pode ser aproximado como $2R/c$, onde R é a distância ao objeto e c é a velocidade da luz. O sinal refletido pelo objeto, chamado de eco, é então medido e analisado. A maior desvantagem é que esta técnica somente pode ser aplicada a objetos muito próximos da Terra (Ostro, 1989; Ostro et al., 2002, 2006; Brozovic et al., 2010).

O objetivo principal da interferometria Speckle consiste em obter imagens com uma resolução próxima à resolução intrínseca do telescópio, sem ser afetada pela atmosfera terrestre (seeing), a qual em média coloca um limite superior. Um conjunto de objetos com uma separação menor ao valor dado pelo seeing, serão observados como um único objeto. Imagens de curta exposição são tomadas (centésimos de segundos) a fim de retirar os efeitos da atmosfera, já que nestas escalas de tempo a atmosfera é lenta. As características das imagens assim gravadas, *speckles*, são uma instantânea do seeing atmosférico nesse instante. As observações são combinadas com transformadas de Fourier para obter informação nos limites de resolução do telescópio. Este método tem a vantagem de resolver objetos a partir de observatórios na Terra, mas os objetos devem ter obviamente de um tamanho superior ao limite teórico do telescópio (Drummond et al., 1988; Cellino et al., 2003; Schertl et al., 1995).

A óptica adaptativa consiste em eliminar os efeitos da distorção das imagens devido à atmosfera terrestre e às propriedades intrínsecas do sistema óptico do telescópio. Para conseguir uma melhor imagem, um espelho deformável é colocado no caminho óptico do telescópio, este espelho é deformado por sinais de computador, que determinam o tipo de deformação adequado para melhorar a imagem do alvo. Uma grande vantagem é de que grandes telescópios terrestres podem obter imagens de objetos com uma resolução muito maior, além de que um modelo de forma pode ser obtido com uma simples noite de observação, desde que se tenha uma cobertura adequada da rotação do objeto. O tipo de objetos que podem ser observados com esta técnica é restrito a objetos de grande tamanho ou próximos da Terra (Brozovic et al., 2010; Conrad et al., 2009; Hanuš et al., 2013).

Por fim, a técnica de ocultação estelar permite determinar a forma de um corpo do Sistema Solar, além de identificar a presença de uma atmosfera e de anéis. A técnica consiste em observar o brilho de uma estrela enquanto um corpo em movimento relativo à estrela atravessa a linha de visada de um observador da Terra. Para se determinar a forma do objeto, entretanto, é necessária a observação de várias "cordas", obtidas por observadores dispostos ao longo da sombra do objeto projetada sobre a Terra. Além do mais, esta técnica depende da trajetória muito precisa do corpo e quanto menor for este, menor será a largura de sua sombra projetada sobre a Terra e maior será a imprecisão na determinação da posição da sombra. Vale ressaltar de que essa técnica tem sido utilizada com muito sucesso na descoberta dos anéis planetários e de Centauros (Elliot et al., 1977; Smith et al., 1989; Braga-Ribas et al., 2014a; Ortiz et al., 2015), no estudo de atmosferas planetárias (Elliot and Olkin, 1996; Ortiz et al., 2012; Montmessin et al., 2015) e na determinação do tamanho de objetos transnetunianos (Braga-Ribas et al., 2014b).

Pelo descrito acima, todas essas diversas técnicas embora as vezes muito mais precisas do que as curvas de luz fotométricas, são também muito restritas no sentido de que são aplicáveis apenas a objetos muito particulares. Desta forma, as observações fotométricas de disco não resolvidas (i.e., curvas de luz) continuam sendo a maior fonte de dados sobre as propriedades rotacionais das diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar. Nos próximos capítulos iremos apresentar a determinação das propriedades rotacionais de objetos de populações tão distintas quanto a dos Centauros (Cap. 3), a dos asteroides do cinturão principal (Cap.4) e a dos objetos em órbita próxima da Terra (Cap.5). Todas essas aplicações foram feitas a partir de curvas de luz fotométricas e aplicando o método de ajuste de série de Fourier, na determinação do período de rotação, e de inversão de curva de luz, na determinação da direção do polo e da forma.

3 Aplicação a um objeto Centauro: (10199) Chariklo

Os Centauros são pequenos corpos que residem na parte externa do Sistema Solar entre as órbitas de Júpiter e Netuno. O primeiro destes objetos a ser descoberto foi (2060) Chiron (Kowal, 1979). Em virtude do fato de sua órbita estar entre as de Saturno e Urano, foi denominado “Chiron”, que na mitologia grega foi um centauro, filho de Cronos (Saturno, na mitologia romana) e neto de Urano, e sendo uma figura meio-homem e meio-cavalo. Observações posteriores do objeto indicaram a presença de atividade cometária (Tholen et al., 1988; Bus et al., 1988) e o objeto foi classificado também como o cometa, 95P/Chiron, uma dualidade bem representada pelos Centauros da mitologia. A descoberta de outros objetos com as mesmas características orbitais levou à denominação de “Centauros” para esta população.

Do ponto de vista de suas características físicas os objetos desta população se situam entre os asteroides e os cometas, alguns apresentando atividade e chegando a ser classificados como cometa enquanto outros apresentam uma imagem pontual (Bauer et al., 2003). Do ponto de vista dinâmico estes objetos se encontram em órbitas instáveis já que cruzam a órbita de um ou mais planetas gigantes. Neste sentido é uma população transiente sendo que diversos estudos dinâmicos determinam um tempo de vida média na região entre 10^5 e 10^6 anos (Holman and Wisdom, 1993; Asher and Steel, 1993).

A origem destes objetos é difícil de ser estabelecida em vista da instabilidade de suas órbitas. Integrações numéricas de corpos testes mostram que os centauros poderiam ser originários do cinturão de Kuiper através de perturbações planetárias ou eventos colisionais (Duncan et al., 1995; Wan and Huang, 2001). Outros estudos indicam que alguns centauros poderiam ter como origem a nuvem de Oort (Levison et al., 2001). Em vista das diversas possíveis origens destes corpos, o estudo de suas características físicas pode ajudar a melhor restringir sua formação e evolução dinâmica (Barucci et al., 2008).

Entre as diversas propriedades físicas, as rotacionais sejam talvez as mais difíceis de serem obtidas devido ao fato dos objetos serem distantes e escuros, além de alguns apresentarem atividade cometária. Em seu artigo de revisão sobre o assunto, [Sheppard et al. \(2008\)](#) apresentam propriedades rotacionais, obtidas a partir de curvas de luz fotométricas, para apenas 13 centauros. Visando contribuir para aumentar essa amostra, assim como testar nossas rotinas, decidimos estudar o maior dos centauros, (10199) Chariklo, o qual estaria visível a partir do hemisfério Sul em meados de 2012. Vale ressaltar que neste mesmo período, a partir de uma ocultação estelar, foi detectado um sistema de anéis em torno deste objeto ([Braga-Ribas et al., 2014a](#)), que alias foi o primeiro em pequenos corpos do Sistema Solar.

No que segue vamos inicialmente descrever as observações e sua redução para depois passar à determinação do período de rotação. O artigo publicado com esses resultados, além de outras propriedades físicas, é dado no Anexo B.

3.1. Dados

Realizamos observações em modo remoto em 10, 11 e 12 de junho de 2013 no telescópio de 4.2 m SOAR. O instrumento utilizado foi o SOI-SOAR Optical Imager, o qual consta de um detector de um mosaico de duas câmeras CCD-44-82 E2V. Utilizamos um binning de 1 x 1 resultando numa escala de pixel de 0.0767 arcsec/pixel. Os tempos de integração foram entre 20 e 40 segundos já que objeto apresentava magnitude visual de 18.2. A maioria de nossas observações foram feitas no filtro R do sistema Kron-Cousin. Só a noite do 12 de junho mostrou condições fotométricas, e estrelas padrão de Landolt ([Landolt, 1992](#)) foram observadas visando determinar a magnitude absoluta de Chariklo.

Fotometria de abertura convencional foi impossível de ser feita devido ao fato do objeto se encontrar próximo do plano da galáxia, e o campo estar repleto de estrelas durante as observações, o que dificultou bastante a redução. A Figura 3.1 mostra o campo de observação de Chariklo na primeira noite e sua trajetória.

Algumas técnicas foram testadas visando eliminar, ou melhor delimitar o fluxo das estrelas que se encontravam na trajetória percorrida por Chariklo. A técnica que apresentou melhor resultado foi a de análise de diferença de imagens - DIA, Difference Image Analysis ([Bramich, 2008](#); [Snodgrass et al., 2013](#))- a qual consiste na subtração de todas as estrelas de fundo. O DIA foi desenvolvido principalmente para estudos de estrelas variáveis e procura de sinais de microlentes (microlensing) em campos repletos de estrelas do bojo galáctico. O DIA toma uma única imagem e varre as imagens de ciência ajustado o seeing. Ao subtrair a imagem tomada como referência sobre cada imagem se consegue eliminar todas as fontes não variáveis e fixas, deixando somente estrelas variáveis e objetos com movimento.

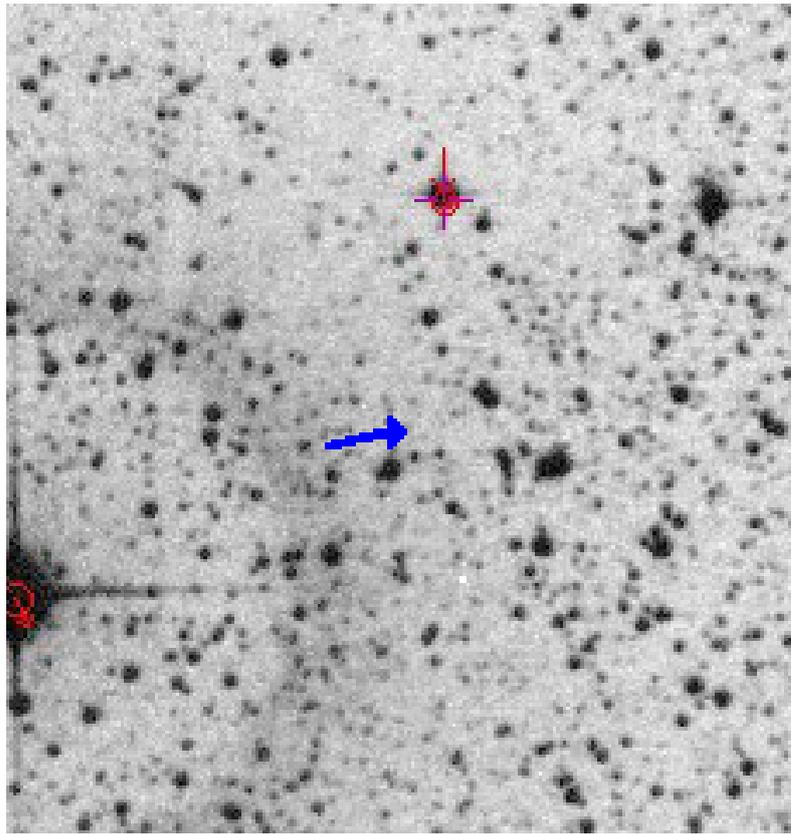


Figura 3.1.: Campo de (10199) Chariklo na noite de 10 de junho de 2013. A seta indica a trajetória percorrida por Chariklo durante a observação (~ 8 horas).

Utilizamos a implementação DanDIA do DIA em IDL, que também, corrige as imagens Bias e Flat. Originalmente tomamos as imagens com um binning de 1×1 , mas para questão de processamento de dados, visando melhorar o sinal ruído (S/N) e uma maior velocidade nos cálculos numéricos, elas foram colocadas em um binning 4×4 antes do processamento.

O método DIA proporciona como resultado, a diferença das imagens com todas as fontes fixas e não variáveis removidas, assim como uma lista de fatores de escala fotométricos para cada imagem relativa à imagem usada para remover as fontes. Procedemos depois a realizar a fotometria de abertura sobre (10199) Chariklo, utilizando uma abertura circular com raio igual à largura a meia altura FWHM do seeing de cada imagem o qual proporciona um adequado S/N. Também, correções de abertura foram aplicadas para garantir que o fluxo total fosse incluído, escalando o fluxo dentro da abertura estreita usando o perfil de (PSF) que foi determinado dentro do processo do DanDIA. Os fatores de escala de imagem a imagem do processo de subtração foram usados para levar em conta variações de extinção entre cada template, para conseguir a curva de luz final.

3.2. Resultado: período de rotação

Dos três dias de observação, 10, 11 e 12 de junho de 2013, apenas as últimas duas tiveram qualidade fotométrica suficiente para serem utilizadas na determinação do período de rotação de (10199) Chariklo. Isso pode ser claramente visto na Figura 3.2 onde são mostradas as curvas de luz individuais de cada noite de observação. Nas duas últimas noites tem-se um total de 729 pontos no filtro R, cobrindo um intervalo de tempo de nove horas em cada noite. Conforme pode ser notado, em ambas as noites se tem uma curva de luz completa, com dois máximos e dois mínimos.

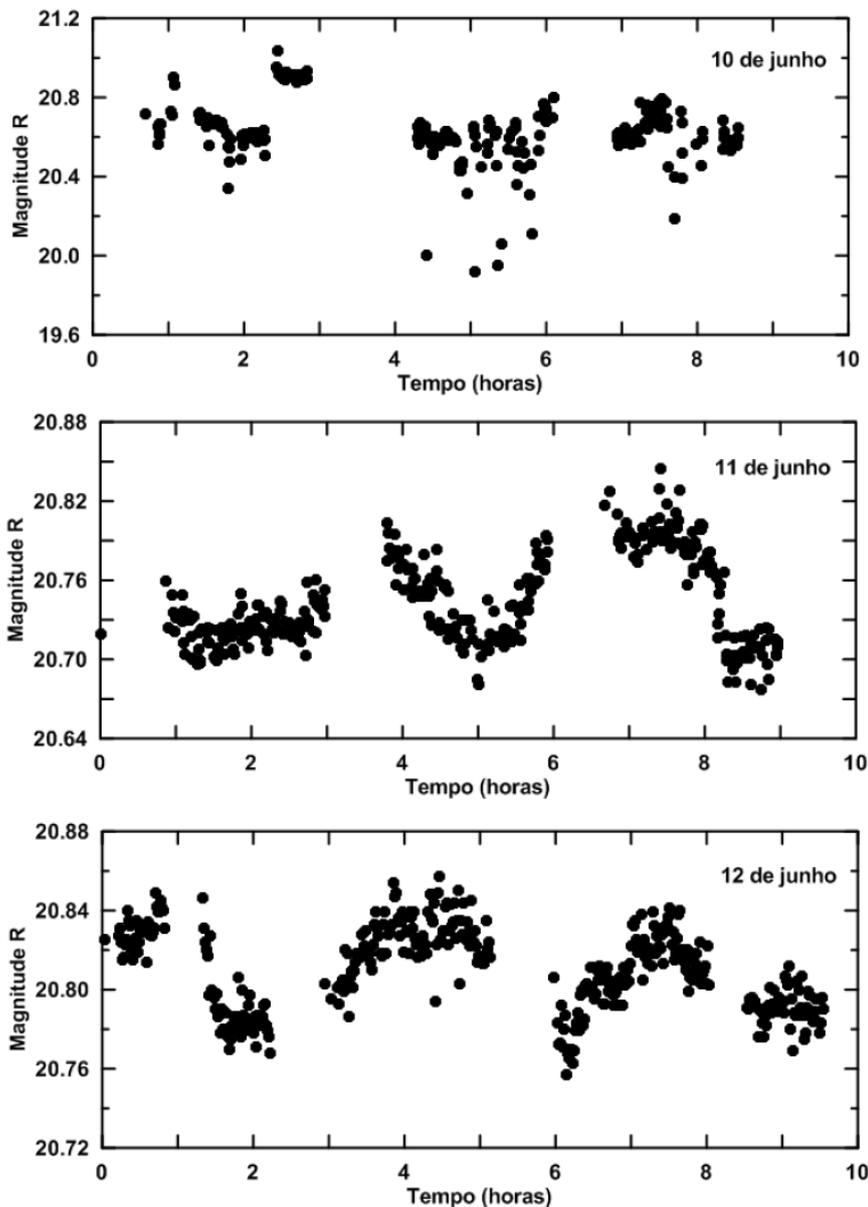


Figura 3.2.: Curva de luz para cada noite de observação de (10199) Chariklo.

Utilizando o método de ajuste por análise de Fourier, descrito no capítulo 2, foi procurado o período de rotação. O melhor resultado foi obtido com um polinômio de ordem 5 o qual ajusta

um período de 7.018 horas com uma dispersão de 1.45. A curva de fase composta é dada na Figura 3.3. Entretanto, uma análise mais detalhada mostrou que muitos pontos apresentavam um erro bem acima da média (0.018), de forma que foram retirados da análise, restando com 698 pontos. As curvas de luz foram de novo modeladas com um polinômio de Fourier de ordem 5, onde o melhor ajuste forneceu um valor do período de rotação de $P = 7.004 \pm 0.036$ horas. A curva de fase composta obtida é dada na Figura 3.4 e foi publicada em Fornasier et al. (2014). Como pode ser visto, a curva de luz composta apresenta dois picos assimétricos e uma amplitude de 0.11 magnitudes. A curva é bem coberta pelas duas noites, com exceção apenas da região entre a fase rotacional 0.4 e 0.45. Supondo que o objeto seja um elipsoide triaxial, a amplitude determinada permite estimar uma razão a/b maior do que 1.1, o que implica numa forma quase circular com uma alongação de cerca de 10%.

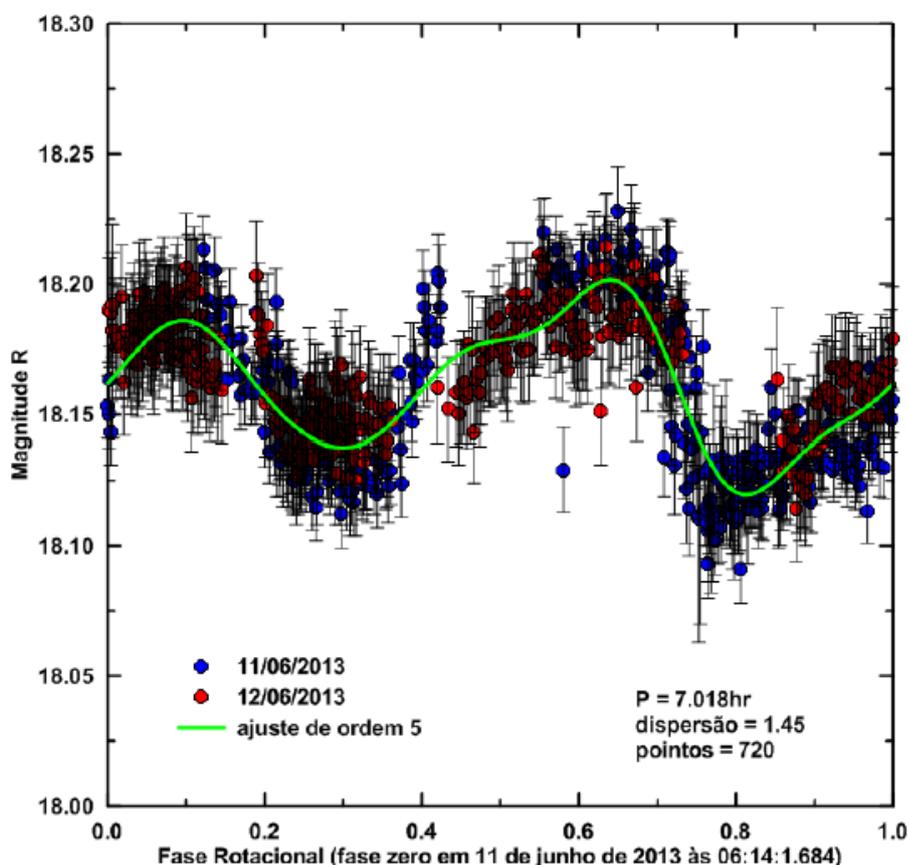


Figura 3.3.: Curva de fase composta completa de (10199) Chariklo.

Estes resultados, junto com outras propriedades determinadas para (10199) Chariklo, tais como magnitude absoluta (7.03 ± 0.10), raio (119 ± 5 Km) e albedo ($4.2 \pm 0.5\%$), foram publicados em Fornasier et al. (2014) (Anexo B) e são dados na Tabela 3.1. Finalizando, vale ressaltar que a determinação da forma e direção do polo pelo método de inversão de curva de luz, descrito no capítulo 2, se torna difícil de ser aplicado para objetos do sistema solar exterior por exigir uma cobertura observacional em diferentes ângulos de fase. Neste sentido, ocultações

estelares com a observação múltiplas cordas, como no caso de Braga-Ribas et al. (2014a), se tornam a forma mais eficiente de determinar a forma desses objetos.

Tabela 3.1.: Características físicas e orbitais de (10199) Chariklo.

Semi-eixo maior (UA)	15.8484
Excentricidade e (°)	0.175
Inclinação i (°)	23.4
Perihélio (UA)	13.07
Afélio (UA)	18.62
Período de Rotação (hrs)	7.004 ± 0.036 ¹
a/b	≥ 1.1 ^l
Ráio (km)	119 ± 5 ^l
Albedo	$4.2 \pm 0.5\%$ ^l
Ráio orbital do anel 1 (km)	391 ^m
Ráio orbital do anel 2 (km)	405 ^m

a , é o semi-eixo maior e b , é o semi-eixo menor.

^l Fornasier et al. (2014).

^m Bragas-Ribas et al. (2014).

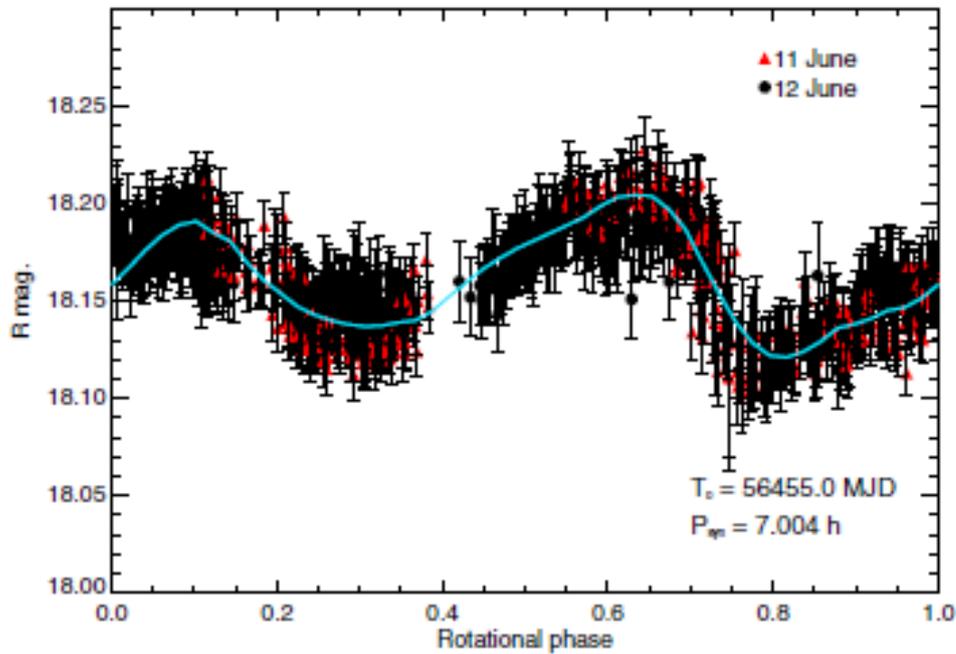


Figura 3.4.: Melhor ajuste da curva de fase de (10199) Chariklo utilizando a análise de Fourier.

4 Aplicação a dois asteroides do Cinturão Principal

O Cinturão Principal de asteroides é talvez o maior, e com certeza o melhor conhecido, reservatório de pequenos corpos do Sistema Solar. Tendo mais de 500 mil objetos com órbita bem determinada (632518 em 01/05/2015) representam o melhor laboratório para testar as diversas técnicas que visam determinar as propriedades físicas fundamentais de pequenos corpos. Embora o objetivo principal do presente trabalho seja a determinação das propriedades rotacionais e forma de objetos em órbita próxima da Terra com dados do projeto IMPACTON (ver Capítulo 5) foi resolvido inicialmente testar os métodos a serem aplicados utilizando dados disponíveis, ainda inéditos. Para tanto, foram escolhidos dois asteroides do Cinturão Principal, (298) Baptistina e (1459) Magnya, cada um devido a uma problemática específica que será detalhada abaixo.

No que segue, para cada objeto, vamos apresentar as motivações para seu estudo, as observações, o processamento dos dados e finalmente os resultados obtidos de direção do polo e modelo de forma.

4.1. (298) Baptistina

O asteroide (298) Baptistina, descoberto em 1890, se localiza na parte interna do Cinturão Principal tendo uma órbita com semieixo maior de 2.26 UA, excentricidade de 0.095 e inclinação de 6.28 graus. Recentemente, [Mothé-Diniz et al. \(2005\)](#) identificaram ser este o maior membro de uma família dinâmica com cerca de 550 objetos. Esses autores também notaram uma peculiar distribuição de composições, a partir de sua classificação taxonômica, entre os membros da família chegando a propor que poderia ser o resultado da fragmentação de um corpo completamente diferenciado.

A família de Baptistina passaria à fama alguns anos mais tarde quando [Bottke et al. \(2007\)](#) propuseram que sua formação estaria na origem do objeto que colidiu com a Terra há cerca de 65 milhões de anos criando a cratera de impacto de Chixculub ([Alvarez et al., 1980](#)) e causando a extinção em massa entre o período Cretáceo e a era Mesonóica, conhecido como K/T. Bottke e coautores analisando as cores fotométricas do survey SLOAN ([Nash, 1996](#)) de muitos membros da família de Baptistina concluíram que essas eram compatíveis com a classe taxonômica C, cujo albedo médio é da ordem de 3 – 4%. Extrapolando esse valor para todos os membros da família e analisando a evolução dos mesmos devido ao efeito Yarkovsky obtiveram uma idade para a formação da família de Baptistina de cerca de 160 milhões de anos. Devido a sua localização na parte interna do Cinturão Principal, essa idade seria compatível com o evento K/T.

Observações no térmico com o telescópio Gemini Sul permitiram determinar o valor de 0.347 para o albedo de (298) Baptistina ([Carvano and Lazzaro, 2010](#)). Este valor, sendo cerca de 10 vezes maior do que o utilizado por Bottke e coautores, implica que a idade da formação da família seja de apenas 65 milhões de anos, ou seja, jovem demais para que um fragmento pudesse ter chegado até a Terra e causado o evento K/T. Esse resultado foi confirmado por [Masiero et al. \(2011\)](#) através de dados do mapeamento WISE ([Mainzer et al., 2006](#)), com a determinação do albedo para cerca de 950 membros da família de Baptistina e tendo um valor médio de 0.21. Observações espectroscópicas do próprio asteroide (298) Baptistina e de diversos membros da família também mostraram ter estes uma composição incompatível com aquela de meteoritos carbonáceos associados ao evento K/T ([Reddy et al., 2009, 2011](#)).

No trabalho de [Carvano and Lazzaro \(2010\)](#) além do albedo foi também analisado o período de rotação de (298) Baptistina já que estudos anteriores apresentavam valores distintos. A primeira indicação de rotação do asteroide foi publicada por [Wisniewski et al. \(1997\)](#) obtida a partir de uma única curva de luz e sendo de 7 horas ou mais. Posteriormente, [Ditteon and Hawkins \(2007\)](#) reportaram um valor de 9.301 horas determinado a partir de dados bastantes ruidosos obtidos ao longo de duas noites em novembro de 2006. Finalmente um período de 16.23 foi obtido por [Majaess et al. \(2009\)](#) e confirmado por [Warner \(2010\)](#) e [Carvano and Lazzaro \(2010\)](#). Entretanto, todos esses trabalhos mostram curvas de fase complexas que os autores atribuem à presença de estruturas irregulares na superfície do asteroide.

Vale aqui ressaltar que a dificuldade em se obter o período de rotação de um objeto relativamente brilhante, $H=10.92$ ([Carvano and Lazzaro, 2010](#)), como (298) Baptistina, já é uma indicação de que o objeto ou tem uma superfície muito irregular, ou gira muito rápido ou muito lentamente, ou pode ter uma rotação complexa. Para verificar qual destas opções é mais realista, decidimos aplicar a metodologia de inversão de curva de luz aos dados deste asteroide.

Tabela 4.1.: Dados observacionais de (298) Baptistina.

Data	AR J(2000)	DE	Δ (AU)	r (AU)	α ($^{\circ}$)	Mag (V)	Observatório
1989 09 21.25	02 33 03.6	+17 53 01	1.516	2.350	17.0	14.8	MLO ^a
2006 10 27.00	01 42 15.0	+15 07 28	1.334	2.325	2.5	13.8	CASLEO
2006 10 28.99	01 40 03.7	+15 00 56	1.335	2.323	3.4	13.9	CASLEO
2006 11 09.00	01 28 51.7	+14 23 53	1.360	2.312	8.8	14.2	OO ^b
2006 11 10.00	01 27 57.3	+14 20 38	1.363	2.311	9.3	14.2	OO
2008 03 03.22	14 03 13.1	-13 12 30	1.337	2.113	21.2	14.4	ESO
2008 03 03.23	14 03 13.0	-13 12 32	1.337	2.113	21.2	14.4	ESO
2008 03 04.27	14 03 07.8	-13 16 11	1.329	2.113	20.8	14.4	ESO
2008 03 04.28	14 03 07.8	-13 16 13	1.328	2.113	20.8	14.4	ESO
2008 03 06.17	14 02 52.4	-13 22 25	1.313	2.115	20.2	14.3	ESO
2008 03 06.18	14 02 52.3	-13 22 27	1.313	2.115	20.2	14.3	ESO
2008 03 13.32	14 00 45.5	-13 41 06	1.260	2.121	17.5	14.2	CRO ^c
2008 03 18.27	13 58 15.4	-13 49 28	1.229	2.125	15.4	14.0	CRO
2008 03 19.28	13 57 38.9	-13 50 43	1.223	2.126	14.9	14.0	CRO
2008 03 20.28	13 57 00.7	-13 51 47	1.217	2.127	14.4	14.0	CRO
2008 03 21.27	13 56 21.2	-13 52 42	1.212	2.128	14.0	14.0	CRO
2008 03 22.25	13 55 40.2	-13 53 28	1.207	2.129	13.5	13.9	CRO
2008 03 26.26	13 52 35.1	-13 55 01	1.188	2.133	11.5	13.8	CRO
2008 03 27.26	13 51 44.8	-13 55 01	1.184	2.134	11.0	13.8	CRO
2008 03 30.23	13 49 06.7	-13 54 10	1.172	2.136	9.5	13.7	CRO
2008 04 03.14	13 45 20.8	-13 51 07	1.161	2.140	7.4	13.6	ARO ^d
2008 04 04.17	13 44 18.5	-13 49 58	1.159	2.141	6.8	13.6	ARO
2008 04 05.22	13 43 13.9	-13 48 39	1.156	2.142	6.3	13.6	CRO
2008 04 06.21	13 42 12.1	-13 47 17	1.155	2.143	5.7	13.5	CRO
2008 04 07.21	13 41 09.0	-13 45 48	1.153	2.144	5.2	13.5	CRO
2008 04 08.14	13 40 09.8	-13 44 19	1.152	2.145	4.7	13.5	CRO
2008 04 08.30	13 39 59.5	-13 44 03	1.151	2.145	4.6	13.5	ARO
2008 04 10.16	13 37 59.5	-13 40 46	1.150	2.147	3.6	13.4	ARO
2008 04 11.17	13 36 53.7	-13 38 51	1.149	2.148	3.1	13.4	ARO
2008 04 12.19	13 35 47.0	-13 36 49	1.149	2.149	2.7	13.3	CRO
2008 04 15.12	13 32 34.9	-13 30 32	1.149	2.151	1.7	13.3	CRO
2008 04 15.17	13 32 31.7	-13 30 25	1.149	2.152	1.7	13.3	ARO
2008 04 16.14	13 31 28.2	-13 28 12	1.150	2.152	1.7	13.3	ARO
2008 04 17.09	13 30 26.2	-13 25 59	1.151	2.153	1.9	13.3	ARO
2008 04 18.30	13 29 07.7	-13 23 05	1.152	2.155	2.2	13.3	CRO
2008 04 23.17	13 23 59.3	-13 10 53	1.162	2.159	4.6	13.5	CRO
2008 04 23.35	13 23 48.3	-13 10 25	1.162	2.160	4.6	13.5	HHO ^e
2008 04 24.28	13 22 51.5	-13 08 02	1.165	2.161	5.1	13.5	CRO
2008 04 24.36	13 22 46.6	-13 07 50	1.165	2.161	5.2	13.5	HHO
2008 04 25.45	13 21 41.1	-13 05 02	1.168	2.162	5.8	13.6	HHO
2008 04 28.48	13 18 45.7	-12 57 20	1.179	2.165	7.3	13.7	HHO
2008 05 07.08	13 11 34.9	-12 37 26	1.220	2.174	11.7	13.9	OPD
2008 05 07.96	13 10 57.5	-12 35 41	1.226	2.174	12.1	14.0	OPD
2009 10 23.04	22 18 37.1	-13 09 09	1.771	2.449	20.1	15.3	PDO ^f
2009 10 24.05	22 18 38.7	-13 05 41	1.782	2.448	20.4	15.3	PDO
2009 10 31.07	22 19 37.4	-12 37 56	1.860	2.445	21.7	15.4	PDO
2009 11 01.04	22 19 51.8	-12 33 37	1.871	2.444	21.8	15.5	PDO
2009 11 02.03	22 20 08.1	-12 29 05	1.882	2.443	22.0	15.5	PDO
2009 11 03.04	22 20 26.3	-12 24 20	1.894	2.443	22.1	15.5	PDO
2009 11 04.03	22 20 45.7	-12 19 34	1.906	2.442	22.3	15.5	PDO
2009 11 05.03	22 21 06.8	-12 14 39	1.917	2.442	22.4	15.5	PDO
2011 01 11.51	09 16 18.6	+26 54 24	1.125	2.059	11.5	13.6	OLH ^g
2012 07 17.66	19 35 17.9	-32 09 55	1.439	2.443	4.8	14.2	BAO ^h
2012 07 18.16	19 34 42.3	-32 10 30	1.440	2.444	4.9	14.2	BAO
2012 07 19.06	19 33 38.5	-32 11 27	1.442	2.444	5.1	14.3	BAO
2012 07 20.00	19 32 32.3	-32 12 18	1.444	2.445	5.3	14.3	BAO
2012 08 21.00	19 06 00.3	-31 23 01	1.636	2.460	16.8	15.0	CASLEO
2012 08 22.00	19 05 40.3	-31 19 39	1.645	2.461	17.1	15.0	CASLEO
2012 08 23.03	19 05 21.9	-31 16 06	1.655	2.461	17.4	15.1	CASLEO
2012 08 24.14	19 05 04.5	-31 12 11	1.666	2.462	17.7	15.1	CASLEO

^a Mt Lemmon Observatory, Tucson Arizona, USA^b Oakley Observatory, Terre Haute, Indiana, USA^c Calvin-Rehoboth Observatory, New Mexico, USA^d Abbey Ridge Observatory, Nova Escocia, Canada^e Hunters Hill Observatory Canberra, Australia^f Palmer Divide Observatory, Colorado Springs, CO, USA^g La Hita, Alcázar de San Juan, España^h Bosque Alegre, Cordoba, Argentina

4.1.1. Dados

Os dados aqui utilizados foram obtidos da literatura incluindo novas observações realizadas por nosso colaborador M. Melita (comunicação particular). Ao todo foram analisadas 60 curvas de luz, cujas circunstâncias observacionais são dadas na Tabela 4.1.

Conforme pode ser visto na tabela, as observações cobrem o intervalo de tempo entre setembro de 1989 e agosto de 2012. Os primeiros dados, em setembro de 1989, são os publicados por Wisniewski et al. (1997), enquanto os de outubro-novembro de 2006, são os de Ditteon and Hawkins (2007). As curvas de luz de março e maio de 2008 obtidas nos telescópios de 2.2 m do ESO (La Silla, Chile) e de 1.6m do OPD, foram obtidas pela equipe de ciências planetárias do ON e publicadas em Carvano and Lazzaro (2010). Os demais dados de 2008 e os de 2009 foram publicados por Majaess et al. (2009) e Warner (2010).

As únicas curvas de luz obtidas especificamente para este projeto foram as de 2011 e 2012, com observações realizadas por M. Melita nos observatórios de Bosque Alegre (Córdoba, Argentina), CASLEO (San Juan, Argentina) e La Hita (Alcázar de San Juan, Espanha). A redução desses dados seguiu o procedimento padrão através do pacote IRAF e as curvas de luz obtidas são apresentadas na figura 4.1.

4.1.2. Resultados: direção do polo e forma

Foi aplicado o método de inversão de curva de luz descrito no cap. 2 às 60 curvas de luz individuais descritas acima. O melhor ajuste do método foi obtido com as seguintes coordenadas eclípticas para o polo: $\lambda = 314^\circ$ e $\beta = 43^\circ$. O valor obtido para o período de rotação foi $P = 16.22693$ horas. Este período não difere muito daquele obtido por Majaess et al. (2009), 16.2 horas, e por Carvano and Lazzaro (2010), 16.24 horas. Naturalmente, o uso de 60 curvas de luz reduziu em muito a incerteza na determinação do período, estando o erro agora na quinta casa decimal.

O melhor ajuste da forma de (298) Baptistina forneceu o modelo apresentado na figura 4.2. Considerando um sistema de referencia Cartesiano no asteroide os três painéis mostram a imagem na direção positiva dos eixos X , Y e Z . Por definição o polo norte do asteroide é mostrado no terceiro painel.

Como pode ser observado, a forma de (298) Baptistina é bastante irregular, o que explica o porque da dificuldade em se determinar o período de rotação. Essa forma também é compatível com um objeto que sofreu um evento catastrófico e que devido ao pequeno tamanho, 12.4 km Carvano and Lazzaro (2010), não conseguiu atingir uma forma de equilíbrio gravitacional.

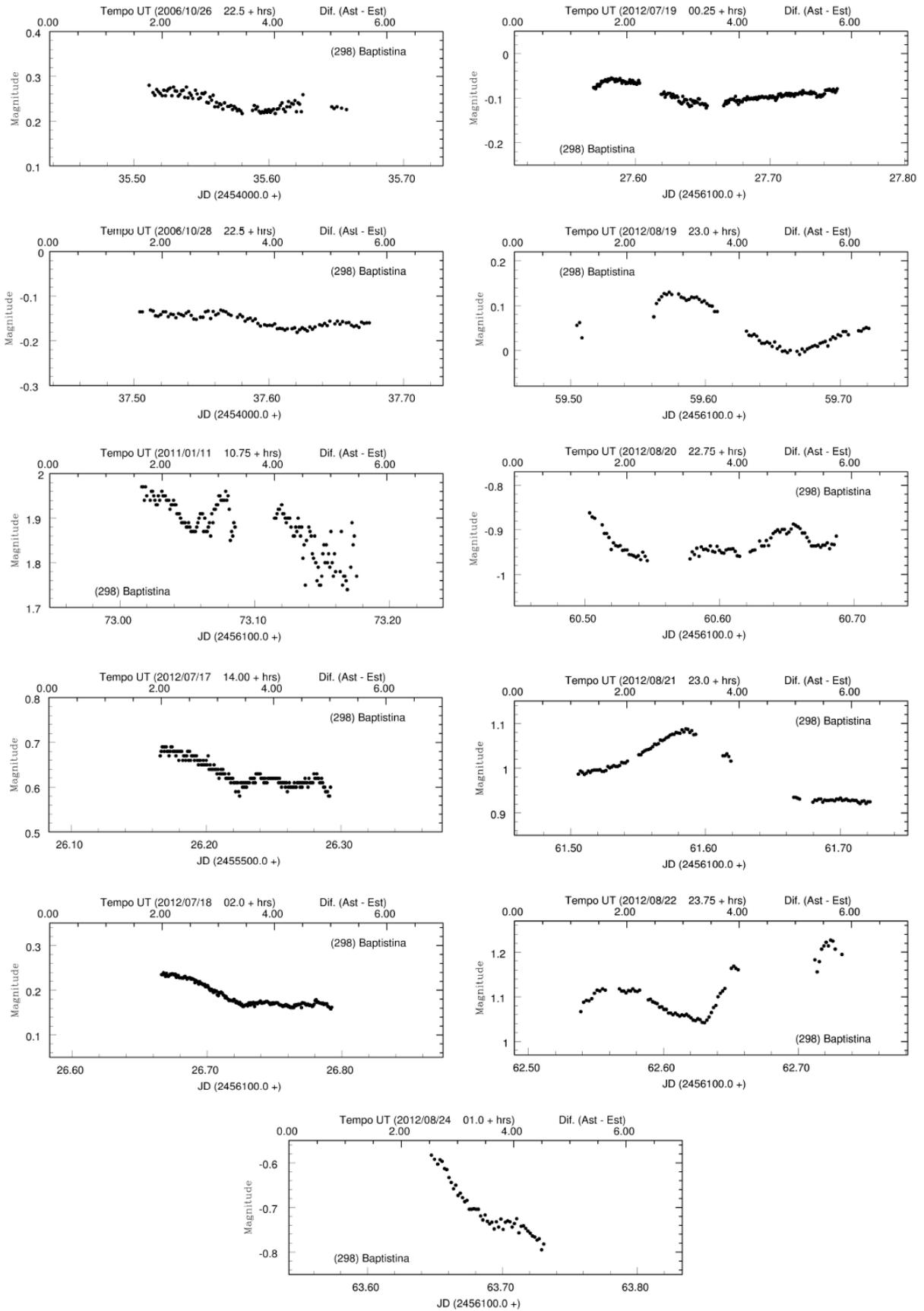


Figura 4.1.: Curvas de luz de (298) Baptistina.

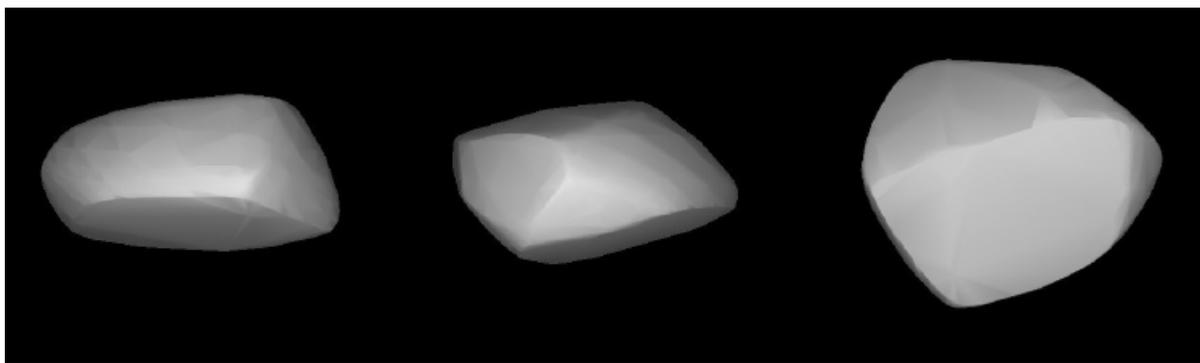


Figura 4.2.: Modelo de forma de (298) Baptistina.

4.2. (1459) Magnya

A descoberta de um pequeno asteroide basáltico, (1459) Magnya, na região externa do cinturão principal (Lazzaro et al., 2000) levantou não apenas o problema de sua origem mas também o da distribuição e extensão do material diferenciado no cinturão.

A presença de uma superfície basáltica implica num processo de diferenciação geoquímica, processo que se acredita deva ocorrer apenas em objetos de grande tamanho (Ruzicka et al., 1997) devido ao calor necessário para a formação do magma e um esfriamento lento.

O único grande asteroide no Cinturão apresentando uma crosta basáltica praticamente intacta é (4) Vesta, um objeto com diâmetro de 400km localizado na parte interna do cinturão, a 2.4UA. A natureza basáltica de sua crosta foi primeiramente proposta por McCord et al. (1970) tendo sido confirmada em todos os estudos posteriores e, mais recentemente, pela sonda Dawn (Russell et al., 2012). Por outro lado, (1459) Magnya, tem um diâmetro estimado em 17 km (Delbo et al., 2006) o que implica que pode ser ou um fragmento de (4) Vesta ou um remanescente da quebra catastrófica de outro grande objeto basáltico. No primeiro caso a velocidade de ejeção de (4) Vesta deveria ter sido superior a 5 km/seg (Binzel and Xu, 1993), o que não é realístico já que para atingir essa velocidade o impacto precisaria ser tão energético que (4) Vesta teria sido completamente fragmentado e não apresentaria uma crosta quase intacta como observado. No segundo caso o problema é de que não existe nenhuma família dinâmica associada a (1459) Magnya, embora poderia ter sido formada e dispersa pela difusão caótica gerada por um grande número de ressonâncias de alta ordem presentes na região (Michtchenko et al., 2002).

A composição basáltica de (4) Vesta e (1459) Magnya tem sido obtida a partir de observações espectroscópicas que mostram duas bandas de absorção, em 0.92-0.94 e 2 microns, representativas deste mineral. Esta composição é também similar aquela dos meteoritos acondritos basálticos (HED, de Howarditos, Eucritos e Diogenitos) os quais, devido a essa similaridade de composição, se acredita sejam originários de (4) Vesta (Drake, 2001).

Observações espectroscópicas detalhadas de (1459) Magnya comprovaram que os piroxênios em sua superfície são mais pobres em Fs (Ferrossilita) do que aqueles em (4) Vesta (Hardersen et al., 2004). Este resultado fortalece a hipótese de (1459) Magnya não ser um fragmento de (4) Vesta. Outro resultado importante desse mesmo trabalho foi de que (1459) Magnya apresenta uma superfície homogênea. Isso porque a observação ao longo de 4.5 horas não mostrou variações significativas na mineralogia superficial. A determinação do período de rotação como sendo de 4.67 horas (Almeida et al., 2004) confirmou que as observações de Hardersen e colaboradores cobriram praticamente uma rotação completa do asteroide. Entretanto, desconhecendo-se a geometria de visada no momento das observações fica difícil definir qual a fração da superfície total foi realmente observada e qual o grau de homogeneidade.

No que segue vamos descrever a campanha observacional realizada visando determinar a direção do polo de (1459) Magnya e os resultados obtidos. Como será demonstrado, esse parâmetro físico é fundamental para corretamente interpretar as observações.

4.2.1. Dados

Dados fotométricos de Magnya foram adquiridos durante nove missões observacionais entre 2002 e 2014, por diversos observadores e utilizando diferentes telescópios.

Observações realizadas no Observatório de Pico dos Dias (OPD, Itajubá, MG) com o telescópio de 1.6m, no mês de abril de 2002, permitiram a primeira determinação do período rotacional de Magnya, sendo de 4.68 ± 0.01 horas (Almeida et al., 2004). Observações posteriores foram obtidas no mesmo observatório durante os meses de agosto e setembro de 2004 e maio de 2008, utilizando o telescópio de 0.6m, as curvas de luz obtidas nestas datas são mostradas na Figura 4.3. Mas recentemente, durante os meses de maio, junho, julho e agosto de 2014, foram feitas observações utilizando o telescópio de 1m do projeto IMPACTON (ver seção 5.3) do Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI, Itacuruba, PE), as curvas obtidas no OASI são mostradas na Figura 4.4.

Todas as observações foram realizadas com câmeras CCD, no filtro V no OPD e no filtro R no OASI. Nas observações no OPD com o telescópio de 1.6m, se utilizou uma câmera CCD 1024×1024 com escala de imagem de 0.31 arcsec/pixel, fornecendo um campo no céu de 5.3×5.3 arcmin. Para aquelas no telescópio de 0.6m foi utilizada uma câmera CCD EEV 385×576 , com plano focal reduzido, fornecendo um campo de 7.2×5.50 arcmin e permitindo uma escala de imagem de 1.12 sec/pixel. As observações no OASI foram obtidas com uma câmera CCD 1024×1024 Apogee Alta U47, fornecendo um campo de 5.9×5.9 arcmin e uma escala de placa de 0.343 arcsec/pix.

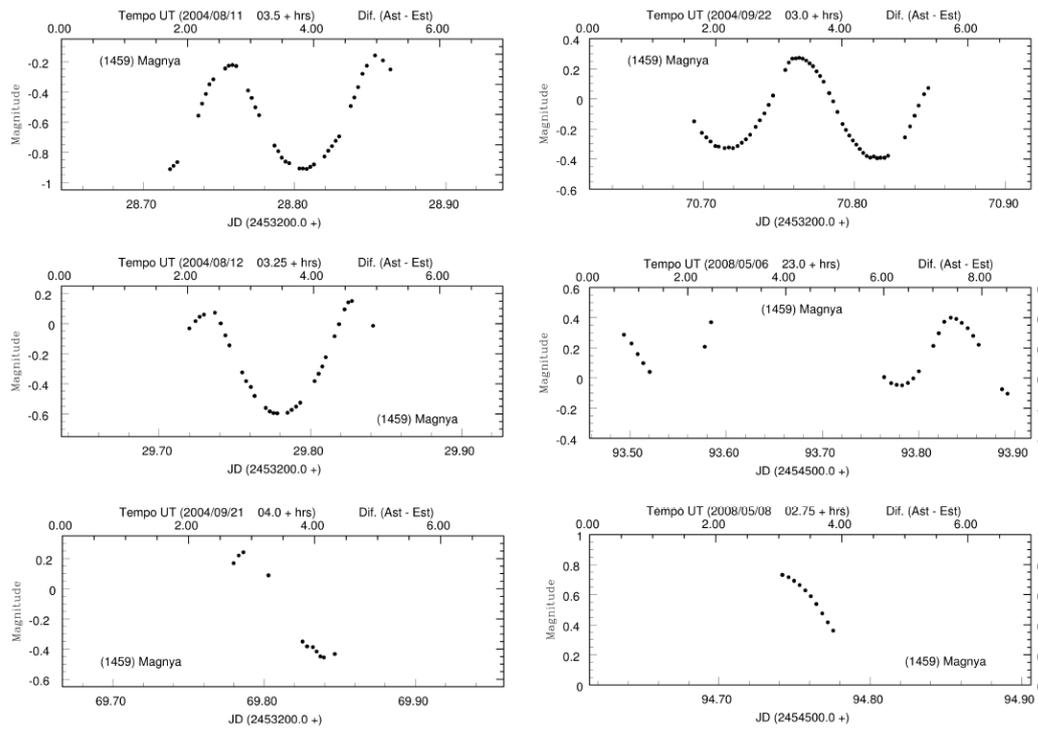


Figura 4.3.: Curvas de luz de (1459) Magnya observadas no OPD.

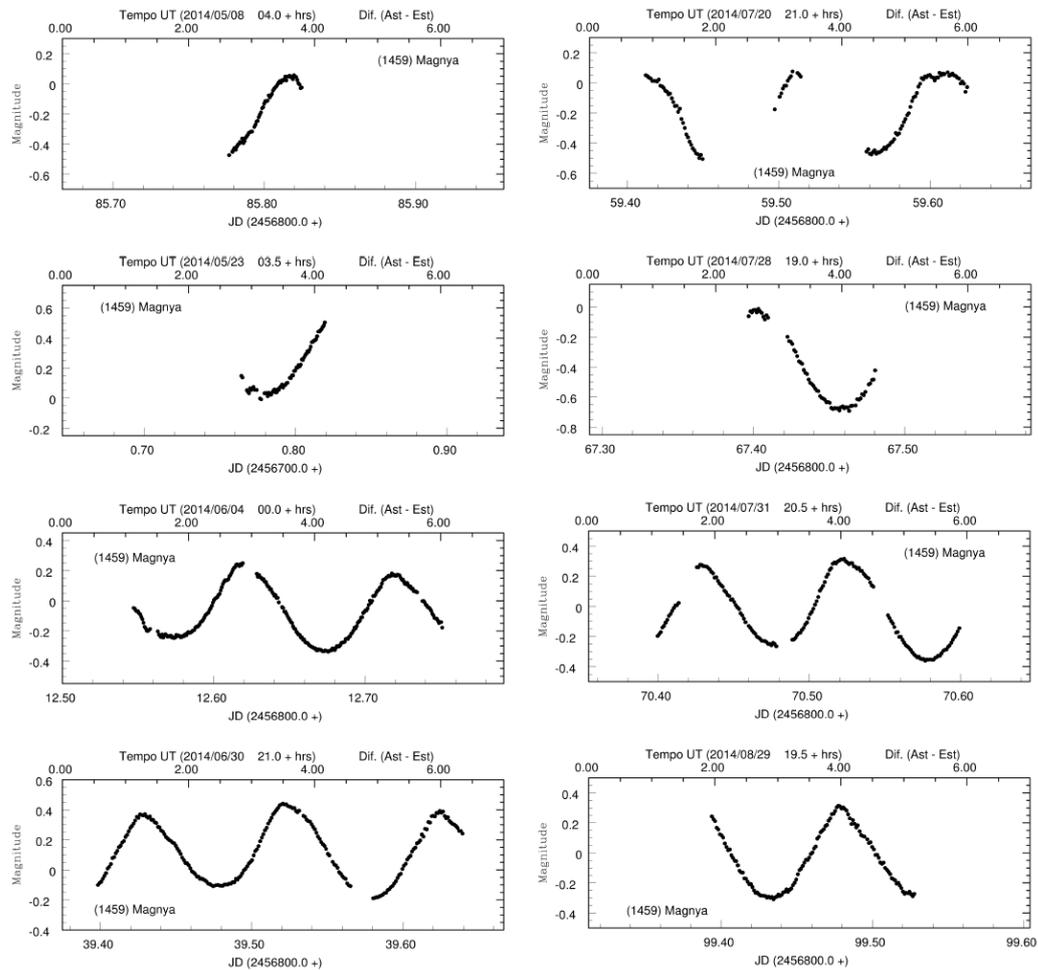


Figura 4.4.: Curvas de luz de (1459) Magnya observadas no OASI.

Tabela 4.2.: Dados observacionais de (1459) Magnya.

Data	AR	DE	Δ	r	α	Mag	Observatório
	J(2000)		(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)	
2002 04 22.02	13 52 15.2	-06 02 47	2.827	3.827	1.6	15.7	OPD/1.6m
2002 04 23.08	13 51 24.2	-06 01 07	2.827	3.827	1.8	15.7	OPD/1.6m
2004 08 11.21	02 10 18.4	-00 27 58	1.885	2.401	23.6	14.7	OPD/0.6m
2004 08 12.21	02 10 52.7	-00 23 58	1.873	2.401	23.5	14.7	OPD/0.6m
2004 09 21.27	02 11 45.3	+01 26 29	1.505	2.401	13.6	13.9	OPD/0.6m
2004 09 22.19	02 11 13.9	+01 28 20	1.499	2.402	13.3	13.9	OPD/0.6m
2004 10 17.81	01 49 14.8	+02 29 24	1.422	2.412	3.4	13.3	FO/0.21m ^a
2004 10 17.98	01 49 04.3	+02 29 55	1.422	2.412	3.4	13.3	FO/0.21m
2004 10 20.81	01 46 09.3	+02 39 00	1.424	2.414	3.3	13.3	FO/0.21m
2004 10 22.85	01 44 03.7	+02 45 57	1.427	2.415	3.6	13.3	FO/0.21m
2004 10 22.97	01 43 56.3	+02 46 23	1.427	2.415	3.6	13.3	FO/0.21m
2004 10 23.84	01 43 03.1	+02 49 28	1.429	2.416	3.8	13.3	FO/0.21m
2004 10 30.58	01 36 20.9	+03 15 50	1.449	2.420	6.2	13.5	BO/0.35m ^b
2004 11 03.44	01 32 45.3	+03 32 53	1.465	2.423	7.8	13.6	BO/0.35m
2004 11 06.10	01 30 25.2	+03 45 31	1.479	2.425	8.9	13.7	BO/0.66m ^c
2004 11 07.13	01 29 33.1	+03 50 36	1.485	2.426	9.3	13.7	BO/0.66m
2004 11 09.53	01 27 37.3	+04 02 49	1.499	2.428	10.3	13.8	BO/0.35m
2008 05 06.97	15 08 17.7	-20 59 20	2.625	3.631	1.4	15.4	OPD/0.6m
2008 05 08.23	15 07 10.8	-20 59 05	2.622	3.630	1.1	15.4	OPD/0.6m
2014 05 08.26	17 12 54.9	-34 30 06	2.468	3.349	9.8	15.5	OASI/1.0m
2014 05 23.25	17 00 59.7	-35 34 29	2.350	3.318	6.1	15.2	OASI/1.0m
2014 06 04.03	16 49 15.5	-36 08 59	2.299	3.294	4.2	15.1	OASI/1.0m
2014 06 30.86	16 23 15.2	-36 24 40	2.328	3.236	9.6	15.3	OASI/1.0m
2014 07 20.90	16 12 17.1	-35 59 51	2.460	3.192	14.5	15.6	OASI/1.0m
2014 07 28.88	16 10 50.6	-35 48 28	2.532	3.174	16.0	15.7	OASI/1.0m
2014 07 31.89	16 10 45.1	-35 44 28	2.561	3.167	16.4	15.7	OASI/1.0m
2014 08 29.88	16 21 41.7	-35 22 31	2.876	3.101	19.0	16.0	OASI/1.0m

^a Observatório R. P. Feynman, Gagliano del Capo, Itália.

^b Observatório Barfold, Glenhope, Victoria, Austrália.

^c Observatório Badlands, Quinn, South Dakota, USA.

Com o objetivo de aumentar a confiabilidade de nossos resultados, utilizamos 11 curvas de luz obtidas em outubro e novembro de 2004 por Reddy et al. (2005) e por Licchelli (2006). As circunstâncias observacionais de todas as curvas de luz utilizadas em nossa análise são dadas na tabela 4.2, onde para cada noite é dado o tempo de início da observação (tempo universal, TU), a ascensão reta, (AR), a declinação, (DE), as distâncias do asteroide à Terra, Δ , e ao Sol, r , o ângulo de fase, α , a magnitude visual, V, e o observatório.

Para a redução dos dados adquiridos no OASI e no OPD com o telescópio de 0.6m, foi utilizado o programa MaxIm DL, através da tarefa PHOTOMETRY, enquanto para os dados observados no OPD com o telescópio de 1.6m, a tarefa APPHOT do pacote IRAF foi utilizada. Em todos os casos, as imagens de ciência foram processadas da maneira padrão, utilizando imagens dark, bias e sky-flat.

Foi medido o fluxo de duas ou mais estrelas na vizinhança da trajetória do asteroide e com magnitude similar. Calculamos a diferença do fluxo (magnitudes relativa, asteroide - estrela) para cada uma das estrelas, as curvas de luz resultantes foram analisadas e descartadas as variáveis. Foi escolhida como estrela de referência aquela que apresentava a magnitude mais próxima à do asteroide. Uma vez obtidas as curvas de luz e as da literatura, todas foram corrigidas por tempo luz, ou seja, o tempo que a luz refletida do asteroide leva para chegar ao observador.

4.2.2. Resultado: direção do polo e forma

O método utilizado para determinar a direção do spin (polo) e a forma de Magnya é a inversão de curva de luz, descrito na seção 2.3.4. O método faz uso dos dados de curva de luz, assim como da geometria de observação. Os parâmetros a serem encontrados são o período de rotação, direção do polo e um modelo da forma. O modelo que melhor ajustou as observações é mostrado na Figura 4.5, a direção do polo determinada foi $\lambda = 159^\circ$ e $\beta = -75^\circ \pm 10^\circ$ (coordenadas eclípticas), o valor do período para o ajuste foi $P = 4.67910$ horas. Com a direção do

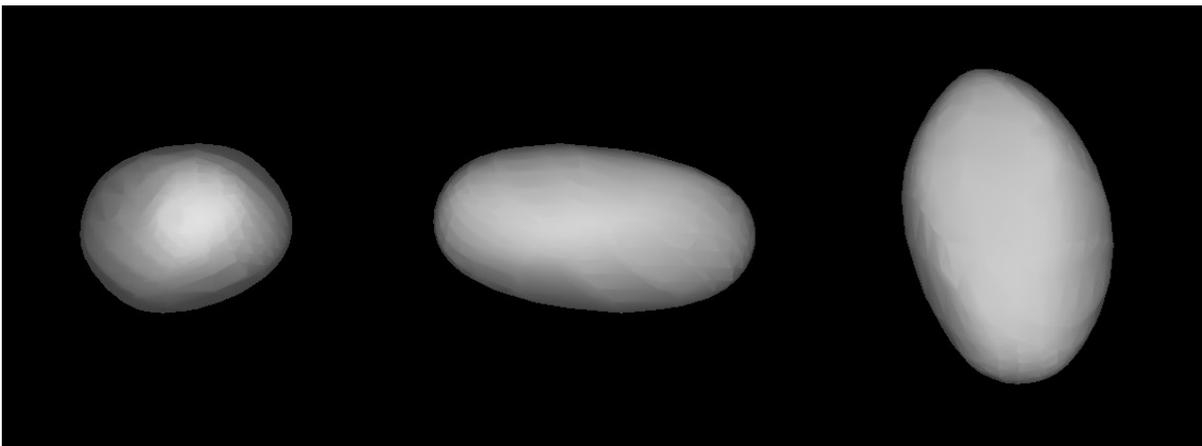


Figura 4.5.: Modelo de forma de (1459) Magnya.

polo obtida, se conseguiu determinar que as observações realizadas por [Hardersen et al. \(2004\)](#) em março de 2002, foram feitas com um ângulo de aspecto de $\phi = 156^\circ$ o que implica que [Hardersen et al. \(2004\)](#) observaram praticamente a superfície do polo sul, sendo possivelmente este fato o motivo principal da homogeneidade observada por eles.

Com o conhecimento da direção do polo e a forma de Magnya, campanhas observacionais podem ser melhor preparadas, visando melhor conhecer as propriedades de sua superfície e poder realizar inferências sobre sua origem. Um artigo com estes resultados foi submetido para publicação e é dado no Anexo C.

5 Aplicação a asteroides em órbita próxima da Terra - NEA

Os asteroides em órbita próxima da Terra, NEA, compõem uma população de pequenos corpos das mais interessantes para serem estudadas devido a diferentes características. Primeiramente, assim como os demais pequenos corpos do Sistema Solar, guardam informação sobre os estágios primordiais da formação. Em particular, a cronologia dos diversos eventos ocorridos é estudada em grande detalhe nos meteoritos que provêm diretamente de NEA.

Um segundo ponto importante é de que por ser uma população transiente o estudo de suas propriedades físicas pode ajudar a compreender não apenas sua proveniência, mas também as rotas dinâmicas que os transportam até sua localização atual. Estudos dinâmicos (para uma revisão sobre o tópico ver, por exemplo, [Morbidelli et al., 2002](#)) indicam que o tempo de vida de um objeto na região dos NEA é da ordem de poucos milhões de anos. Isto implica que não podem ter permanecido em suas localizações atuais desde o início do Sistema Solar e, mais importante ainda, que a população deve estar sempre sendo renovada com objetos entrando e outros sendo ejetados da região.

Um terceiro aspecto é de que por se aproximarem da Terra, podem ser estudados com telescópios menores além do fato de ser possível observar objetos bem menores do que no Cinturão Principal ([Binzel et al., 2002](#)). Neste sentido o estudo desta população nos permite obter informações sobre as propriedades físicas dos menores corpos do Sistema Solar.

Uma última característica, não menos importante, é a de que a população dos NEA representa um risco para a Terra devido à possibilidade de colisão com esta. Atualmente acredita-se que todas as maiores extinções em massa ocorridas ao longo da história da Terra tenham tido como causa a colisão de um NEA de tamanho da ordem de quilômetros. Talvez a mais famosa, a que causou a extinção dos dinossauros a 65 milhões de anos atrás, foi citada no capítulo anterior.

Por todos esses motivos, o conhecimento das propriedades físicas de um número estatísti-

camente significativo de NEA é objetivo de diversos estudos e foi o motivador do presente trabalho dentro da proposta do projeto IMPACTON. O projeto IMPACTON teve como objetivo a instalação de um telescópio robótico no Brasil para realizar o seguimento e a caracterização das propriedades físicas de NEA. A proposta do projeto IMPACTON foi formulada não só com o objetivo de ampliar e consolidar os estudos sobre o tema, mas também, de modo pioneiro, montar toda uma infraestrutura física dedicada à observação remota de pequenos corpos no Sistema Solar. Esta infraestrutura incluiu escolha de sítio, construção de obras civis, instalação de equipamentos, disposição de facilidades de energia e transmissão de dados e implantação do sistema de operação remota.

O projeto IMPACTON foi instalado no município de Itacuruba (PE) no que passou a ser denominado de Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI). O telescópio ótico, com espelho principal de 1.0 metro de diâmetro, está equipado com câmaras CCD e conjuntos de filtros de banda larga. Em fevereiro de 2013, o OASI recebeu do Minor Planet Center da União Astronômica Internacional o código Y28, Nova Itacuruba. Desde janeiro de 2014 as observações passaram a serem feitas remotamente da sala de observações remotas da Coordenação de Astronomia e Astrofísica do ON.

Vale aqui ser mencionado que embora o projeto tenha iniciado formalmente em 2005, quando foram aprovados recursos para a compra do telescópio, e que a primeira luz do telescópio tenha ocorrido em março de 2011, o início efetivo dos projetos científicos ocorreu apenas em 2012. Como todo projeto pioneiro e instrumental, sofreu com problemas técnicos que obrigaram a interrupção dos programas de observação por diversas vezes, afetando diretamente o presente trabalho. De qualquer forma, o volume e qualidade de dados obtidos que serão descritos a seguir é uma demonstração do potencial do projeto.

Dentro dos objetivos do projeto IMPACTON, o presente trabalho visou determinar as propriedades rotacionais, período e direção do eixo de rotação, e um modelo de forma para um número significativo de NEA. Vale ressaltar que o estudo estatístico destas propriedades pode fornecer indícios importantes sobre a evolução colisional destes corpos. É de se remarcar que exatamente entre os membros desta população foram detectados rotadores extremamente rápidos, período de rotação da ordem de minutos, os quais são, muito provavelmente, fragmentos “monolíticos” de corpos maiores (Pravec et al., 2000a, 2002). Estudos recentes também indicam a presença de muitos sistemas binários entre os NEA, sendo que o primário possui uma rotação muito rápida a qual deve ter sido responsável pela formação do segundo corpo (Pravec et al., 2002).

No que segue, vamos inicialmente definir a amostra selecionada para estudo assim como a obtenção dos dados, da observação à redução. Em seguida detalharemos a análise feita para

cada objeto individualmente e os resultados obtidos. Na última sessão iremos então discutir coletivamente os resultados obtidos.

5.1. A amostra

Neste trabalho utilizamos a definição de NEA como sendo um corpo cuja órbita tem periélio menor do que 1.3 UA. Esses objetos tem sido tradicionalmente divididos nos subgrupos Amor, Aten e Apollo dependendo de seu semieixo maior, a , da distância ao periélio, q , e ao afélio, Q (Shoemaker et al., 1979), sendo:

Amor: $a > 1$ UA e $1.017 < q \leq 1.3$ UA

Apollo: $a > 1$ UA e $q \leq 1.017$ UA

Aten: $a < 1$ UA e $Q > 0.983$ UA

Pelas definições acima, os objetos Aten e Apollo cruzam a órbita da Terra e os Amor apenas se aproximam desta. Vale ressaltar, entretanto, que variações orbitais devidas às perturbações planetárias podem levar um objeto a mudar de um grupo para outro em intervalos de tempo de centenas de anos (Milani et al., 1989). A descoberta do asteroide 1998 DK30 (Tholen and Whiteley, 1998) cuja órbita se encontra totalmente dentro da órbita da Terra, levou a formulação de um novo grupo inicialmente denominado de *Apohele* e de *IEO*, objeto interno à Terra (Michel et al., 2000). Com a melhor determinação de sua órbita o asteroide passou a ser identificado como (163693) Atira, e o grupo, do qual atualmente se conhecem 12 objetos, de Atira (www.neo.jpl.nasa.gov/neo/groups.html).

A seleção dos objetos a serem observados levou em consideração as seguintes condições: 1) ser um NEA, 2) não ter período de rotação publicado, 3) ser observável do OASI por ao menos três meses, 4) ter magnitude V menor do que 18.5, e 5) não ter um movimento diferencial muito grande no instante da observação. A partir destes critérios foram selecionados 50 objetos. Devido aos problemas técnicos mencionados acima, assim como às condições meteorológicas, apenas 39 tiveram alguma observação realizada e para cerca de metade destes não foi possível determinar suas propriedades rotacionais. Também vale ressaltar que ao longo do desenvolvimento deste trabalho diversos asteroides passaram a ter período de rotação publicado os quais serão discutidos e comparados com os obtidos a partir de nossas observações. Na Tabela 5.1 para cada objeto observado é dado: a denominação, os parâmetros orbitais (a , e , i , q e Q), a magnitude absoluta (H), o diâmetro (D , estimado utilizando um albedo de 0.12) e o grupo ao qual pertence.

Tabela 5.1.: Amostra de objetos observados.

Asteroide	a (UA)	e	i	q (UA)	Q (AU)	H	D^a (km)	Grupo
(24445) 2000 PM8	2.21	0.54	23.86	1.006	3.415	14.6	4.7	Amor
(25916) 2001 CP44	2.56	0.49	15.75	1.284	3.836	13.5	7.8	Amor
(39796) 1997 TD ^c	2.25	0.47	12.92	1.193	3.305	15.8	2.7	Amor
(68063) 2000 YJ66 ^c	2.33	0.45	5.75	1.269	3.400	15.4	3.2	Amor
(85818) 1998 XM4 ^b	1.66	0.42	62.71	0.966	2.347	15.4	3.2	Apollo
(85628) 1998 KV2	1.59	0.33	13.03	1.046	2.121	17.1	1.5	Amor
(85867) 1999 BY9 ^b	1.83	0.30	0.94	1.277	2.383	18.0	1.0	Amor
(90075) 2002 VU94	2.13	0.57	8.91	0.904	3.362	15.2	3.5	Apollo
(99248) 2001 KY66 ^c	1.86	0.50	10.62	0.920	2.814	16.3	2.1	Apollo
(112221) 2002 KH4 ^c	2.27	0.44	58.75	1.259	3.279	15.5	3.1	Amor
(136923) 1998 JH2	2.13	0.44	6.62	1.191	3.078	16.2	2.2	Amor
(137062) 1998 WM ^c	1.22	0.31	22.51	0.838	1.610	16.5	1.9	Apollo
(138095) 2000 DK79	1.77	0.41	60.68	1.040	2.512	15.9	2.6	Amor
(142781) 2002 UM11 ^b	1.95	0.38	41.03	1.195	2.707	16.1	2.3	Amor
(143409) 2003 BQ46	1.95	0.35	8.17	1.265	2.634	17.8	1.1	Amor
(154007) 2002 BY ^b	1.81	0.35	2.72	1.188	2.448	17.9	1.0	Amor
(155334) 2006 DZ169	2.03	0.41	6.62	1.203	2.866	16.9	1.6	Amor
(159533) 2001 HH31 ^c	1.65	0.29	12.85	1.766	2.132	17.6	1.2	Amor
(162186) 1999 OP3 ^b	2.71	0.61	27.57	1.056	4.364	15.1	3.7	Amor
(162273) 1999 VL12	1.59	0.23	20.18	1.217	1.970	17.0	1.5	Amor
(162566) 2000 RJ34 ^b	2.63	0.57	13.86	1.121	4.149	15.7	2.8	Amor
(168378) 1997 ET30	2.14	0.45	6.81	1.179	3.097	16.8	1.7	Amor
(190166) 2005 UP156 ^b	2.11	0.47	4.21	1.120	3.108	17.1	1.5	Amor
(199194) 2006 AO4 ^c	2.63	0.58	24.39	1.095	4.162	15.4	3.2	Amor
(209924) 2005 WS55	2.03	0.45	23.78	1.108	2.949	16.3	2.1	Amor
(214088) 2004 JN13	2.87	0.69	13.33	0.870	4.877	15.3	3.4	Apollo
(214869) 2007 PA8 ^c	2.82	0.66	1.98	0.956	4.692	16.4	2.0	Apollo
(242450) 2004 QY2 ^c	1.08	0.48	37.03	0.567	1.601	15.0	3.9	Apollo
(243566) 1995 SA	2.46	0.64	19.45	0.883	4.035	17.4	1.3	Apollo
(249595) 1997 GH28 ^b	2.00	0.37	7.01	1.260	2.748	17.6	1.2	Amor
(251346) 2007 SJ	2.01	0.53	8.19	0.938	3.090	16.8	1.7	Apollo
(275976) 2001 XV10 ^b	2.21	0.58	22.28	0.919	3.495	16.1	2.3	Apollo
(276397) 2002 XA40	2.26	0.48	4.45	1.172	3.353	17.1	1.5	Amor
(308127) 2004 XM130 ^c	2.33	0.46	28.14	1.247	3.407	17.9	1.0	Amor
(312473) 2008 SX245	1.99	0.46	11.82	1.079	2.906	18.4	0.8	Amor
(326732) 2003 HB6	2.72	0.57	6.59	1.164	4.272	17.6	1.2	Amor
(330825) 2008 XE3	2.61	0.55	7.47	1.172	4.042	16.3	2.1	Amor
2006 VY13	2.92	0.61	4.67	1.129	4.718	17.1	1.5	Amor
2011 YV15 ^c	2.84	0.54	5.97	1.290	4.394	17.1	1.5	Amor

^a Diâmetro estimado utilizando um albedo de 0.12.

^b Determinação de uma estimativa para o período.

^c Sem propriedades rotacionais determinadas.

5.2. Observações e processamento dos dados

As observações foram realizadas no Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI) desde março de 2012 até outubro de 2014 ao longo de 14 missões observacionais. A maioria das observações foram realizadas com uma câmera CCD 1024 X 1024 Apogee Alta U47 com resfriamento termoelétrico, que acoplada ao telescópio fornece um campo de 5.9×5.9 arcmin e uma escala de placa no plano focal de 0.343 arcsec/pix. Para as observações de outubro e novembro de 2014 utilizamos uma câmera CCD 2048 X 2048 Apogee U42, também com resfriamento termoelétrico, a qual fornece um campo de 11.8×11.8 arcmin. O filtro utilizado na maioria das observações foi o R de Johnson, sendo que apenas algumas observações foram realizadas com o filtro V de Johnson (março de 2012).

Para a calibração de imagens foram feitas imagens de bias, dark e sky-flat. Dez imagens de bias eram obtidas no início de cada noite, enquanto imagens dark antes e/ou depois e com o mesmo tempo de integração das imagens de ciência. Sky-flat foram obtidos geralmente no começo da noite (quando não foi possível, no final da noite), com tempos de integração de 0.5, 1 ou 2 segundos visando obter um número de ftons acima da metade do nível de saturação do CCD. O tempo de integração das imagens de ciência foi determinado levando em consideração o brilho e o movimento do alvo durante a noite, em média tempos entre 30 e 150 segundos foram utilizados.

Todas as imagens de ciência e de calibração foram reduzidas com a tarefa *Photometry* do programa MaxIm DL. O procedimento de calibração padrão foi utilizado, corrigindo as imagens de ciência por dark, bias e sky-flat. Devido a problemas técnicos ou más condições atmosféricas, em algumas noites não foram adquiridas imagens sky-flat e, para realizar a calibração das imagens ciência foram utilizadas imagens de noites adjacentes. Este procedimento é aceitável quando se utiliza fotometria relativa, como no nosso caso.

Durante o processo de redução dos dados, foi medido o fluxo de duas o mais estrelas nas cercanias da trajetória e com um brilho similar a do asteroide, depois, foi calculada a diferença entre a magnitude do asteroide e a das estrelas (magnitude relativa). A análise desta diferença permitiu eliminar estrelas variáveis, sendo utilizada como estrela de referência aquela com magnitude mais próxima à do asteroide.

5.3. Determinação das propriedades rotacionais e forma

Todas nossas curvas de luz foram construídas utilizando magnitude relativa, i.e., a diferença entre a magnitude instrumental do asteroide e a de uma estrela do campo. A determinação do

período de rotação de nossos alvos foi feita utilizando o método da análise de séries de Fourier, descrito na seção 2.2. Os gráficos das curvas individuais para cada asteroide são apresentados utilizando a mesma escala de magnitude relativa para melhor visualizar a variação da amplitude.

Para a determinação da direção do eixo de rotação e modelo de forma convexa, utilizamos o método da inversão de curva de luz (ICL) descrito na seção 2.3.4. Os programas utilizados para desenvolver a análise e que contém o formalismo da ICL, são livres e se encontram no site da base de dados de modelos calculados através de técnicas de inversão (DAMIT, Database of Asteroids Models by Inversion Theorems, [Durech et al., 2010](#)). A informação introduzida nos programas basicamente é: a data de observação, o brilho do asteroide, a geometria de observação (distância do asteroide ao Sol e à Terra), o ângulo e a data de rotação inicial, e os parâmetros a serem determinados, ou seja, direção de spin e período de rotação.

Na base de dados é possível encontrar atualmente modelos para quase 400 asteroides, dos quais só 13 correspondem a NEA. [Kaasalainen and Torppa \(2001\)](#) e [Kaasalainen et al. \(2001\)](#) estabelecem um erro de $\pm 10^\circ$ na determinação da direção do polo, e o erro nos valores do período sendo da ordem da última decimal fornecida

No que segue vamos apresentar as curvas de luz e os resultados para cada asteroide estudado individualmente. Para cada um é apresentada uma tabela com os dados observacionais sempre na seguinte ordem: 1) data, 2) ascensão reta, AR, 3) declinação, DEC (ambas no referencial J2000), 4) tempo total observado durante uma noite, considerado como o transcorrido entre a primeira e última imagem, mesmo que tenham ocorrido interrupções, 5) distância à Terra, Δ , 6) distância ao Sol, r , 7) ângulo de fase, α e 8) magnitude V. Os modelos de forma convexa são mostrados em três diferentes configurações de um referencial Cartesiano centrado no asteroide, visualizando os eixos positivos X , Y e Z à esquerda, ao centro e à direita das figuras, respectivamente.

5.3.1. (24445) 2000 PM8

O asteroide (24445) 2000 PM8 foi observado durante treze noites entre outubro de 2013 e abril de 2014, sendo as circunstâncias observacionais dadas na Tabela 5.2. A Figura 5.1 mostra as curvas de luz individuais. Para este e os outros objetos, a busca do valor do período de rotação se realiza utilizando principalmente aquelas curvas de luz com melhor qualidade.

As treze noites de observação de (24445) 2000 PM8 correspondem a três temporadas e utilizamos noites de cada conjunto para realizar a procura do período. As curvas de luz compostas são dadas na Figura 5.2. Os dois melhores ajustes correspondem aos conjuntos de outubro-

novembro e dezembro, resultando em períodos de 6.802 e 6.807 horas, respectivamente. As noites de março fornecem um valor de $P = 6.810$ horas, todos obtido com um ajuste de ordem 5. Concluimos que o valor de $P = 6.805 \pm 0.005$ horas seria o mais representativo dos dados.

Tabela 5.2.: Dados observacionais de (24445) 2000 PM8.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2013 10 30.23	08 42 24.1	-18 18 47	2.0	0.409	1.006	76.4	15.3
2013 11 07.19	09 09 51.7	-24 37 55	2.25	0.459	1.007	74.7	15.5
2013 11 09.19	09 16 05.7	-25 57 37	2.5	0.472	1.009	74.1	15.6
2013 11 10.18	09 19 05.7	-26 35 05	2.75	0.478	1.011	73.8	15.6
2013 12 04.18	10 16 44.6	-36 58 28	2.75	0.615	1.083	64.2	16.0
2013 12 07.20	10 22 06.0	-37 49 33	2.75	0.629	1.097	62.9	16.0
2013 12 09.17	10 25 22.2	-38 20 23	3.0	0.637	1.107	62.1	16.1
2013 12 10.15	10 26 55.8	-38 35 03	3.25	0.641	1.112	61.6	16.1
2013 12 13.18	10 31 27.7	-39 17 36	2.75	0.652	1.128	60.3	16.1
2014 02 01.07	10 37 25.6	-40 07 32	5.0	0.717	1.466	36.3	16.2
2014 03 27.91	09 56 23.6	-13 57 24	3.0	0.986	1.873	19.4	16.9
2014 03 31.91	09 57 08.0	-12 10 18	5.0	1.031	1.901	20.2	17.1
2014 04 02.03	09 57 25.5	-11 41 46	1.25	1.044	1.909	20.4	17.1

Podemos notar que a amplitude diminui das primeiras observações às últimas, e que a curva de luz muda de uma forma regular para uma irregular. Isto possivelmente indica que o asteroide foi observado próximo do equador inicialmente e depois com uma inclinação maior, tendo uma superfície regular no equador e irregular em um de seus polos.

Na literatura podem-se encontrar vários valores de período para este asteroide. Warner (2014b) obteve um valor de $P = 6.811 \pm 0.005$ horas a partir de observações em 7 noites, de 5 a 11 de agosto de 2013. Jahn and Kretlow (2014) forneceram um valor de $P = 6.81 \pm 0.03$ horas, utilizando três noites, 19, 20 e 25 de setembro de 2013. Esses valores estão em acordo com o aqui determinado. Por fim, Warner (2014d) determina um valor de $P = 6.76 \pm 0.02$ horas da análise de cinco noites em abril de 2014.

Para comprovar se o objeto apresenta alguma assimetria na sua forma utilizamos tanto nossos dados como os dados no MPC (Minor Planet Center) para realizar uma busca da direção de spin e calcular um modelo da forma para (24445) 2000 PM8.

Um total de 25 curvas de luz foram utilizadas para determinar a direção de spin e modelo de forma de (24445) 2008 PM8, 13 foram observadas no OASI e 12 obtidas do MPC, resultando

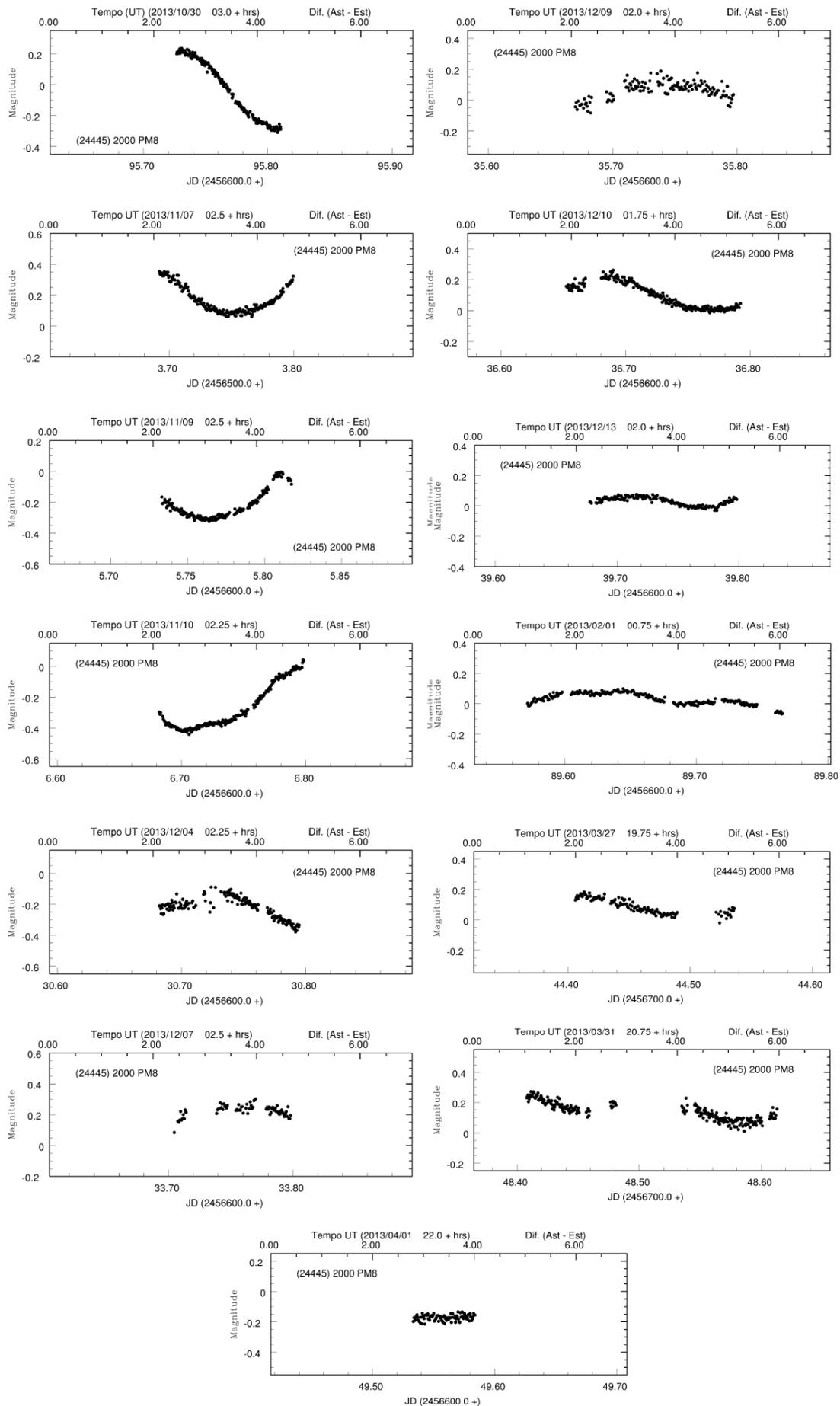


Figura 5.1.: Curvas de luz de (24445) 2000 PM8.

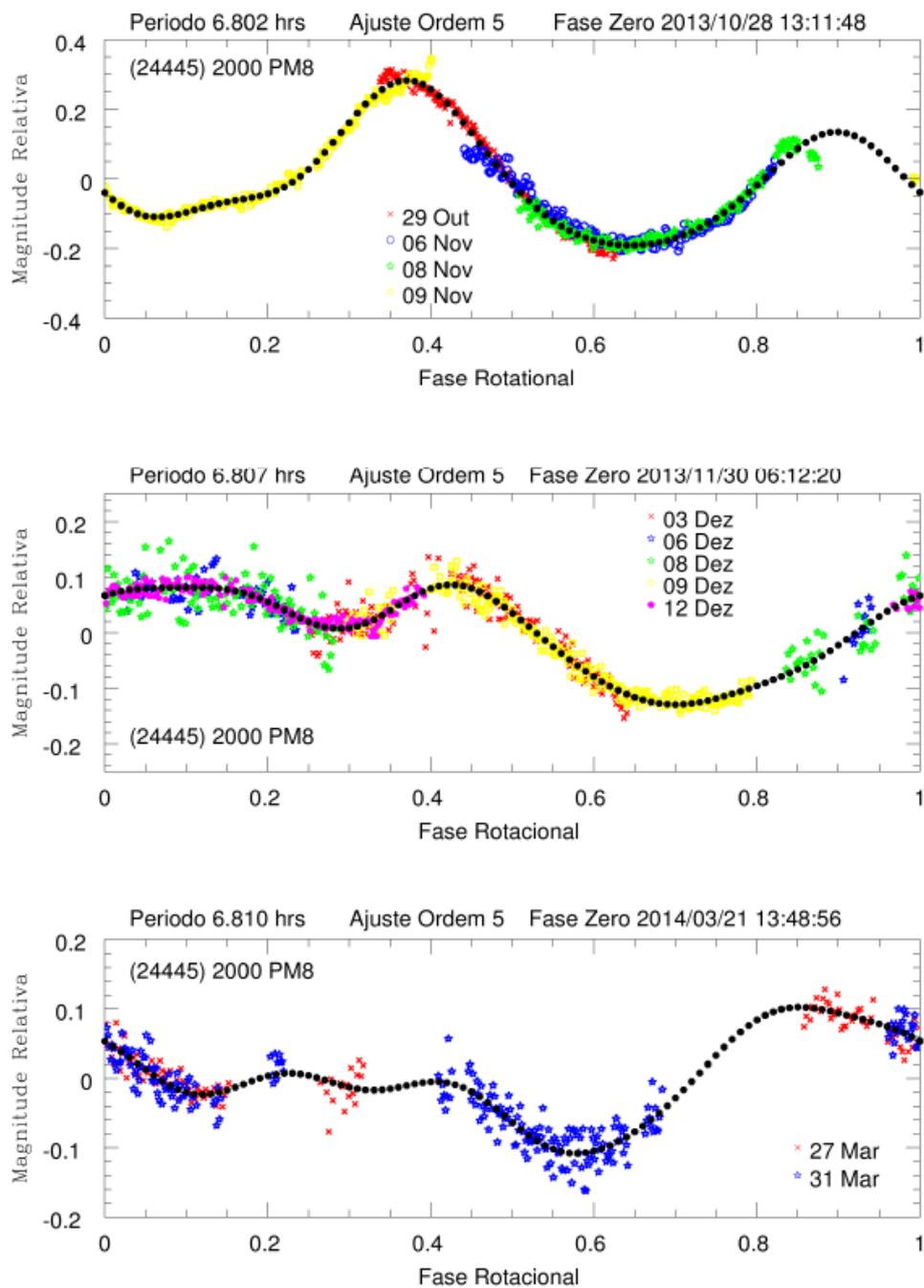


Figura 5.2.: Curvas de fase para (24445) 2000 PM8 utilizando observações de outubro-novembro/2013, de dezembro/2013 e de março/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste. Para esta e as outras figuras mostrando as curvas de luz compostas, é mostrado o número da noite do começo da observação.

em mais de 8 meses de observação e valores de ângulos de fase entre $\sim 19^\circ$ e $\sim 77^\circ$.

Warner (2014d) baseado nas amplitudes e valores da longitude dos ângulos de fase bise-
tor (L_{PAB}) de suas observações ($A = 0.25mag.$, $L_{PAB} \sim 5^\circ$), das de Warner (2014b) ($A = 0.19mag.$, $L_{PAB} \sim 169^\circ$) e das de Jahn and Kretlow (2014) ($A \sim 0.65 - 0.95mag.$, $L_{PAB} \sim 47^\circ$), propôs que a direção do eixo de rotação deveria ter uma latitude eclíptica próxima a 0° ou 180° e a longitude afastada do polo eclíptico.

A direção de spin que melhor ajustou as curvas de luz foi, longitude eclíptica, $\lambda = 93^\circ$ e latitude eclíptica $\beta = -59^\circ$, e um período de rotação de $P = 6.8123$ horas. A direção de spin não concorda com a proposta de Warner (2014d). Ainda que, considerando essa direção e a forma determinada para (24445) 2000 PM8, a qual é dada na Figura 5.3, a maior amplitude observada por Jahn and Kretlow (2014) poderia ser explicada pelo ângulo de aspecto $\phi = 75 - 85^\circ$ em comparação com os de Warner (2014b), $\phi \approx 40 - 43^\circ$ e Warner (2014d), $\phi = 154^\circ$, determinados a partir da direção do spin ($\lambda = 93^\circ$, $\beta = -59^\circ$). Para às curvas do OASI, o ângulo de aspecto varia entre $\phi \sim 130 - 150^\circ$, correspondendo com a diminuição da amplitude observada e às mudanças na formas das curvas.

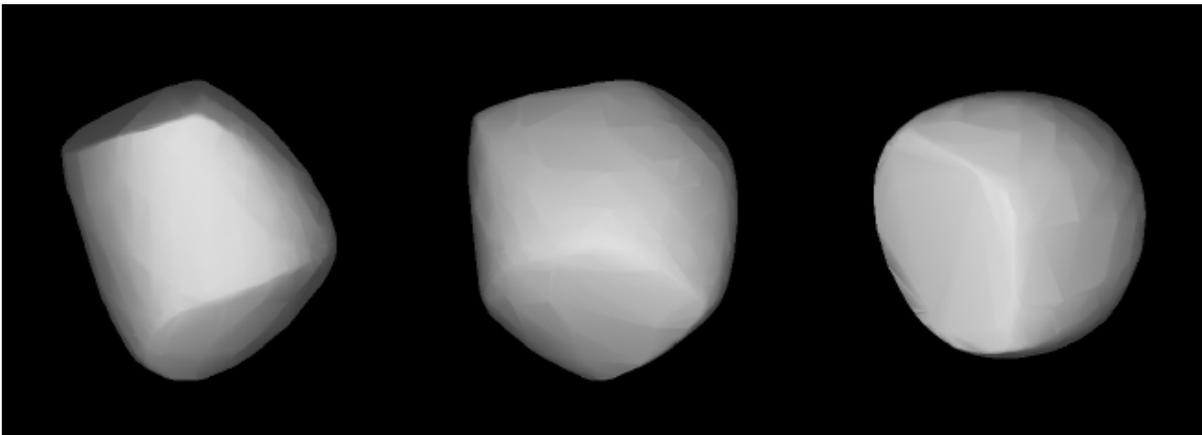


Figura 5.3.: Modelo de forma para (24445) 2000 PM8. Determinado a partir do spin $\lambda = 93^\circ$, $\beta = -59^\circ$.

O modelo de (24445) 2000 PM8 não parece mostrar uma diferença significativa nas faces equatoriais que pudesse provocar uma diferença de ≈ 0.6 magnitudes na amplitude entre as observações de Warner (2014d) e as de Jahn and Kretlow (2014), esta diferença talvez possa ser explicada pela combinação dos ângulos de fase e aspecto, assim como a forma.

Outra direção de spin que forneceu um ajuste relativamente bom foi $\lambda = 180^\circ$ e $\beta = -57^\circ$, sendo que esta de acordo com a suposição feita por Warner (2014d). Calculamos o modelo e os respectivos ângulos de aspecto a partir desta direção de spin sendo a forma apresentada na Figura 5.4. Esta mostra uma diferença significativa na fase equatorial, enquanto o ângulo de aspecto para as observações de Warner (2014b) e de Jahn and Kretlow (2014) resulta similar

($\phi \sim 52^\circ$). Devido a este último fato, não haveria motivo para observar uma amplitude bastante diferente nas observações de Warner (2014b) e de Jahn and Kretlow (2014) (Figura 5.5). Por este motivo descartamos este modelo. O período de rotação utilizado no ajuste foi também de $P = 6.8123$ horas.

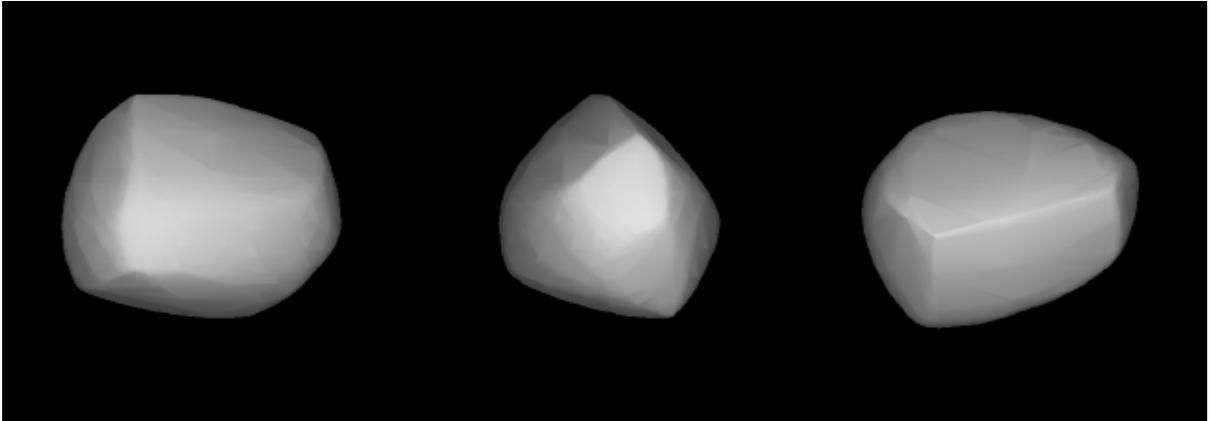


Figura 5.4.: Modelo de forma para (24445) 2000 PM8. Determinado a partir do spin $\lambda = 180^\circ$, $\beta = -57^\circ$.

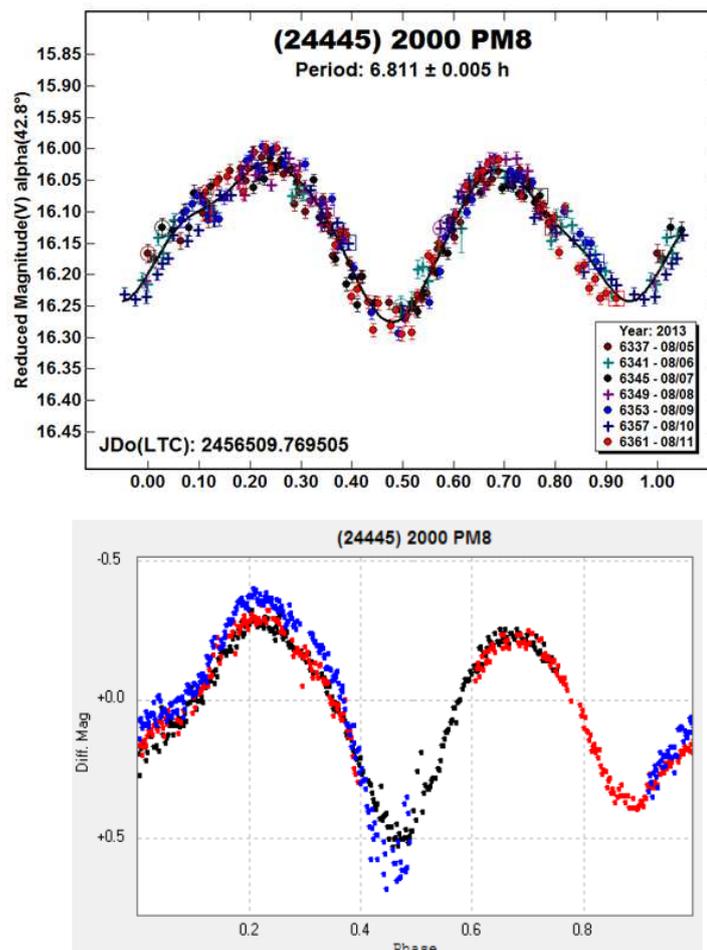


Figura 5.5.: Curvas de fase de (24445) 2000 PM8 de Warner (2014b) (acima) e Jahn and Kretlow (2014) abaixo.

5.3.2. (25916) 2001 CP44

Foram obtidos dados em dez noites entre junho e outubro de 2014 do asteroide, membro do grupo dos Amor. A Tabela 5.3 contém as efemérides das noites observadas e a Figura 5.6 mostra as curvas de luz para cada noite.

Obtivemos uma boa cobertura temporal de observação em três temporadas, junho-julho, agosto e outubro de 2014. Realizamos, portanto, uma análise para cada conjunto e nossos resultados são os seguintes: o melhor ajuste para duas noites utilizadas de junho-julho foi com um período de 4.276 horas e uma ordem 5, para os dados de três noites de agosto o valor foi de 4.599 horas com uma ordem 6, o mesmo valor de 4.599 horas e uma ordem 4 foi determinado para duas noites de outubro. Os ajustes obtidos são mostrados na Figura 5.7. O resultado das noites de junho-julho em principio parece mostrar uma rotação completa, mas examinando os resultados dos dados de agosto e outubro, percebe-se que um dos mínimos não foi observado totalmente, provocando assim um valor de período um pouco menor. Assumimos, portanto, um valor de período de $P = 4.599 \pm 0.002$ horas para (25916) 2001 CP44.

Tabela 5.3.: Dados observacionais de (25916) 2001 CP44.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	(°)	(V)
2014 06 29.15	23 30 59.4	-20 50 15	1.5	0.500	1.285	47.4	14.4
2014 07 01.18	23 38 20.9	-21 22 44	3.5	0.498	1.287	47.2	14.4
2014 07 06.14	23 55 38.3	-22 42 51	4.0	0.494	1.291	46.6	14.4
2014 07 31.16	01 02 15.1	-29 24 45	2.75	0.508	1.342	41.0	14.4
2014 08 03.20	01 07 28.0	-30 11 27	0.75	0.512	1.352	40.0	14.4
2014 08 22.11	01 24 23.0	-34 29 01	5.25	0.550	1.425	33.3	14.5
2014 08 26.09	01 24 34.6	-35 11 42	5.5	0.560	1.442	31.8	14.5
2014 08 29.07	01 24 00.8	-35 39 43	6.25	0.569	1.456	30.8	14.5
2014 10 17.91	00 38 07.1	-31 51 51	6.5	0.863	1.731	23.2	15.6
2014 10 23.94	00 34 49.0	-30 08 37	6.5	0.923	1.767	23.8	15.8

Para este objeto, valores do período foram publicados por [Elenin and Molotov \(2012\)](#) e [Warner \(2014e,d\)](#). Baseados em 3 noites, 30 e 31 de outubro e 1 de novembro de 2010, [Elenin and Molotov \(2012\)](#) reportaram um valor de $P = 4.19 \pm 0.01$ horas e uma amplitude de $A = 0.28$ mag.. [Warner \(2014e\)](#) fornece um valor de $P = 3.871 \pm 0.002$ e amplitude de $A = 0.35$ mag., utilizando 4 noites de março de 2014. Finalmente, [Warner \(2014d\)](#) reanalisando os dados das noites de março de 2014, estabelece um valor mais em acordo com o de [Elenin and Molotov \(2012\)](#), $P = 4.208 \pm 0.003$ horas. Nosso resultado para junho-julho é similar ao dos autores acima, mas a cobertura completa de rotação, nos dá uma certeza de que o valor de 4.599 é o

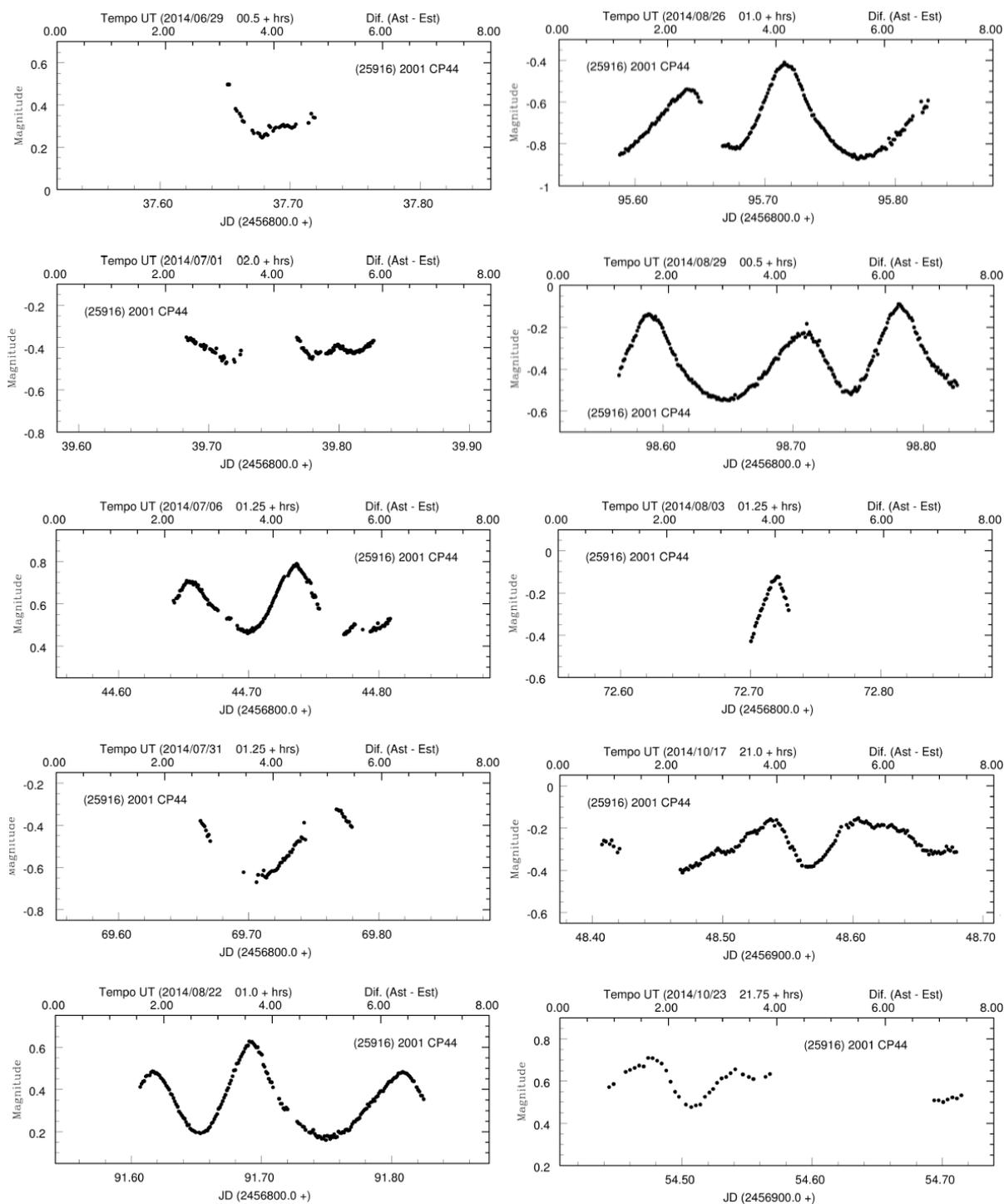


Figura 5.6.: Curvas de luz de (25916) 2001 CP44.

correto.

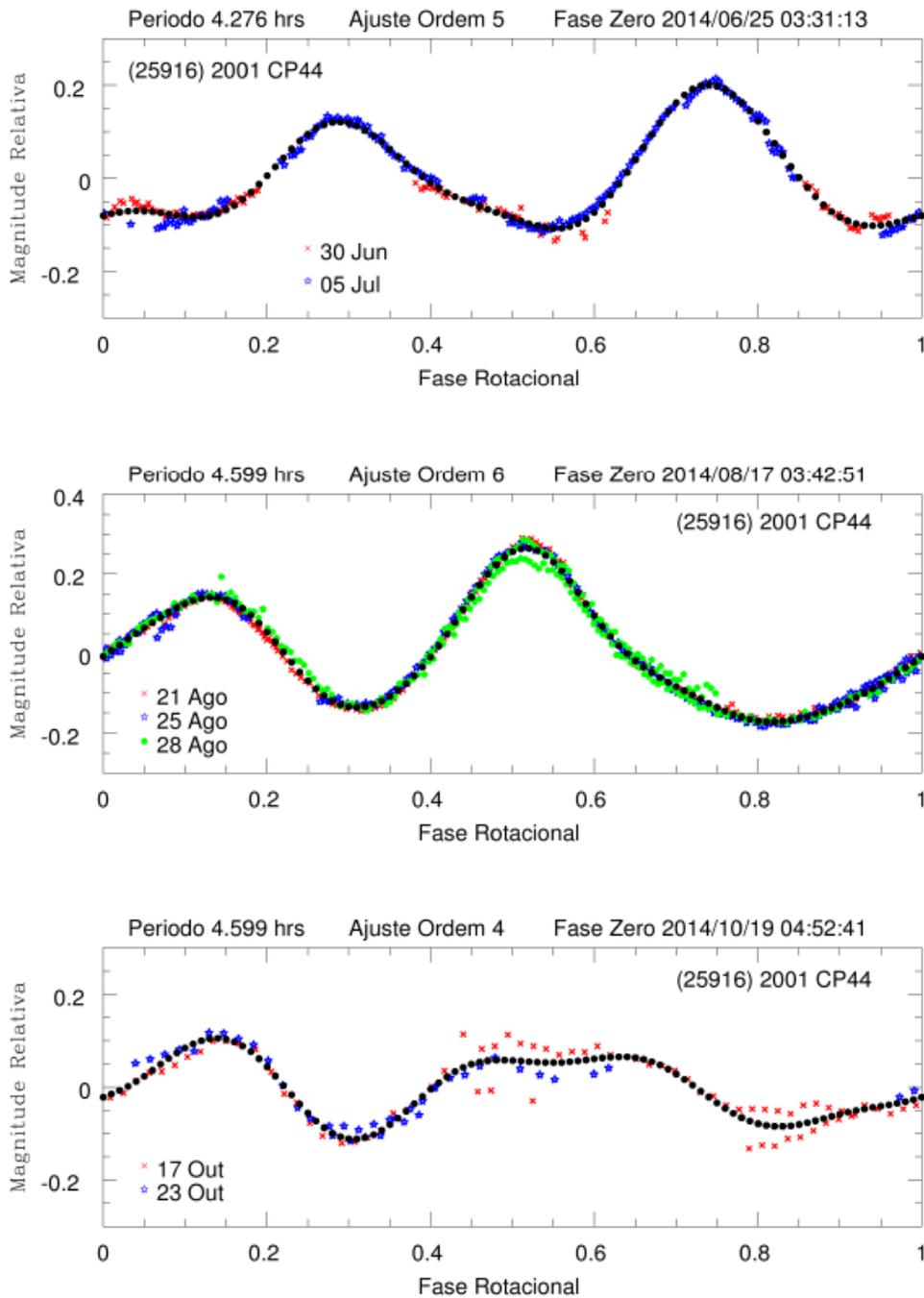


Figura 5.7.: Curva de fase para (25916) 2001 CP44 utilizando observações de junho-julho/2014, de agosto/2014 e de outubro/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Não podemos descartar a possibilidade de (25916) 2001 CP44 ser um asteroide com a direção do seu eixo de spin precessando ou, *tumbling*. Uma característica das curvas de luz de asteroides com eixo precessante é a mudança no valor do período. No entanto, seria bastante estranho que o valor do período mudasse de julho para agosto enquanto de agosto para outubro permanecesse exatamente igual.

As curvas de agosto apresentam uma amplitude um pouco maior em comparação às de junho-julho, e diminuindo para outubro. Também, os máximos apresentam uma diferença evidente em brilho, e o pico de maior brilho presente em julho e agosto desaparece em outubro. Uma possibilidade para este comportamento nas curvas seria um objeto com forma um pouco oblata e com suas faces equatoriais distintas. Realizamos uma análise com o método de inversão de curva de luz (ICL) utilizando nossos dados e os de Warner (2014d,e).

Para determinar a direção do eixo de spin de (25916) 2001 CP44 contamos com 14 curvas de luz, 10 foram observadas no OASI e outras quatro dadas por Warner (2014e,d), cobrindo um total de 7 meses e ângulos de fase entre 23 e 48°.

Na análise, a direção que forneceu o melhor ajuste foi a longitude e latitude eclíptica, $\lambda = 325^\circ$ e $\beta = 37^\circ$. O período de rotação resultante foi de $P = 4.5982$ horas. O modelo calculado é mostrado na Figura 5.8.

Estabelecemos acima que possivelmente (25916) 2001 CP44 teria uma forma um pouco oblata com suas faces equatoriais distintas. O modelo resultante concorda com essa descrição.

Calculamos os ângulos de aspecto a partir da direção determinada, resultando similar para junho-julho (ângulo de fase $\alpha \sim 46^\circ$), agosto (ângulo de fase $\alpha \sim 32^\circ$) e outubro (ângulo de fase $\alpha \sim 23^\circ$), sendo $\phi \approx 126 - 128^\circ$. As amplitudes de junho-julho e agosto são similares ($A \approx 0.35 - 0.40\text{mag.}$), entretanto, em outubro o máximo de maior brilho desaparece (Figura 5.7). Pela forma determinada e os ângulos de aspecto calculados, não teria motivo algum para isso acontecer. Possivelmente a falta desse máximo seja devida a que as noites não foram totalmente fotométricas, como pode ser evidenciado da dispersão dos dados e pela falta de traços nas curvas individuais das noites de outubro (Figura 5.6).

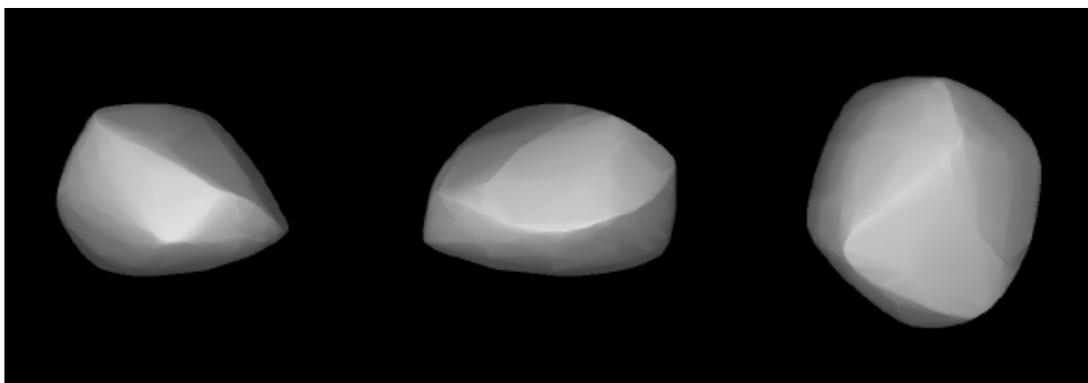


Figura 5.8.: Modelo de forma para (25916) 2001 CP44.

As observações de Warner (2014e,d) teriam acontecido em um ângulo de aspecto de $\phi \sim 53^\circ$, examinamos o modelo nessa configuração e comparamos com as de nossas observações

($\phi \sim 127^\circ$), a visualização parece consistente com uma amplitude um pouco maior de Warner (2014e,d) ($A \approx 0.5 \text{ mag}$). Finalmente, Elenin and Molotov (2012) teriam observado (25916) 2001 CP 44 em ângulo de aspecto de $\phi \sim 150^\circ$, consistente também com o menor valor da amplitude reportado por eles ($A = 0.28 \text{ mag}$).

5.3.3. (53437) 1999 WL2

(53437) 1999 WL2 é um asteroide do cinturão principal, inicialmente foi observado os dias 21 e 22 de maio de 2014 por menos de duas horas, cobrindo uma janela de tempo de observação dos alvos principais, os NEA. Ainda que o brilho fosse fraco nessas noites (magnitude $V = 18.7$, ver tabela 5.4), uma análise preliminar mostrou um rasgo de curva de luz com uma amplitude grande. O asteroide foi observado em noites sucessivas durante todo o tempo disponível que este objeto apresentava, 6-7 horas aproximadamente, visando cobrir todo seu período de rotação desconhecido até esse momento.

O asteroide finalmente foi observado seis noites entre maio e junho de 2014. As efemérides das observações são mostradas na Tabela 5.4.

Tabela 5.4.: Dados observacionais de (53437) 1999 WL2.

Data	AR	DE	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^\circ$)	(V)
2014 05 21.89	21 13 36.8	+04 27 37	1.50	2.614	2.927	20.0	18.7
2014 05 22.90	21 14 09.7	+04 32 29	1.75	2.600	2.926	20.0	18.7
2014 05 23.89	21 14 41.0	+04 37 10	7.5	2.586	2.925	20.0	18.7
2014 05 24.89	21 15 11.6	+04 41 49	7.25	2.573	2.924	19.9	18.7
2014 05 31.89	21 18 15.9	+05 11 38	6.0	2.479	2.917	19.6	18.6
2014 06 01.89	21 18 37.9	+05 15 28	6.0	2.465	2.916	19.5	18.6

Um valor de período de rotação de $P = 8.573 \pm 0.004$ horas é determinado para (53437) 1999 WL2, utilizando um ajuste de ordem 4. Este resultado foi obtido utilizando as curvas de luz dos dias 23, 24, 31 de maio e 01 de junho 2014, os quais tem maior cobertura temporal. A Figura 5.9 mostra as curvas de luz individuais, enquanto a curva de luz composta é mostrada na figura 5.10. A amplitude é aproximadamente de $A \approx 1.0 \text{ mag}$., os mínimos são prolongados e com uma queda suave, enquanto os máximos apresentam uma forma triangular, possivelmente sendo ocasionado por uma forma tipo oblato de (53437) 1999 WL2.

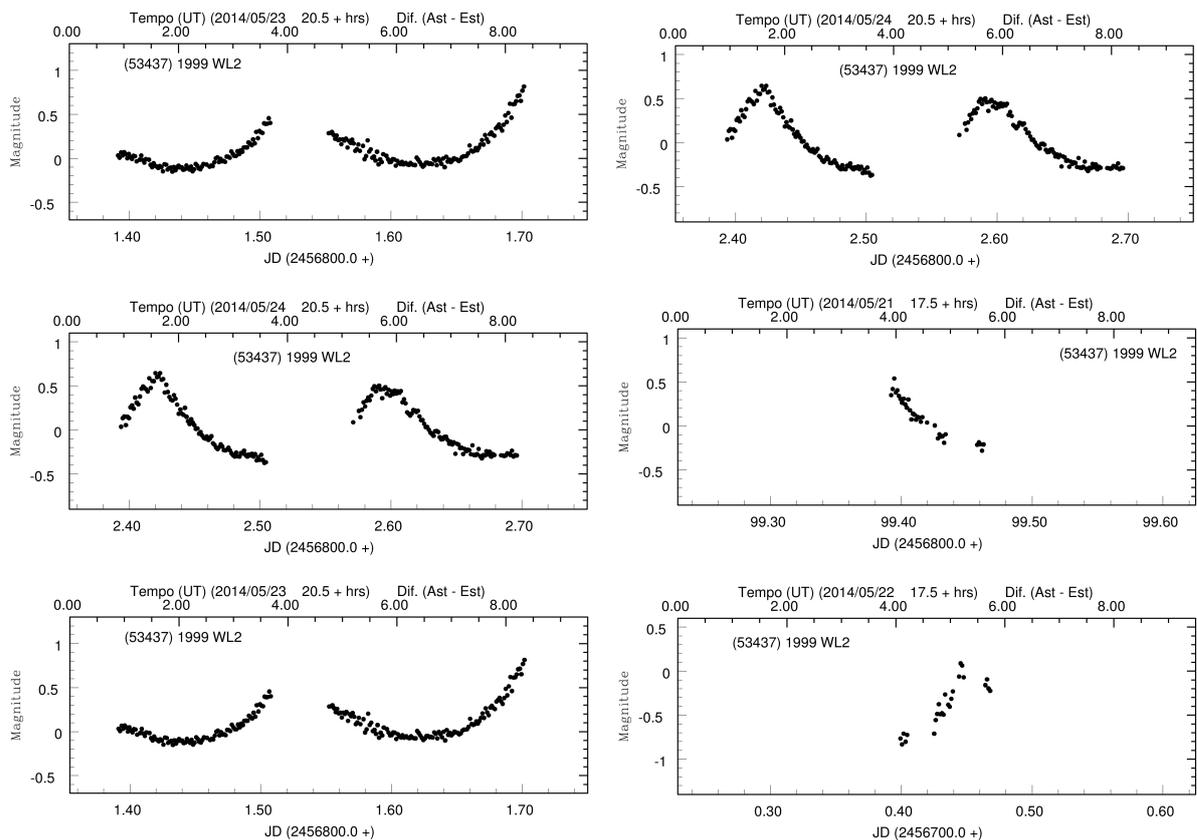


Figura 5.9.: Curvas de luz de (53437) 1999 WL2.

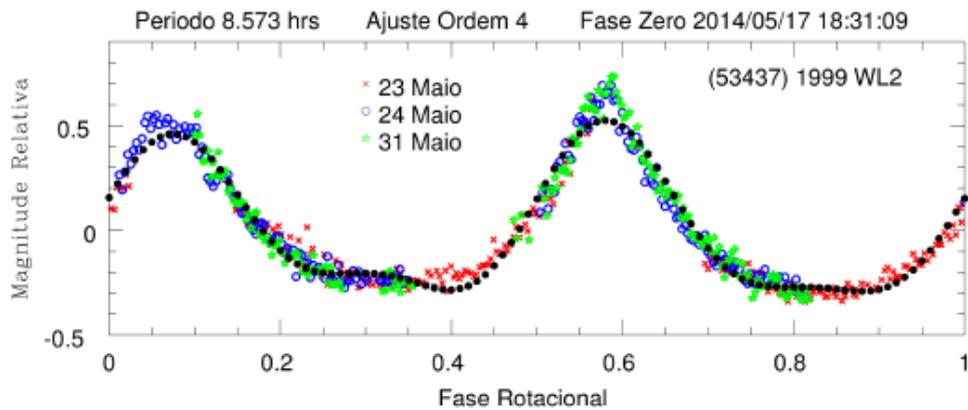


Figura 5.10.: Curva de fase para (53437) 1999 WL2 utilizando observações de maio-junho/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

5.3.4. (85628) 1998 KV2

Uma noite em abril e três em maio de 2012, além de duas em abril e duas em maio de 2014 compõem o conjunto de noites observadas do asteroide (85628) 1998 KV2. As curvas de luz são dadas na Figura 5.11 enquanto na Tabela 5.5 as efemérides das noites.

Tabela 5.5.: Dados observacionais de (85628) 1998 KV2.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2012 04 23.27	16 01 52.5	-06 17 48	1.0	0.596	1.552	18.7	17.8
2012 05 20.96	15 07 52.4	-10 38 50	6.0	0.675	1.675	8.5	17.9
2012 05 21.92	15 06 15.3	-10 48 16	1.5	0.681	1.679	9.1	17.9
2012 05 23.99	15 02 53.6	-11 08 34	1.5	0.694	1.688	10.4	18.0
2014 04 01.15	16 17 17.2	-01 04 48	4.0	0.588	1.426	34.6	18.0
2014 04 02.11	16 16 35.9	-01 09 56	4.75	0.586	1.430	34.0	18.0
2014 05 07.15	15 18 54.4	-05 55 31	3.5	0.594	1.595	7.7	17.4
2014 05 23.12	14 49 59.0	-08 51 27	2.5	0.678	1.665	12.1	18.0

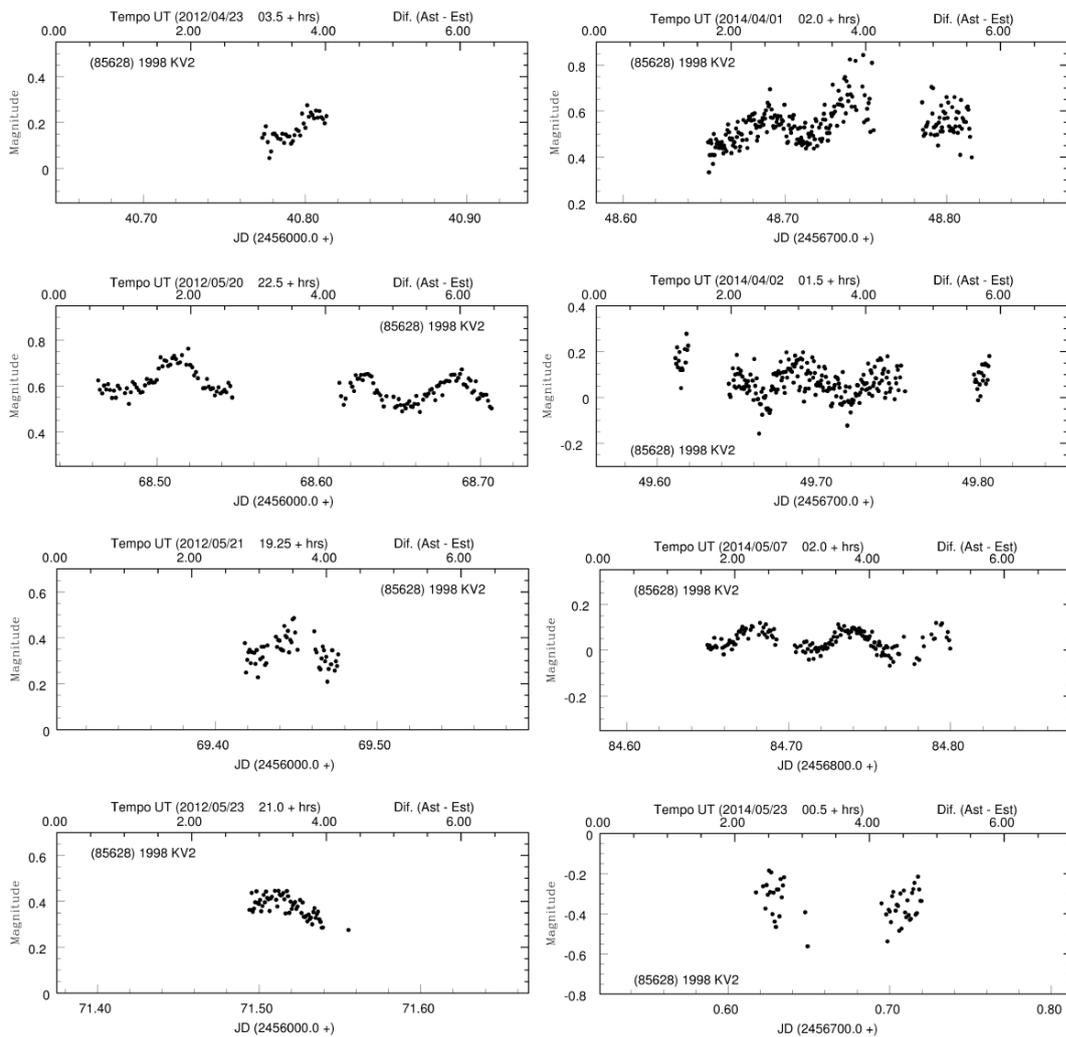


Figura 5.11.: Curvas de luz de (85628) 1998 KV2.

As curvas de luz dos dias 20 de maio de 2012 e 06 de maio de 2014 mostram uma variação de brilho em forma de senoidal de dois picos, as noites de abril de 2014 apresentam bastante dispersão, mas também é possível ver uma forma senoidal nas curvas. Realizamos a procura do período em três conjuntos de dados utilizando as noites de: 20, 21 e 23 de maio de 2012,

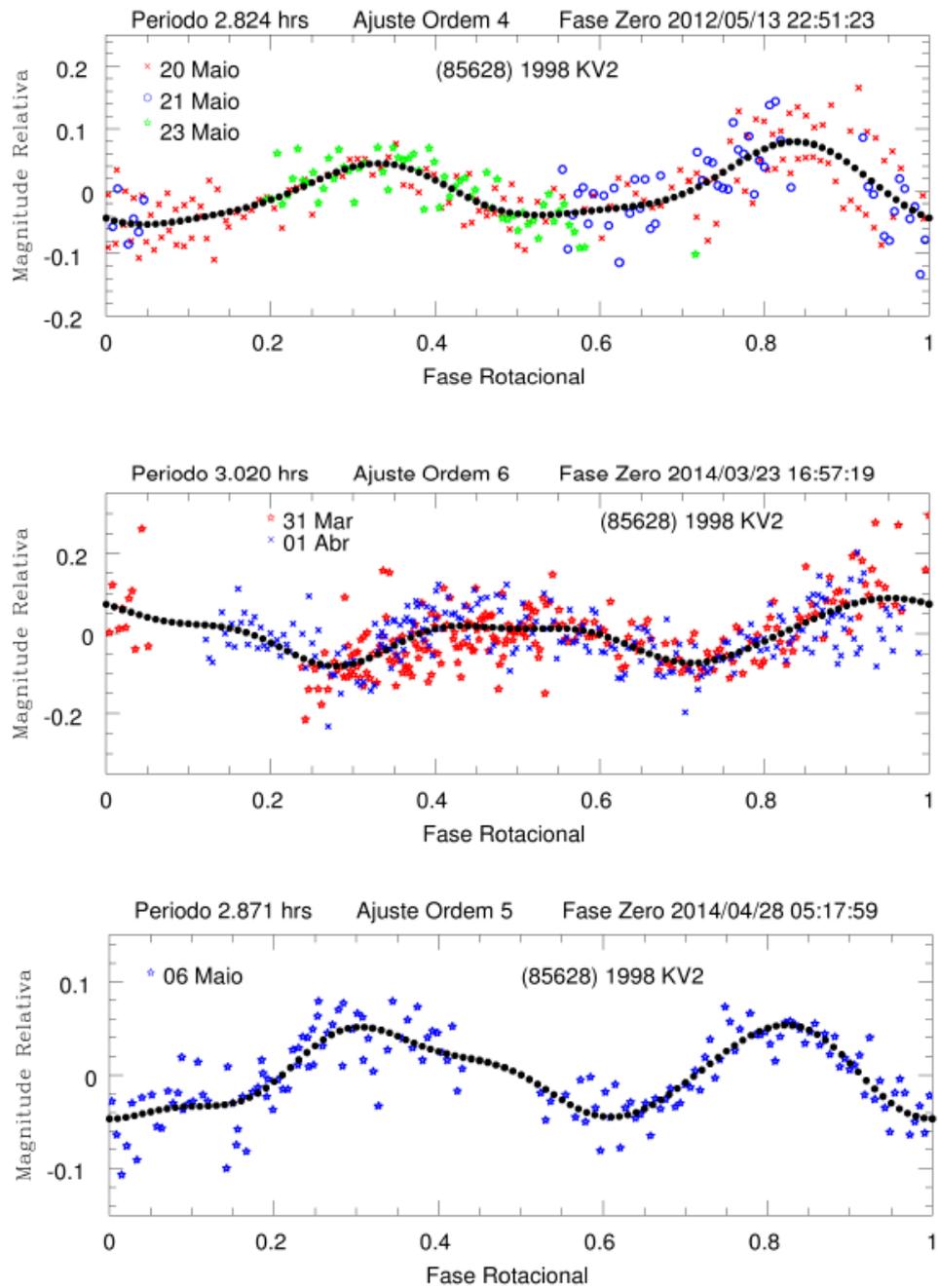


Figura 5.12.: Curva de fase para (85628) 1998 KV2 utilizando observações de maio/2012, de março-abril/2014 e de maio/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

31 de março e 1 de abril de 2014, e finalmente 6 de maio de 2014. Um resultado similar foi encontrado nas noites de maio de 2012 e 2014, $P = 2.824$ e $P = 2.871$ horas respectivamente, no caso de março-abril, o valor foi ligeiramente maior, $P = 3.020$ horas, possivelmente causado pela grande dispersão nos dados. A Figura 5.12 mostra as curvas de luz compostas.

Baseados no melhor ajuste consideramos o valor do período como $P = 2.83 \pm 0.02$ horas para (85628) 1998 KV2. Este objeto conta com um valor publicado por Warner (2014d) de 2.819 ± 0.002 horas a partir de 6 noites de abril de 2014, sendo que nenhuma noite coincide com as nossas. Nosso valor é consistente com o determinado por Warner (2014d).

Warner (2014d) estabelece que a forma das curvas e o valor do período de (85628) 1998 KV2, seriam consistentes com aqueles de um asteroide primário pertencendo a um sistema binário de objetos pequenos. Entretanto, não se conta com evidência observacional desse satélite.

Da inspeção visual de nossas curvas, podemos estabelecer que o objeto mostra uma amplitude pequena e os mínimos tem maior duração do que os máximos, implicando um objeto pouco achatado e alguma diferença nas faces equatoriais.

Um total de 14 curvas de luz observadas em abril e maio de 2012 e abril e maio de 2014 e cobrindo um ângulo de fase entre 7° e 35° foram utilizadas para calcular um modelo de forma e a direção do polo, sendo 8 observadas no OASI e 6 por Warner (2014d) (obtidas do MPC).

O melhor ajuste ao modelo da forma de (85628) 1998 KV2 foi obtido com uma direção de spin de $\lambda = 107^\circ$, $\beta = 43^\circ$, o período resultando em $P = 2.82235$ horas. A Figura 5.13 mostra o modelo.

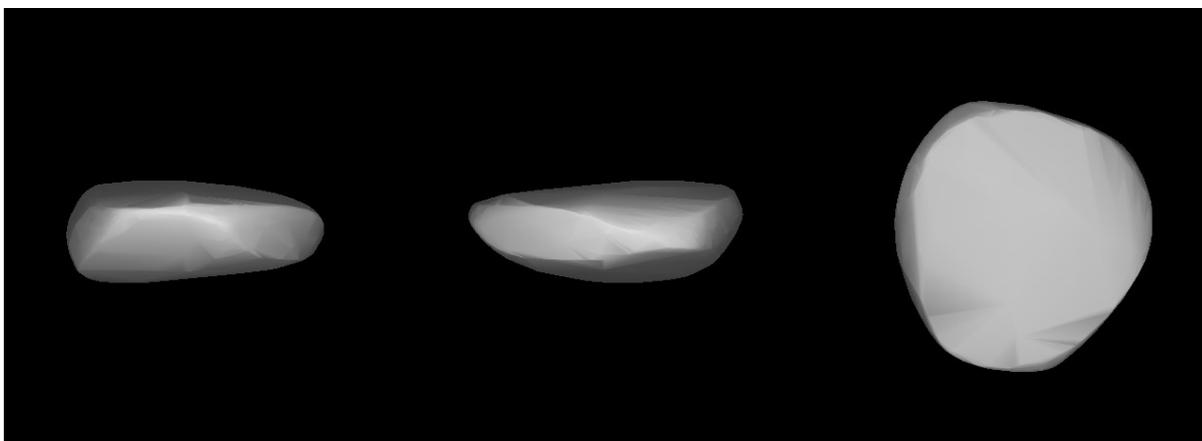


Figura 5.13.: Modelo de forma para (85628) 1998 KV2.

O modelo na figura 5.13 mostra uma forma achatada, como um disco, consistente com a

forma esperada conforme mencionado acima. Os ângulos de aspecto determinados da direção de spin de $\lambda = 107^\circ$, $\beta = 43^\circ$ resultam em $\phi \sim 71 - 80^\circ$ para as curvas analisadas, implicando numa visão quase equatorial do objeto, consistente com a amplitude pequena e similar ($A \sim 0.2 \text{ mag}$) observadas em todas as curvas de luz compostas e no ajuste de Warner (2014d). As pequenas irregularidades observadas nas curvas também seriam consistentes com a forma do objeto.

5.3.5. (90075) 2002 VU94

O asteroide do grupo Apollo, (90075) 2002 VU94, foi observado durante uma noite em fevereiro, três em agosto e três em outubro de 2014. A cobertura temporal foi grande, sobretudo nas observações de agosto e outubro. A amplitude da curva de luz diminuiu um pouco de agosto (ângulo de fase 32°) a outubro (ângulo de fase 9°), mas os dois máximos e mínimos sendo bastante visíveis. As curvas de luz individuais são apresentadas na Figura 5.14 e a Tabela 5.6 contém as efemérides das noites observadas.

Tabela 5.6.: Dados observacionais de (90075) 2002 VU94.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^\circ$)	(V)
2014 02 04.22	13 41 49.0	-24 36 01	2.0	0.818	1.409	43.1	17.2
2014 08 25.11	01 54 26.6	+23 44 18	5.0	0.937	1.654	33.3	17.5
2014 08 27.10	01 53 22.7	+23 37 21	5.25	0.934	1.670	32.2	17.5
2014 08 28.12	01 52 45.4	+23 33 15	4.75	0.933	1.678	31.6	17.5
2014 10 20.91	00 43 50.1	+12 46 40	7.25	1.102	2.082	6.8	17.5
2014 10 24.90	00 39 50.2	+11 52 12	4.0	1.143	2.109	8.7	17.7
2014 10 27.90	00 37 12.8	+11 13 48	5.0	1.176	2.130	10.2	17.8

Realizamos a análise de período para os meses de agosto e outubro, sendo os resultados dados na Figura 5.15. Nas duas análises o melhor ajuste forneceu o mesmo valor do período, $P = 7.876$ horas, com um ajuste de ordem 4 para agosto e 5 para outubro. No caso dos dados de agosto, a rotação não está completamente coberta, fato que ocorre em outubro. Isto nos permite determinar com certeza que o valor do período é $P = 7.876 \pm 0.002$ horas.

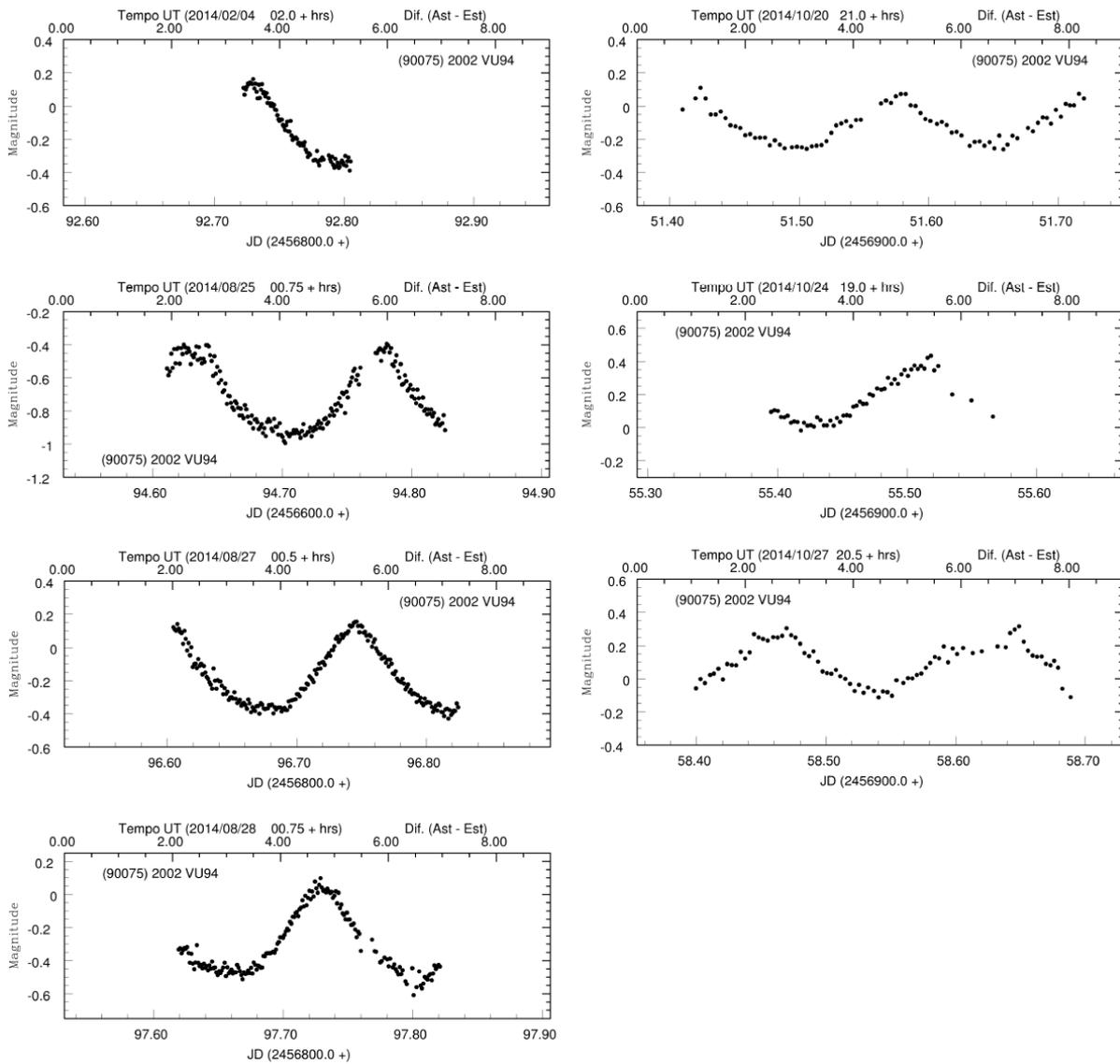


Figura 5.14.: Curvas de luz de (90075) 2002 VU94.

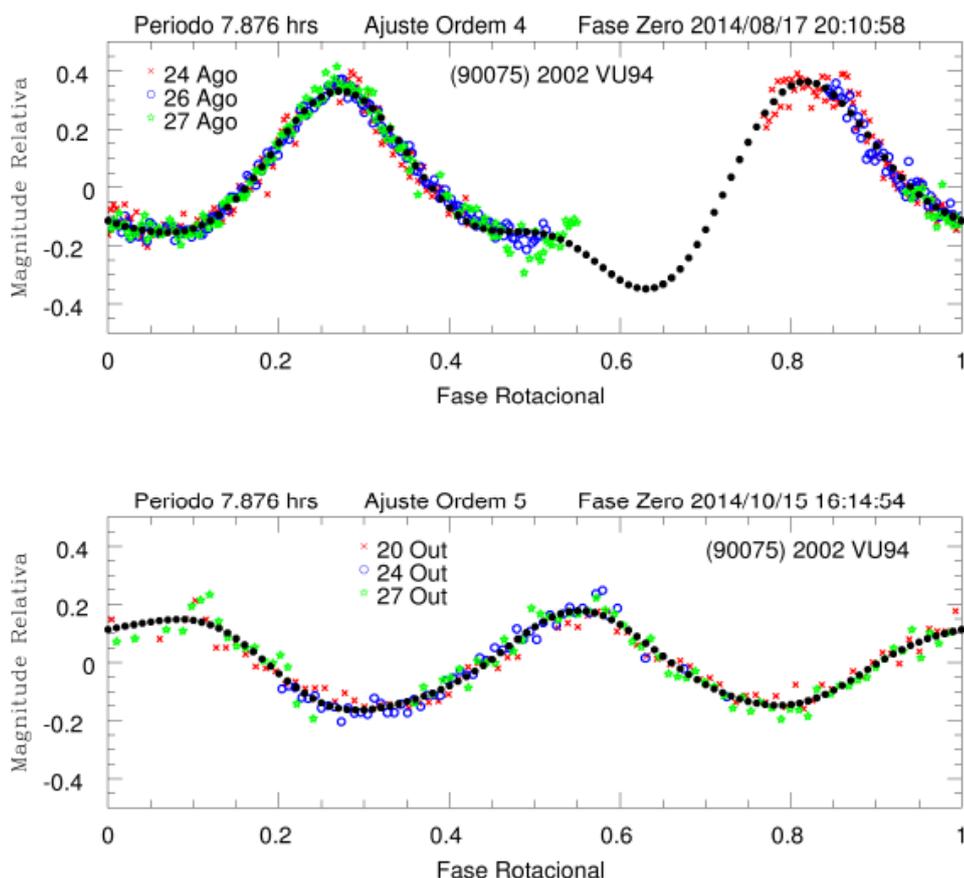


Figura 5.15.: Curva de fase para (90075) 2002 VU94 utilizando observações de agosto/2014 e de outubro/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Warner (2015a) utilizando seis noites de agosto de 2014 determina um valor de 7.88 ± 0.01 horas, o qual esta em total acordo com nosso valor. Nenhuma de nossas noites de agosto coincide com as de Warner (2015a). A diminuição na amplitude de agosto a outubro faz supor que o objeto tenha sido observado inicialmente próximo ao plano equatorial, aumentando a inclinação nas observações seguintes. A forma da curva nos máximos e mínimos é suave, indício de um objeto com forma regular tipo esferóide oblato.

5.3.6. (136923) 1998 JH2

(136923) 1998 JH2 foi observado durante oito noites, duas em julho, quatro em agosto e duas em outubro de 2014. A Tabela 5.7 fornece as efemérides das observações e a Figura 5.16 mostra as curvas obtidas.

Tabela 5.7.: Dados observacionais de (136923) 1998 JH2.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2014 07 26.90	17 34 12.3	-45 10 19	6.25	0.360	1.301	32.5	16.0
2014 07 29.90	17 34 13.9	-45 36 25	4.75	0.357	1.289	34.5	16.0
2014 08 01.90	17 35 06.0	-45 59 40	5.75	0.354	1.278	36.5	16.1
2014 08 21.90	18 04 48.0	-47 17 45	4.75	0.346	1.218	46.4	16.2
2014 08 24.90	18 12 54.7	-47 15 08	4.5	0.345	1.212	47.4	16.2
2014 08 27.90	18 21 55.8	-47 07 35	2.25	0.345	1.207	48.3	16.2
2014 10 25.89	22 18 23.8	-22 37 46	5.25	0.457	1.261	45.4	16.8
2014 10 26.90	22 21 46.8	-21 59 28	2.5	0.462	1.264	45.2	16.9

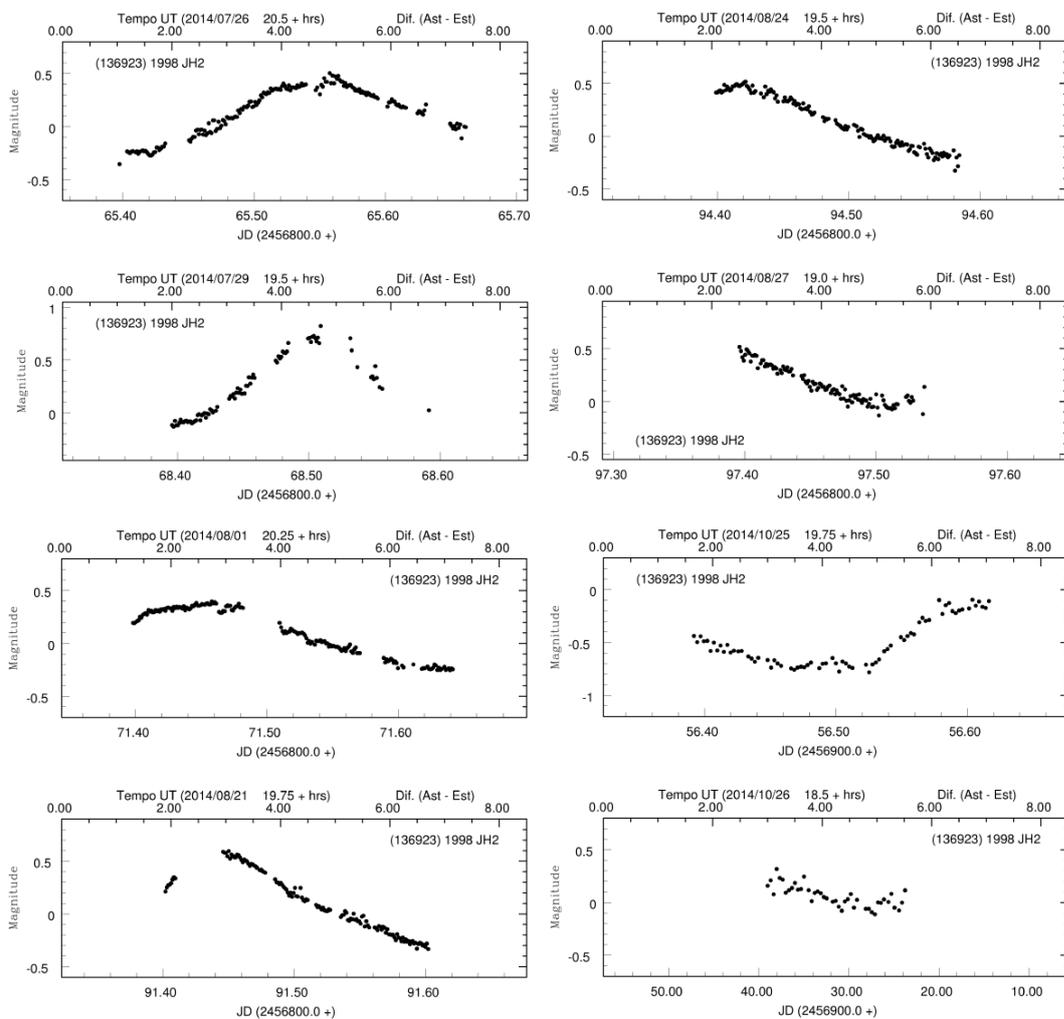


Figura 5.16.: Curvas de luz de (136923) 1998 JH2.

As curvas apresentam uma amplitude grande e evidenciam uma rotação lenta. Foram utilizadas as noites das temporadas de junho-agosto e agosto visando obter uma determinação robusta do valor do período. O melhor ajuste destas análises resultou em um valor do período

quase similar, ambas com uma ordem 6. O valor para junho-agosto foi $P = 15.727$ horas e para agosto $P = 15.723$ horas. Determinamos um valor final de 15.725 ± 0.005 horas. Os resultados são mostrados na Figura 5.17.

Apesar do asteroide ter um período de rotação relativamente grande em comparação com a duração de uma noite observacional, o sucesso na determinação foi devido à observação de diferentes trechos da curva de luz. Um dos máximos tem maior duração e menor brilho em comparação com o outro, indicando uma face mais plana que sua contraparte a 180° . Não existe até o momento um valor de período publicado para (136923) 1998 JH, sendo esta portanto, sua primeira determinação.

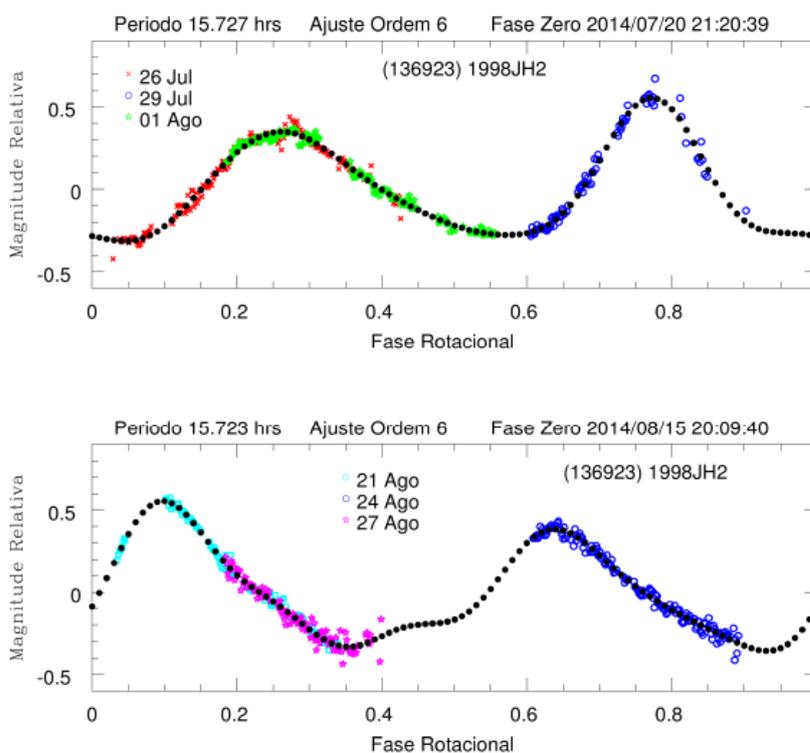


Figura 5.17.: Curva de fase para (136923) 1998 JH2 utilizando observações de julho-agosto/2014 e de agosto/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

5.3.7. (138095) 2000 DK79

O asteroide do grupo dos Amor, (138095) 2000 DK79, foi observado durante três noites, 26, 27 e 28 de outubro de 2013, todas dominadas por más condições meteorológicas. O movimento do asteroide também era rápido, mudando de campo de observação em um curto período de tempo. Devido a isto não foi possível calcular fotometria diferencial utilizando as mesmas estrelas de referência em cada noite, assim, a noite do dia 27 foi dividida em duas partes e a do 28 em três partes. O conjunto das 6 curvas individuais é dado na Figura 5.18 e as efemérides das três noites

na Tabela 5.8.

Utilizamos todas as curvas para realizar a análise, e o melhor resultado foi com período de 4.625 horas e um ajuste de ordem 5. Consideramos que o ajuste não é bom sendo o resultado mostrado na Figura 5.19. Assumimos esse valor, $P = 4.6 \pm 0.2$ horas como o período tentativo de (138095) 2000 DK79.

Tabela 5.8.: Dados observacionais de (138095) 2000 DK79.

Data	AR J(2000)	DEC	Tempo Obs. (hr)	Δ (AU)	r (AU)	α ($^{\circ}$)	Mag (V)
2013 10 27.20	05 31 13.4	-62 10 16	0.75	0.293	1.061	68.9	15.8
2013 10 28.19	05 17 27.0	-62 36 59	2.0	0.276	1.059	68.9	15.7
2013 10 29.08	05 03 12.0	-62 58 07	2.5	0.261	1.057	68.9	15.5

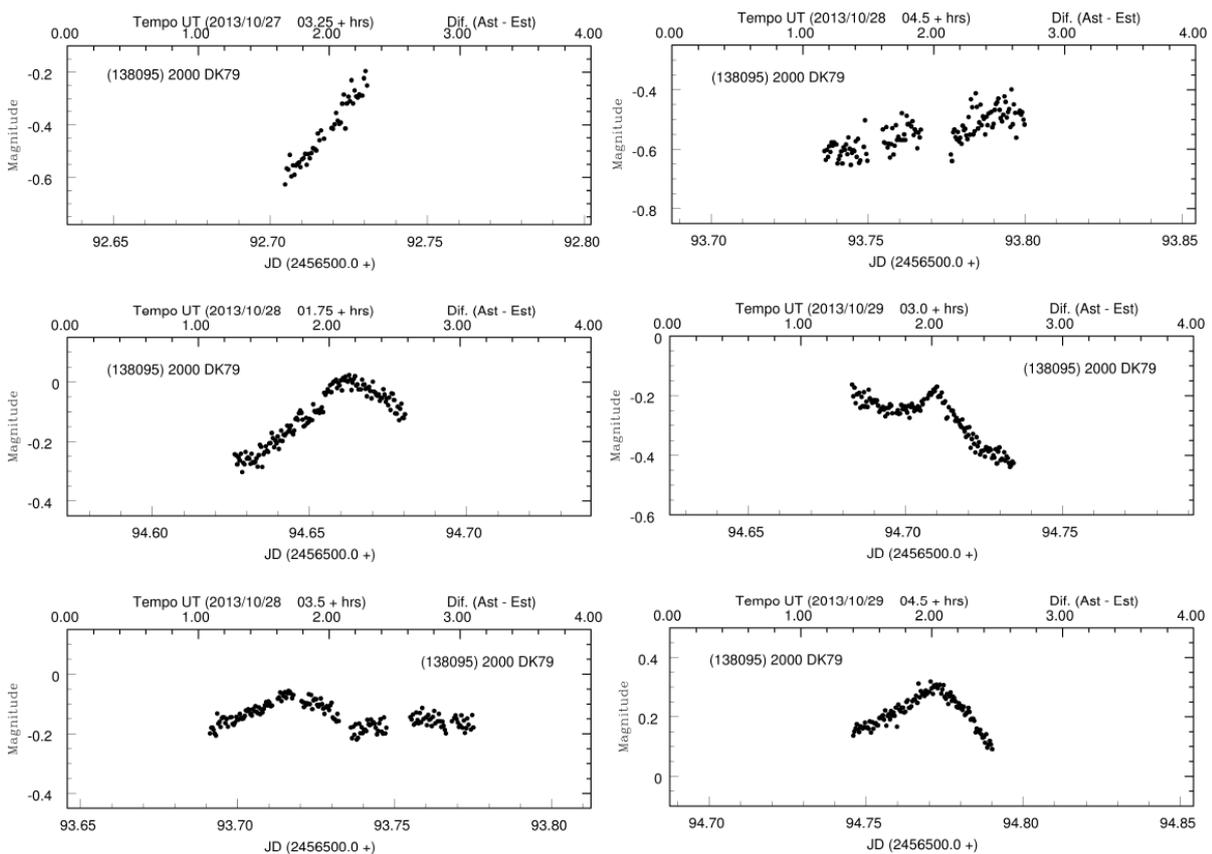


Figura 5.18.: Curvas de luz de (138095) 2000 DK79.

Hicks and Ebelhar (2013) determinaram um valor para o período de 4.24 ± 0.02 horas a partir de duas noites, 16 e 17 de novembro de 2013. A Figura 5.20 mostra o resultado de Hicks and Ebelhar (2013). Warner et al. (2014) em princípio tiveram dificuldade para determinar o período de (138095) 2000 DK79. A partir de duas noites de novembro, determinaram inicialmente um

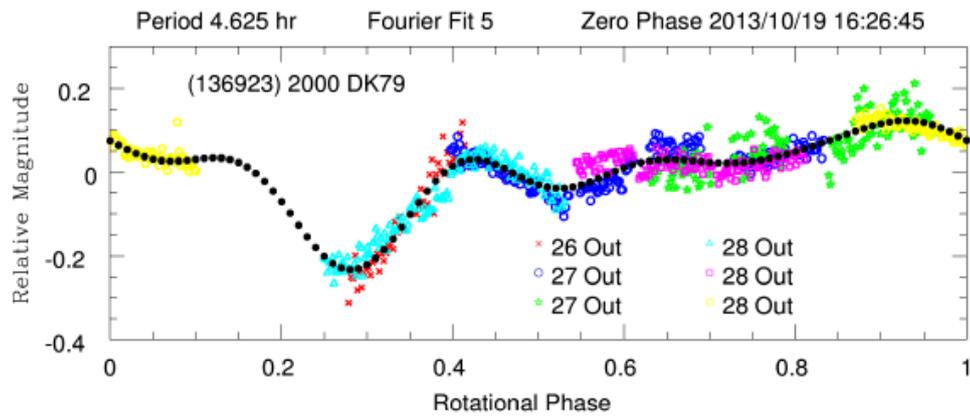


Figura 5.19.: Curva de fase para (138095) 2000 DK79 utilizando observações de outubro/2013. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

valor de 5.194 horas, e juntando uma terceira noite o valor continuava próximo, sendo agora 5.2 horas. Por fim, utilizando quatro noites de novembro obtiveram um valor de 4.243 ± 0.001 , um valor consistente com Hicks and Ebelhar (2013).

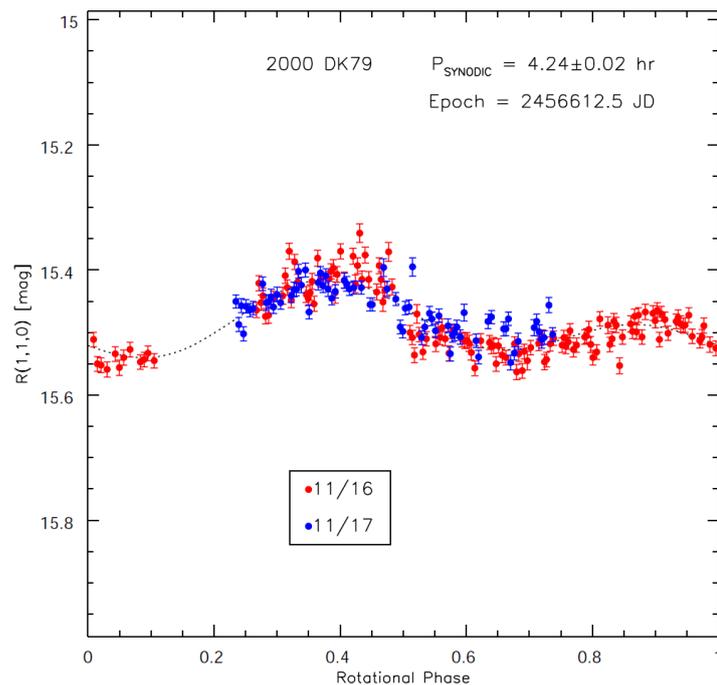


Figura 5.20.: Curva de fase para (138095) 2000 DK79 de Hicks and Ebelhar (2013).

Nosso resultado está um pouco distante dos resultados da literatura, isto provavelmente devido às más condições atmosféricas. Entretanto, tanto nossas curvas de luz como as de Hicks and Ebelhar (2013) e Warner et al. (2014) apresentam irregularidades, implicando uma forma irregular do asteroide.

5.3.8. (143409) 2003 BQ46

O asteroide (143409) 2003 BQ46 foi observado durante oito noites entre os meses de abril e julho de 2014, sendo que a mudança no ângulo de fase não foi maior do que 10° durante esses 4 meses. As curvas de luz individuais são mostradas na Figura 5.21, três noites apresentam uma grande cobertura temporal, 7 de maio, 2 de junho e 6 de julho, com seis horas aproximadamente cada uma.

As curvas de luz parecem indicar que nas noites do 7 de maio e 2 de junho se observou a mesma região do objeto, sendo suas curvas muito similares cobrindo um máximo, enquanto na noite do 6 de julho uma face diferente mostra uma forma diferente do segundo máximo. A amplitude é grande ($A > 1mag.$) e os picos dos máximos e mínimos é suave, o que faz supor um objeto bastante alongado e simétrico. As efemérides das noites observadas são dadas na Tabela 5.9.

Tabela 5.9.: Dados observacionais de (143409) 2003 BQ46.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^\circ$)	(V)
2014 03 26.17	14 29 13.8	+01 49 38	2.0	0.319	1.278	25.0	17.1
2014 03 28.09	14 32 48.2	+02 35 19	2.5	0.314	1.275	24.6	17.1
2014 04 26.17	15 10 39.7	+12 55 02	2.0	0.294	1.269	23.3	16.9
2014 05 08.03	15 18 00.4	+14 31 59	5.75	0.309	1.282	24.5	17.0
2014 06 02.89	15 30 01.3	+11 19 25	6.25	0.385	1.339	27.8	17.7
2014 06 03.90	15 30 35.8	+11 03 14	3.5	0.389	1.342	27.9	17.7
2014 06 28.95	15 50 58.1	+02 52 41	3.0	0.523	1.426	31.3	18.6
2014 07 06.90	16 00 02.2	+00 06 33	6.0	0.578	1.457	32.3	18.9

Realizamos duas análises de Fourier, uma com as curvas das noites 7 de maio, 2 e 3 de junho, e outra para as de 26 de junho e 6 de julho, os resultados são mostrados na Figura 5.22. O ajuste do conjunto de maio-junho foi bom apesar de não ter cobertura total da rotação. As três noites ajustam um mesmo máximo, dado o valor do período de $P = 10.534$ horas e para um ajuste de ordem 4. O ajuste de junho-julho é relativamente bom, com uma ordem 4 e um período de $P = 10.473$ horas. A cobertura da rotação não é total nas duas análises e impedem determinar com maior certeza o período. Assumimos como valor do período para (143409) 2003 BQ46, $P = 10.53 \pm 0.05$ horas.

Cinco noites de março de 2014 foram utilizadas por Warner (2014e) para determinar um período de 10.531 ± 0.005 horas, similar do nosso.

Utilizamos nossos dados junto com os de Warner (2014e) para calcular um modelo preliminar de (143409) 2003 BQ46 e uma direção de spin. Mencionamos que serão necessárias mais curvas de luz com diferentes geometrias de observação visando calcular um modelo de maior confiabilidade.

Utilizamos 13 curvas de luz, sendo 8 do OASI e as 5 restantes de Warner (2014e). As observações cobrem 5 meses, de março a julho de 2014, e o ângulo de fase varia de $\sim 23^\circ$ a $\sim 33^\circ$.

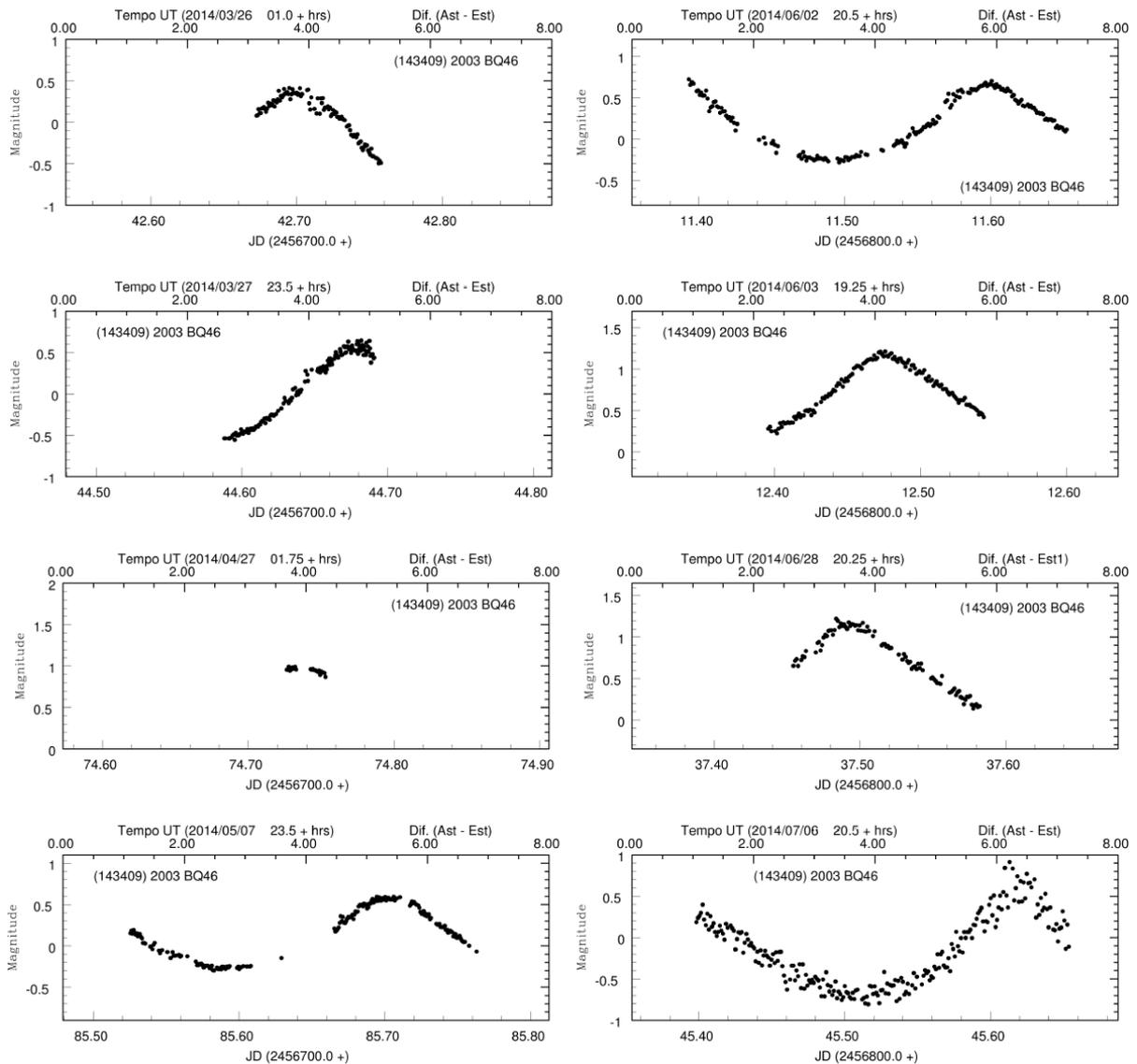


Figura 5.21.: Curvas de luz de (143409) 2003 BQ46.

O modelo que melhor ajustou os dados, o qual aparece na Figura 5.23, reproduz a forma esperada mencionada acima, sendo bastante alongada, com alguma simetria mas com faces equatoriais com algumas irregularidades. A direção do spin determinada foi $\lambda = 133^\circ$, $\beta = -87^\circ$ e um período de $P = 10.53979$ horas.

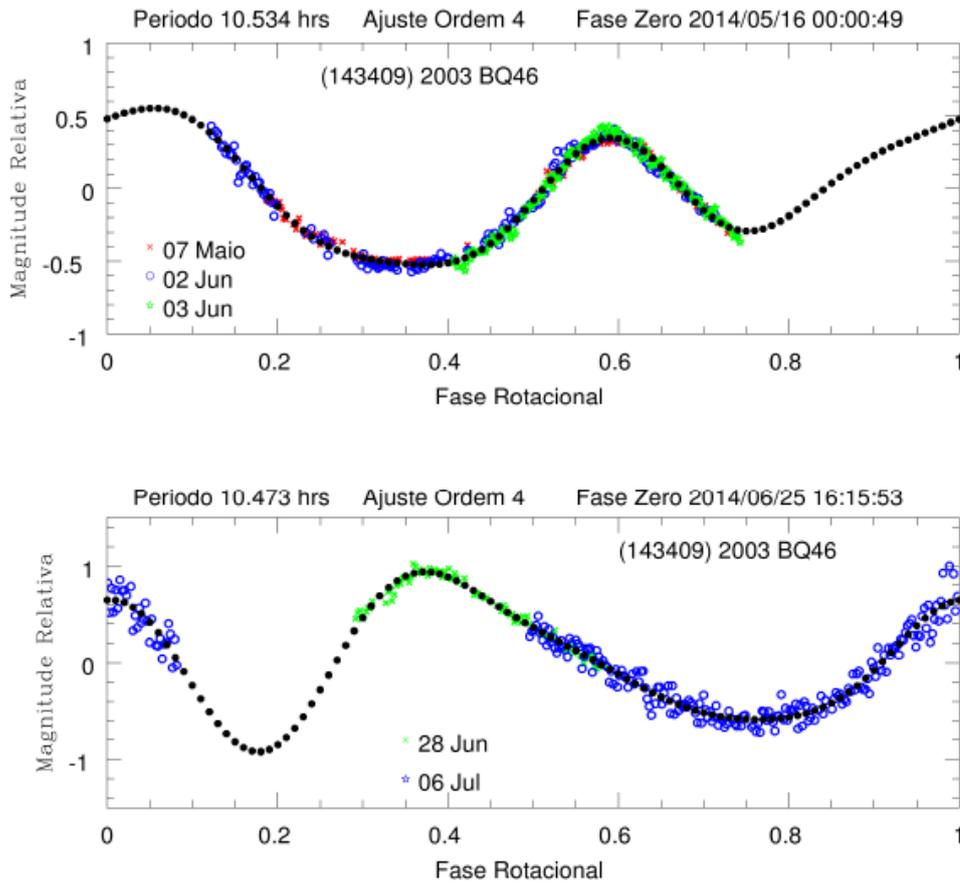


Figura 5.22.: Curva de fase para (143409) 2003 BQ46 utilizando observações de maio-junho/2014 e de junho-julho/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Os valores de ângulo de aspecto das observações calculados a partir da direção do polo ($\lambda = 133^\circ$, $\beta = -87^\circ$) são bastante similares, mudando de $\phi \sim 150^\circ$ nas primeiras noites para $\phi \sim 140^\circ$, o qual é consistente com as diferentes amplitudes observadas por Warner (2014e) ($A \sim 1.2 \text{ mag}$, abril 2014, $\phi \sim 140^\circ$) e em nossos ajustes ($A \sim 1.5 \text{ mag}$ e $\phi \sim 146^\circ$ para maio-junho 2014, $A > 1.5 \text{ mag}$ e $\phi \sim 140^\circ$ para junho-julho 2014).

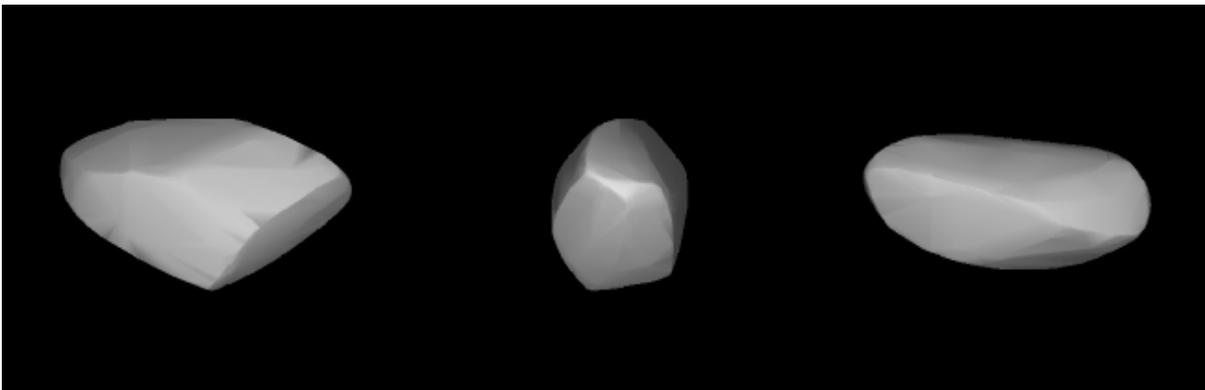


Figura 5.23.: Modelo de forma para (143409) 2003 BQ46.

5.3.9. (155334) 2006 DZ169

Devido a problemas técnicos e meteorológicos, o asteroide (155334) 2006 DZ169 foi observado durante apenas uma noite, em 23 de junho de 2012. A curva de luz obtida, dada na Figura 5.24, parece indicar uma rotação rápida. A amplitude é pequena, o que poderia sugerir que a rápida variação de brilho seria causada por ruído nas observações. Descartamos essa possibilidade já que as estrelas de comparação apresentaram um valor de magnitude quase constante como pode ser visto na figura 5.24. As efemérides da noite são dadas na Tabela 5.10.

A análise de Fourier para esta única curva fornece um valor de $P = 0.442$ horas, a Figura 5.25 mostra o resultado. O ajuste não é excelente mas fornece uma estimativa robusta do período deste objeto. Determinamos um valor de $P = 0.442 \pm 0.02$ horas, ou equivalente a 26 minutos e 52 segundos. Este asteroide não tem algum valor reportado na literatura, sendo nosso resultado sua primeira determinação.

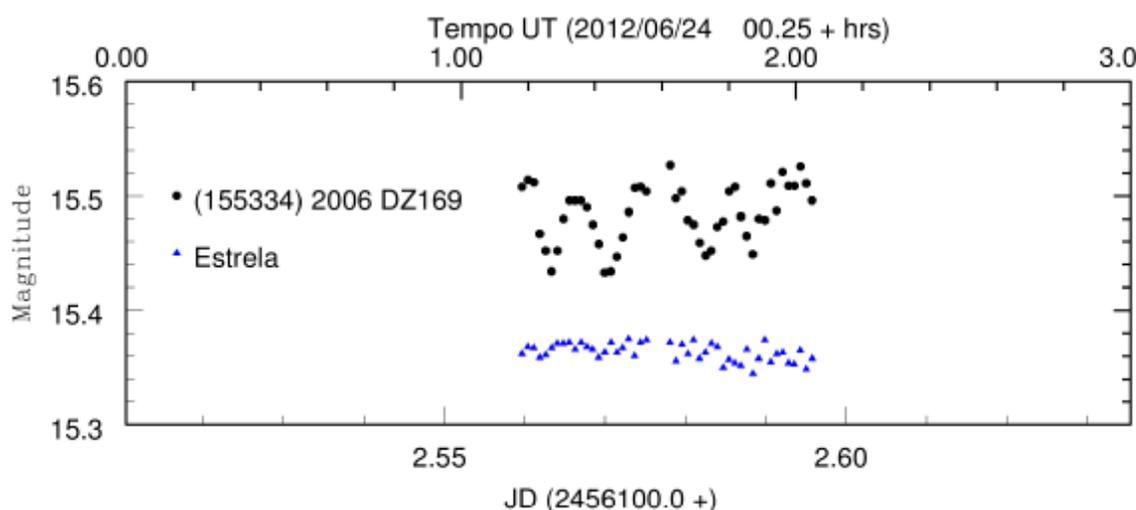


Figura 5.24.: Curva de fase para (155334) 2006 DZ169.

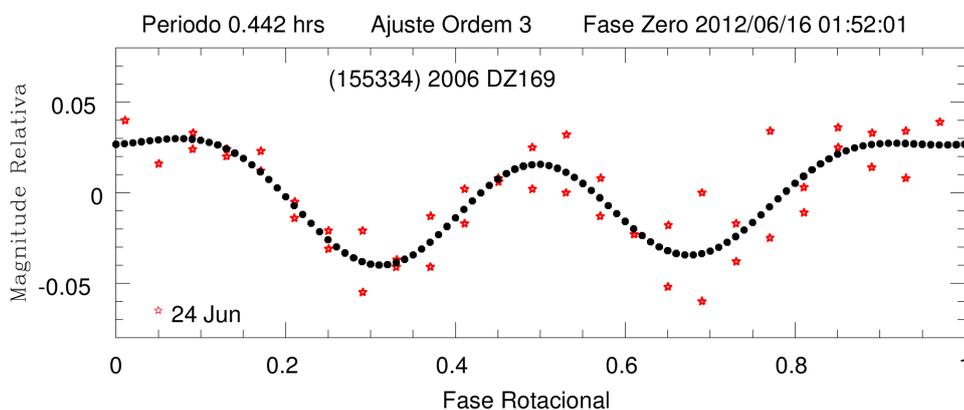


Figura 5.25.: Curva de fase para (155334) 2006 DZ169 utilizando observações de junho/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Tabela 5.10.: Dados observacionais de (155334) 2006 DZ169.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2012 06 24.06	16 43 23.2	-55 53 38	1.0	0.249	1.226	29.5	15.6

5.3.10. (162273) 1999 VL12

(162273) 1999 VL12 foi observado durante cinco noites em novembro de 2013, embora com pouca cobertura temporal, e impossibilitando obter um valor de período. Uma noite de dezembro forneceu maior cobertura para este objeto. A Tabela 5.11 contém as circunstâncias observacionais das 6 noites enquanto a Figura 5.26 mostra as curvas individuais.

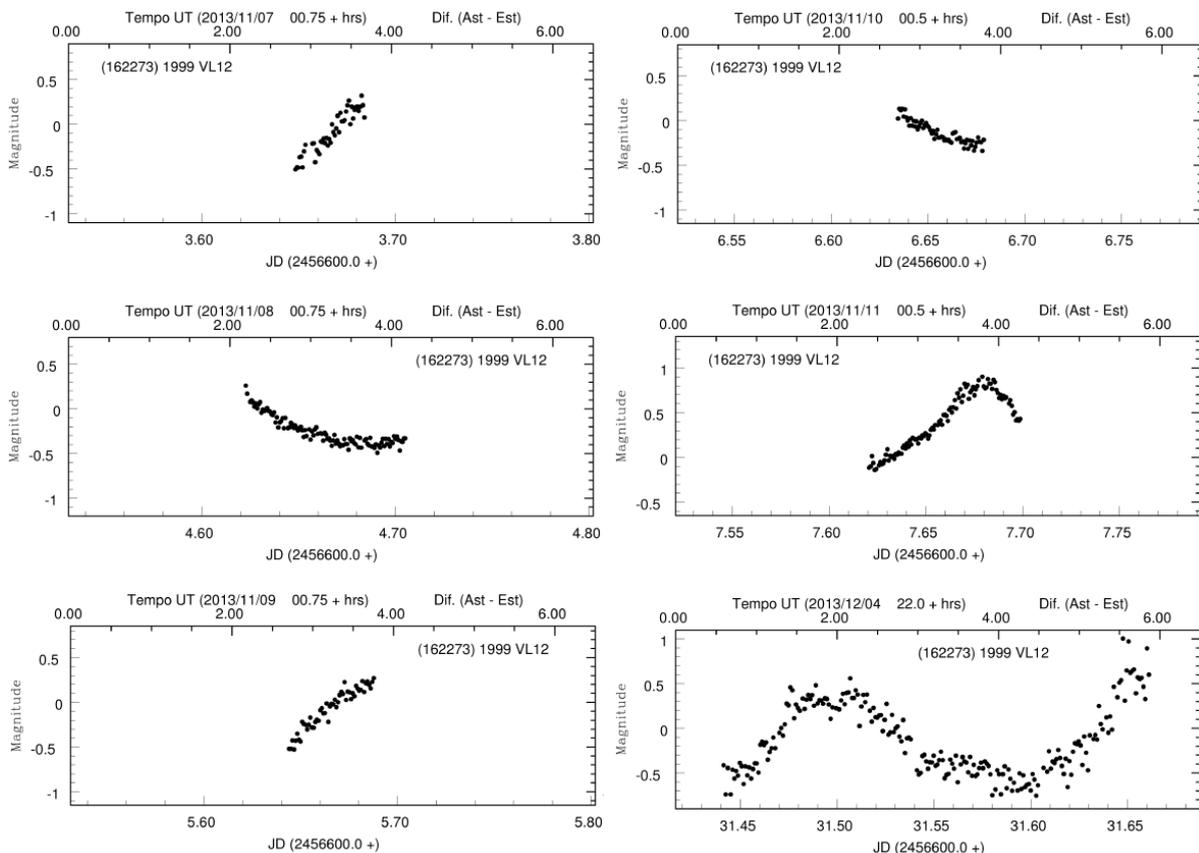


Figura 5.26.: Curvas de luz de (162273) 1999 VL12.

A curva de dezembro mostra um máximo e um mínimo completos e aparentemente a metade do outro máximo e mínimo. Utilizamos essa noite e determinamos um valor para o período de rotação de $P = 6.791$ horas, sendo o melhor ajuste com uma ordem três. O resultado é dado na Figura 5.27.

Tabela 5.11.: Dados observacionais de (162273) 1999 VL12.

Data	AR J(2000)	DEC	Tempo Obs. (hr)	Δ (AU)	r (AU)	α ($^{\circ}$)	Mag (V)
2013 11 07.15	00 10 45.7	+01 23 25	0.75	0.951	1.815	21.3	18.2
2013 11 08.12	00 10 48.9	+01 29 10	2.0	0.964	1.821	21.6	18.2
2013 11 09.14	00 10 54.4	+01 35 17	1.0	0.977	1.827	22.0	18.2
2013 11 10.13	00 11 01.8	+01 41 19	1.0	0.990	1.832	22.3	18.2
2013 11 11.12	00 11 11.3	+01 47 25	1.75	1.003	1.838	22.6	18.3
2013 12 04.94	00 23 28.2	+04 34 41	5.25	1.353	1.975	27.0	19.2

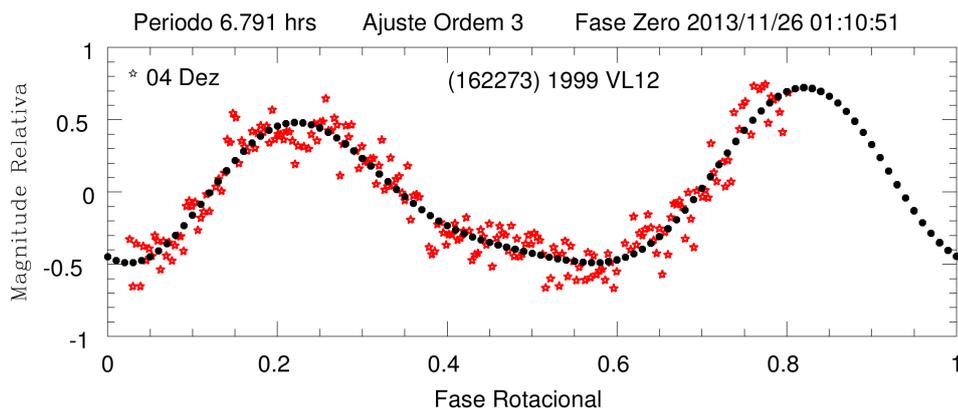


Figura 5.27.: Curva de fase para (162273) 1999 VL12 utilizando observações de dezembro/2013. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Devemos remarcar que este período é tentativo e não está coberto totalmente, propomos o valor de $P = 6.79 \pm 0.03$ horas para (162273) 1999 VL12. A curva de luz mostra ligeira diferença nos máximos, mas é consistente com um objeto de forma oblata regular. Esta é a primeira estimativa do período para este asteroide.

5.3.11. (168378) 1997 ET30

Outubro e novembro de 2013 foram os meses nos quais se obteve dados para (168378) 1997 ET30, oito noites no total, sendo as quatro primeiras com melhor cobertura temporal. As curvas individuais são dadas na Figura 5.28. Utilizamos três noites para determinar o valor do período de rotação, a Figura 5.29 mostra o melhor ajuste e a Tabela 5.12 contém as efemérides.

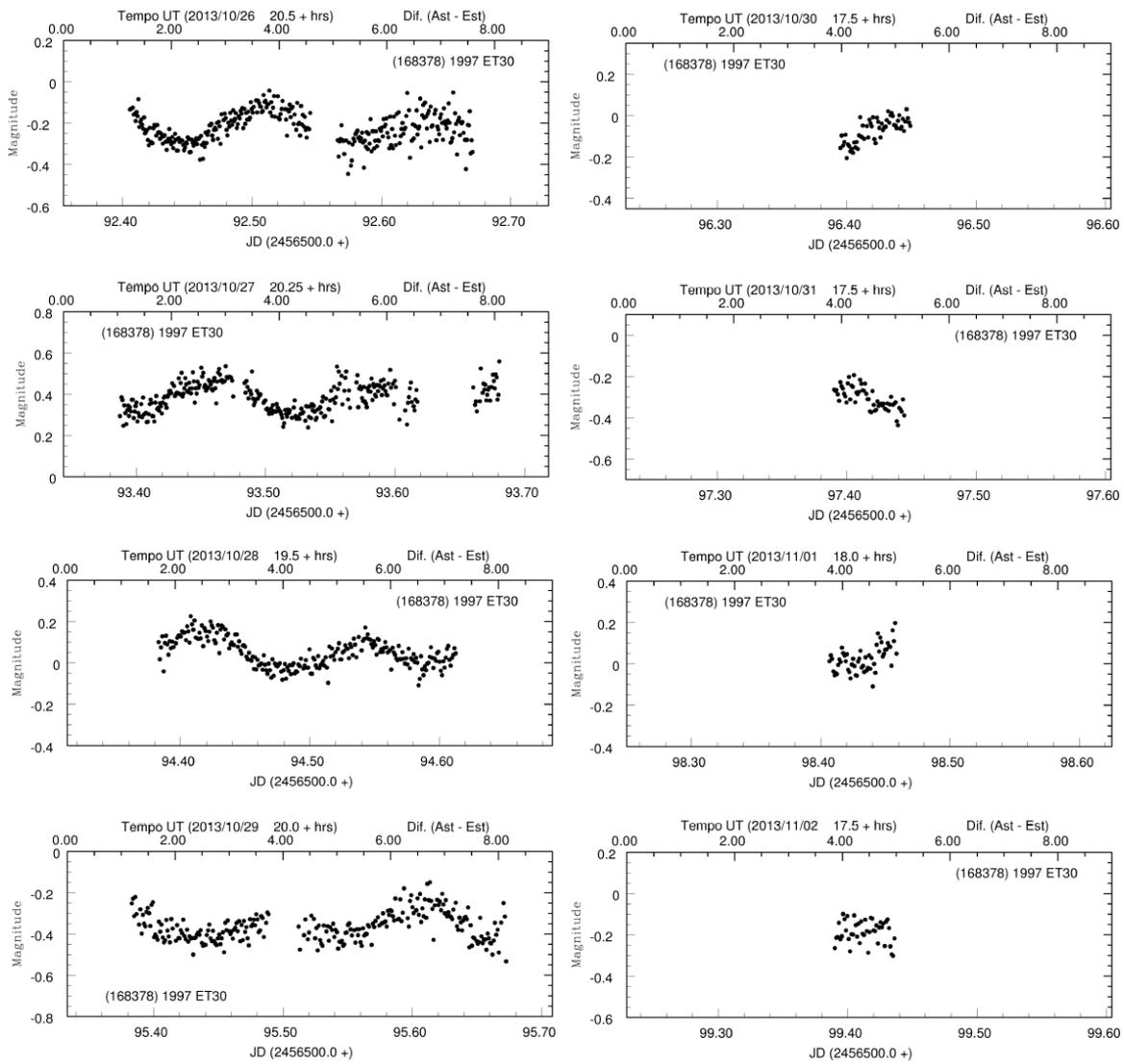


Figura 5.28.: Curvas de luz de (168378) 1997 ET30.

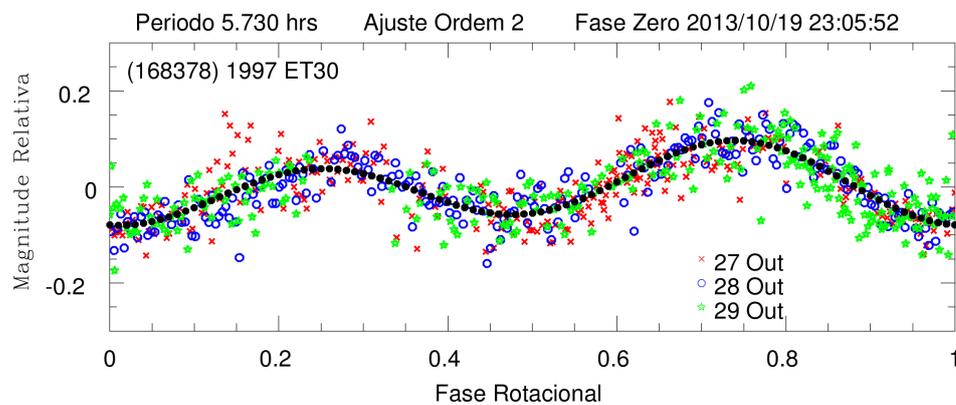


Figura 5.29.: Curva de fase para (168378) 1997 ET30 utilizando observações de outubro/2013. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Tabela 5.12.: Dados observacionais de (168378) 1997 ET30.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2013 10 26.91	00 12 48.9	+00 22 40	6.25	0.817	1.749	16.7	18.5
2013 10 27.89	00 12 26.1	+00 27 32	7.0	0.828	1.754	17.2	18.5
2013 10 28.88	00 12 05.5	+00 32 31	5.5	0.839	1.760	17.6	18.6
2013 10 29.88	00 11 47.1	+00 37 39	7.0	0.851	1.766	18.1	18.6
2013 10 30.90	00 11 30.8	+00 42 59	1.25	0.863	1.772	18.5	18.7
2013 10 31.89	00 11 17.5	+00 48 14	1.5	0.874	1.778	18.9	18.7
2013 11 01.89	00 11 06.4	+00 53 38	1.25	0.886	1.784	19.4	18.8
2013 11 02.89	00 10 57.7	+00 59 07	1.0	0.898	1.790	19.8	18.8

As curvas contém muita dispersão, ainda assim, é possível observar uma forma com dois máximos e mínimos, mostrando os máximos uma diferença de aproximadamente de 0.1 mag.

O valor do período fornecido por nossa análise foi de 5.730 ± 0.005 horas. Um valor similar de 5.721 ± 0.002 foi obtido por Warner (2014b) utilizando 4 noites de setembro de 2013. A partir do ajuste, pode-se observar uma forma tipo senoidal, característica de um objeto oblato simétrico.

5.3.12. (209924) 2005 WS55

O NEA do grupo dos Amor, (209924) 2005 WS55, foi observado em março de 2012 durante quatro noites. As observações contém muito ruído e algumas lacunas causadas por variações nas condições atmosféricas. As curvas de luz são mostradas na Figura 5.30 e as efemérides na Tabela 5.13.

A análise foi realizada utilizando as três noites com maior cobertura temporal, sendo que o melhor ajuste resultou com uma ordem 4 e um período de $P = 3.219$ horas mostrado na Figura 5.31. Assumimos um valor $P = 3.2 \pm 0.2$ horas devido à grande dispersão. Pelo ajuste, os mínimos tem a mesma profundidade enquanto os máximos diferem bastante em brilho, uma forma do objeto que poderia fornecer este comportamento seria uma superfície com uma face equatorial plana e sua contraparte arredondada.

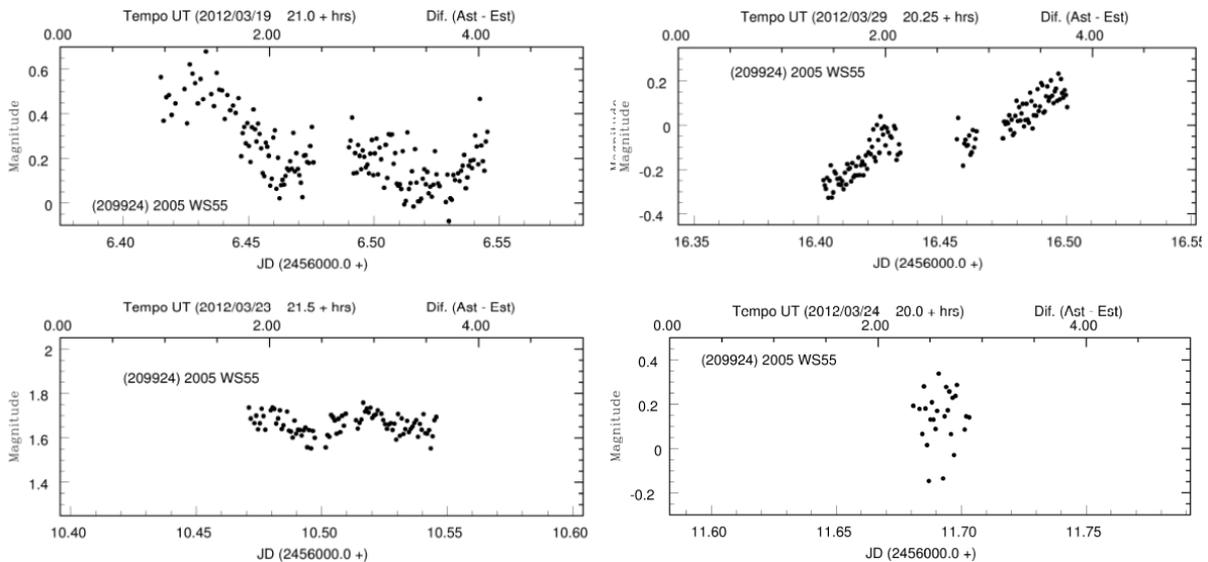


Figura 5.30.: Curvas de luz de (209924) 2005 WS55.

Tabela 5.13.: Dados observacionais de (209924) 2005 WS55.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2012 03 19.92	05 56 35.4	-15 08 32	4.0	0.599	1.158	59.4	17.4
2012 03 23.97	06 10 41.0	-16 25 43	2.0	0.617	1.171	58.4	17.5
2012 03 29.89	06 31 24.2	-18 04 59	2.5	0.645	1.192	56.9	17.6

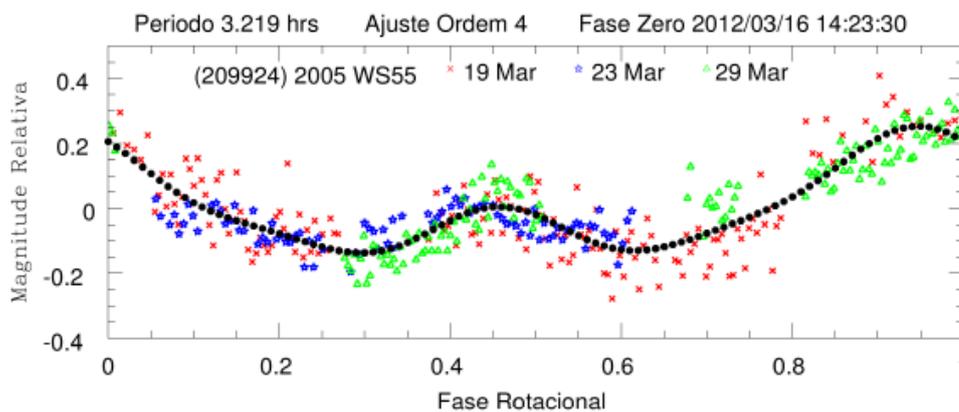


Figura 5.31.: Curva de fase para (209924) 2005 WS55 utilizando observações de março/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Warner (2015b) utiliza noites de outubro, novembro e dezembro de 2014 para determinar o período, fornecendo um valor de 2.726 ± 0.001 horas, sendo outra possibilidade 3.378 ± 0.003 horas. O valor que Warner (2015b) estabelece como correto, não é reproduzido com nossos dados, mas o segundo valor tentativo, esta em acordo com nosso valor dentro dos erros.

5.3.13. (214088) 2004 JN13

O asteroide do grupo dos Apollo, (214088) 2004 JN13, foi observado durante 15 noites no OASI nos meses de maio e agosto de 2014. As Figuras 5.32 e 5.33 contêm as curvas de luz individuais. Se realizou uma análise de séries de Fourier visando determinar o valor do período de rotação, mas não foi possível obter um ajuste confiável.

Uma inspeção visual da curva da noite de 21 de julho (figura 5.32) parece indicar uma variação de brilho tipo senoidal cobrindo uma rotação completa, analisando a curva do dia 23 de julho, percebe-se que um dos mínimos (não coberto na curva do dia 21 de julho) tem uma duração temporal prolongada. A partir de essas duas curvas, se estabeleceu que o período deveria ter um valor entre 6.2 e 6.5 horas. A Tabela 5.14 proporciona as efemérides das noites.

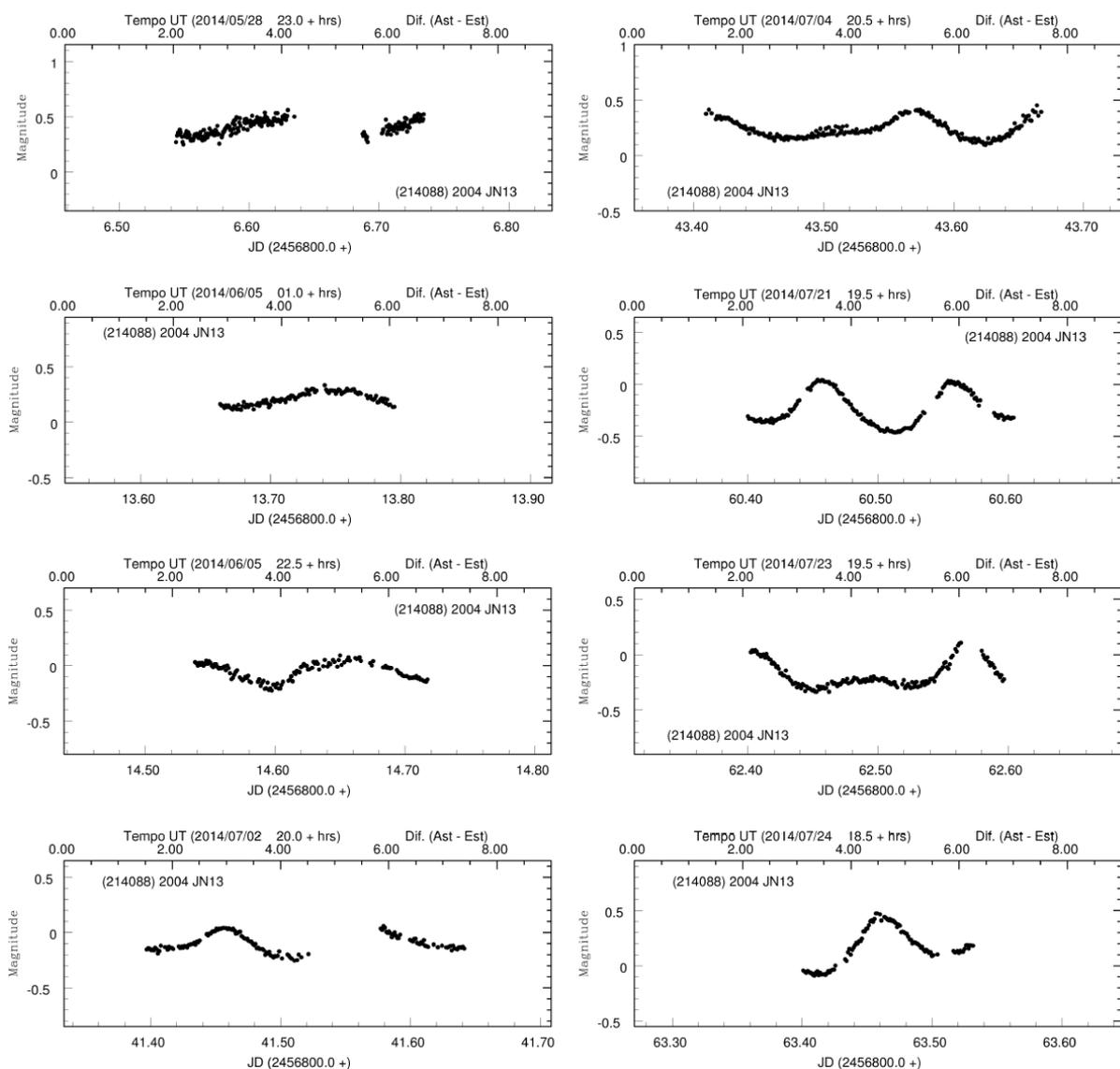


Figura 5.32.: Curvas de luz de (214088) 2004 JN13.

Warner (2015b) determinou um período de 6.336 ± 0.005 para (214088) 2004 JN13 a partir

de observações de novembro e dezembro de 2014. Utilizamos nossos dados e os do Warner (2015b) para realizar uma análise de ICL. O melhor ajuste resultou com uma direção de spin de $\lambda = 268^\circ$, $\beta = 74^\circ$ e um período de $P = 6.332465$ horas, valor similar ao de Warner (2015b) e ao dado no MPC (6.342 horas). O modelo calculado é mostrado na Figura 5.34.

Considerando o valor de período determinado de 6.332465 horas, examinamos a mudança nas curvas de luz do OASI. Tomamos como base o dia 05 de junho de 2012 às 02.48 horas e calculamos o número de revoluções que (214088) 2004 JN13 deveria ter realizado antes de ser observado novamente. O resultado de este processo aparece na Figura 5.35.

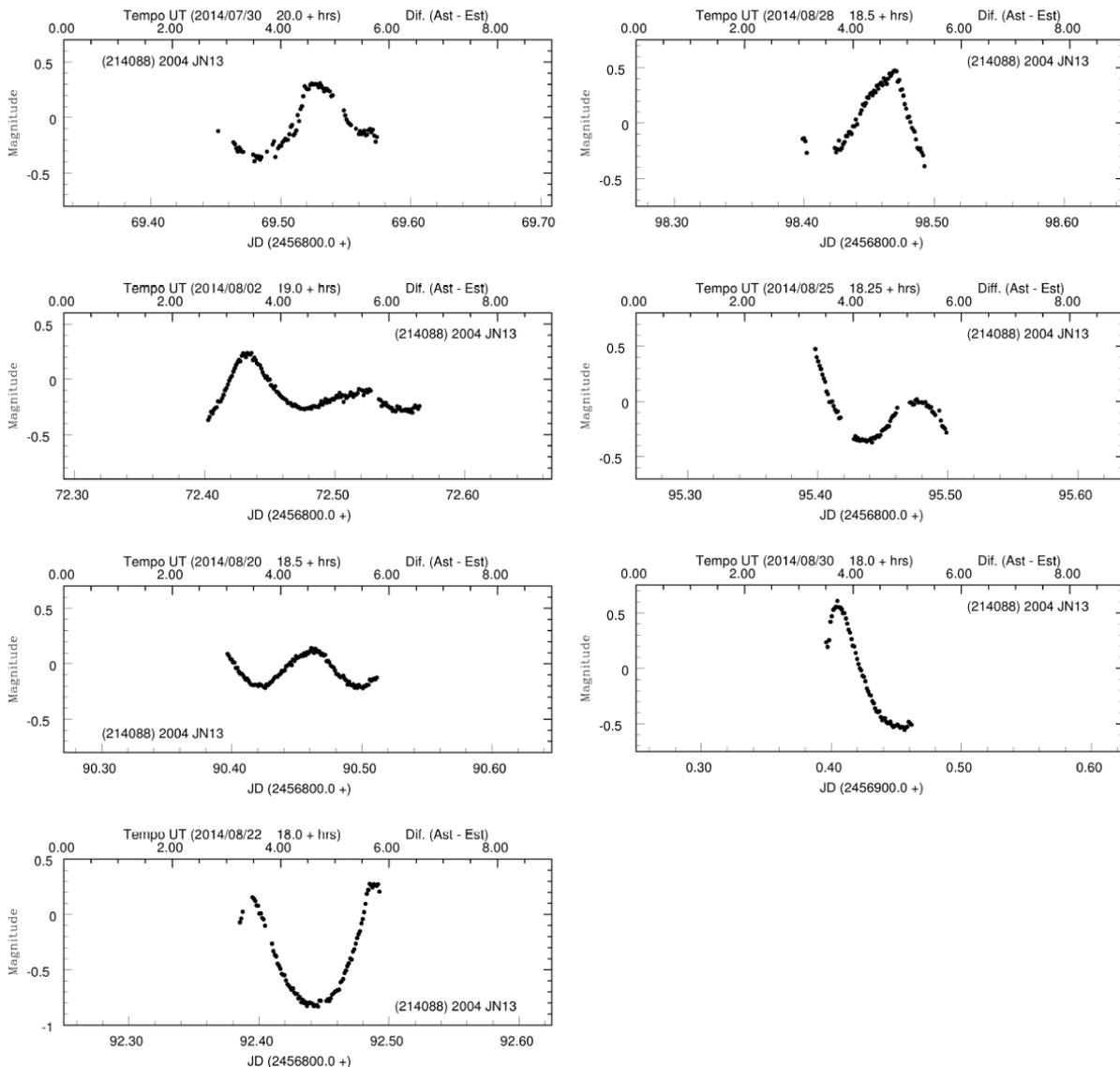


Figura 5.33.: Curvas de luz de (214088) 2004 JN13.

Tabela 5.14.: Dados observacionais de (214088) 2004 JN13.

Data	AR J(2000)	DEC	Tempo Obs. (hrs)	Δ (AU)	r (AU)	α ($^{\circ}$)	Mag (V)
2014 05 29.04	17 18 53.9	-16 02 07	4.5	0.971	1.969	7.4	17.2
2014 06 05.16	17 08 25.8	-16 33 35	3.25	0.892	1.903	3.8	16.8
2014 06 06.04	17 06 59.3	-16 38 02	5.25	0.883	1.894	3.5	16.8
2014 07 02.90	16 12 21.2	-19 53 16	5.75	0.701	1.637	21.4	16.6
2014 07 04.91	16 08 06.7	-20 12 05	6.25	0.694	1.617	23.2	16.6
2014 07 21.90	15 37 31.2	-23 14 00	5.0	0.656	1.450	37.9	16.7
2014 07 23.90	15 34 45.7	-23 38 24	4.5	0.654	1.430	39.6	16.7
2014 07 24.90	15 33 27.7	-23 50 52	3.0	0.652	1.420	40.4	16.7
2014 07 30.95	15 26 44.7	-25 10 23	3.0	0.645	1.361	45.2	16.7
2014 08 02.90	15 24 12.1	-25 51 55	3.0	0.642	1.332	47.4	16.7
2014 08 20.90	15 18 20.3	-30 51 00	2.75	0.611	1.161	60.5	16.7
2014 08 22.89	15 18 37.2	-31 29 30	2.5	0.606	1.144	61.9	16.7
2014 08 25.90	15 19 21.0	-32 30 04	2.5	0.598	1.117	64.1	16.7
2014 08 28.90	15 20 25.4	-33 33 22	2.25	0.589	1.091	66.3	16.7
2014 08 30.90	15 21 18.9	-34 17 15	1.5	0.582	1.074	67.8	16.7

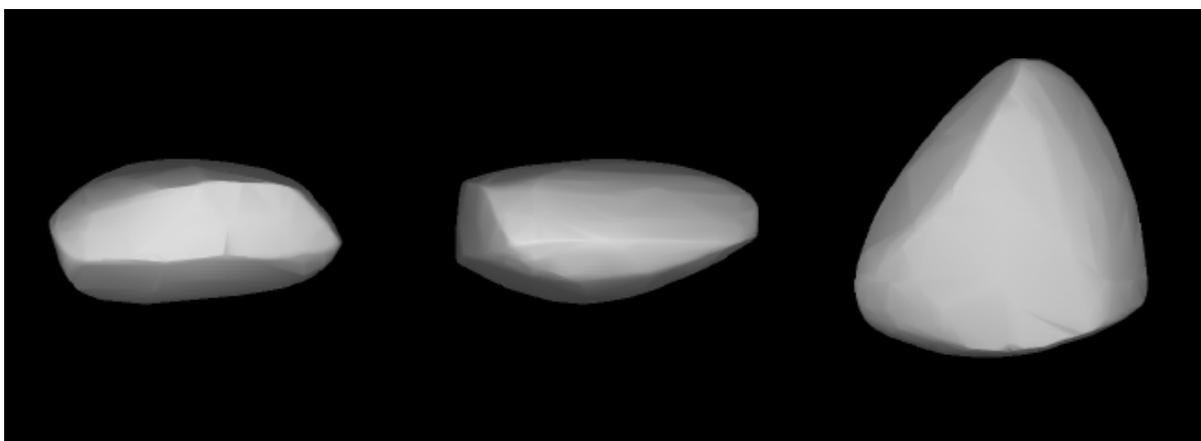


Figura 5.34.: Modelo de forma para (214088) 2004 JN13.

A mudança na forma de curva de luz é grande, aumentando consideravelmente a amplitude de junho para agosto. Se a curva de luz fosse originada por um corpo simples com eixo de spin em rotação relaxada, i. e. sem precessão, se esperaria que o asteroide tivesse uma forma oblata muito alongada. Também, da mudança na amplitude, se esperaria que as observações de junho no OASI teriam tido feitas em um ângulo de aspecto próximo de 0° (ou 180°) e as de agosto próximo de 90° (ou -90°). Nem a forma do modelo (figura 5.34), nem os ângulos de aspecto ($\phi \sim 80^{\circ}$ para junho e $\phi \sim 65^{\circ}$ para agosto) calculados a partir da direção do polo ($\lambda = 268^{\circ}$, $\beta = 74^{\circ}$) correspondem a esta hipótese.

O ângulo de fase varia entre $\alpha \approx 3 - 68^\circ$, ainda que uma variação grande, seu efeito não seria suficiente para causar o aumento de amplitude observada nas curvas, levando em consideração a forma do objeto e os ângulos de aspecto determinados.

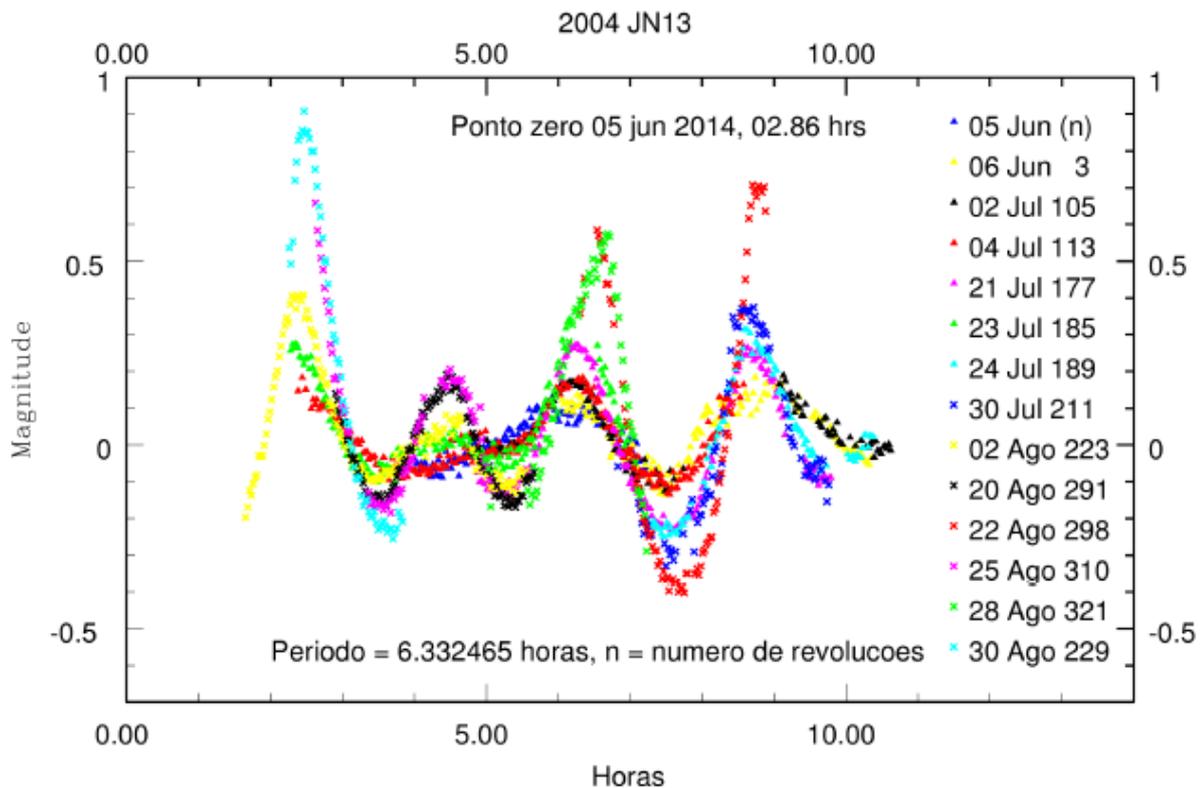


Figura 5.35.: Análise das curvas de luz de (214088) 2004 JN13 observadas no OASI.

Este objeto merece mais estudo visando determinar a possível causa da variação no brilho de (214088) 2004 JN13. Uma alternativa seria a de um asteroide binário, outra, poderia ser a de um asteroide com eixo de rotação precessando (*tumbling*).

Pravec et al. (2005) analisam as curvas de luz de vários asteroides tumbling, um asteroide em particular, (416186) 2002 TD60, apresenta uma forma nas curvas semelhantes às mostradas por (214088) 2004 JN13, sendo apresentadas na Figura 5.36. Na esquerda, as curvas de luz do asteroide (214088) 2004 JN13 (curvas da figura 5.35), na direita, as de (416186) 2002 TD60 dos dias 7 a 11 de dezembro de 2002. Fica a questão aberta sobre a natureza de este objeto, futuras observações serão úteis para um melhor conhecimento de (214088) 2004 JN13.

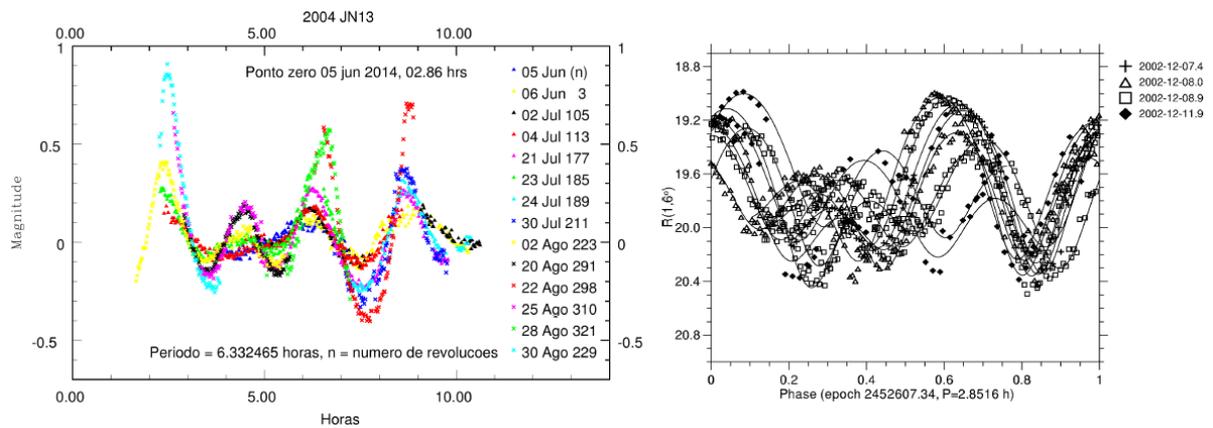


Figura 5.36.: Semelhança nas curvas de luz de (214088) 2004 JN13 e 2002 TD60.

5.3.14. (243566) 1995 SA

Fevereiro, julho e agosto de 2014 são os meses que contém observações de (243566) 1995 SA. A maioria das curvas de luz mostra um ciclo completo do período de rotação. Os máximos e mínimos tendo uma ligeira diferença em brilho, além de ter uma forma tipo triangular. As curvas individuais são mostradas na Figura 5.37 e as efemérides aparecem na Tabela 5.15.

Tabela 5.15.: Dados observacionais de (243566) 1995 SA.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2014 02 03.92	08 31 40.3	-17 03 51	4.0	0.522	1.445	22.8	17.9
2014 02 05.03	08 29 52.2	-16 55 33	1.25	0.510	1.435	23.0	17.8
2014 02 05.92	08 28 24.4	-16 47 51	7.5	0.501	1.427	23.2	17.8
2014 07 22.11	22 09 38.4	+24 15 44	4.75	0.560	1.420	35.4	18.4
2014 07 24.10	22 06 50.6	+23 08 57	4.0	0.565	1.438	33.5	18.3
2014 07 25.04	22 05 30.5	+22 36 42	7.5	0.567	1.447	32.6	18.3
2014 08 01.14	21 55 10.2	+18 21 07	4.5	0.588	1.512	25.8	18.3
2014 08 23.93	21 26 54.0	+04 21 31	7.75	0.729	1.717	11.1	18.6
2014 08 26.90	21 24 22.8	+02 44 54	4.75	0.757	1.744	11.0	18.7
2014 08 30.04	21 22 04.5	+01 08 20	2.5	0.789	1.771	11.4	18.8

Utilizamos noites de cada temporada observacional, fevereiro, julho-agosto e agosto, para determinar o valor do período. Nossos resultados são mostrados na Figura 5.38. A análise com três noites, 21, 23 de julho e 1 de agosto de 2014, apresenta menor dispersão em comparação com os dois conjuntos restantes, ainda assim, o valor do período obtido é quase similar nas três análises. $P = 2.314$ horas (fevereiro), $P = 2.313$ horas (julho-agosto) e $P = 2.316$ horas (agosto). Assumimos um valor de $P = 2.313 \pm 0.003$ horas.

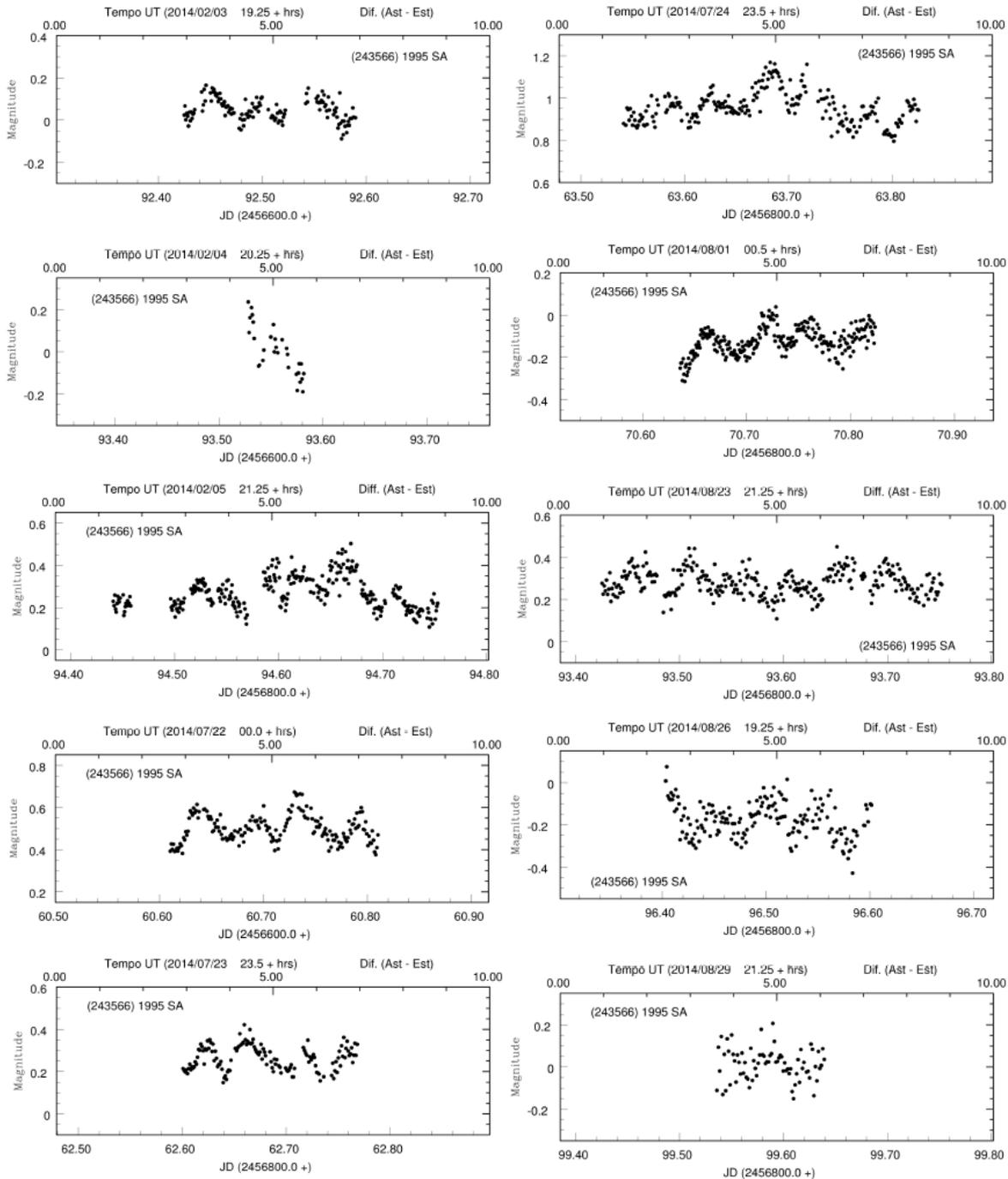


Figura 5.37.: Curvas de luz de (243566) 1995 SA.

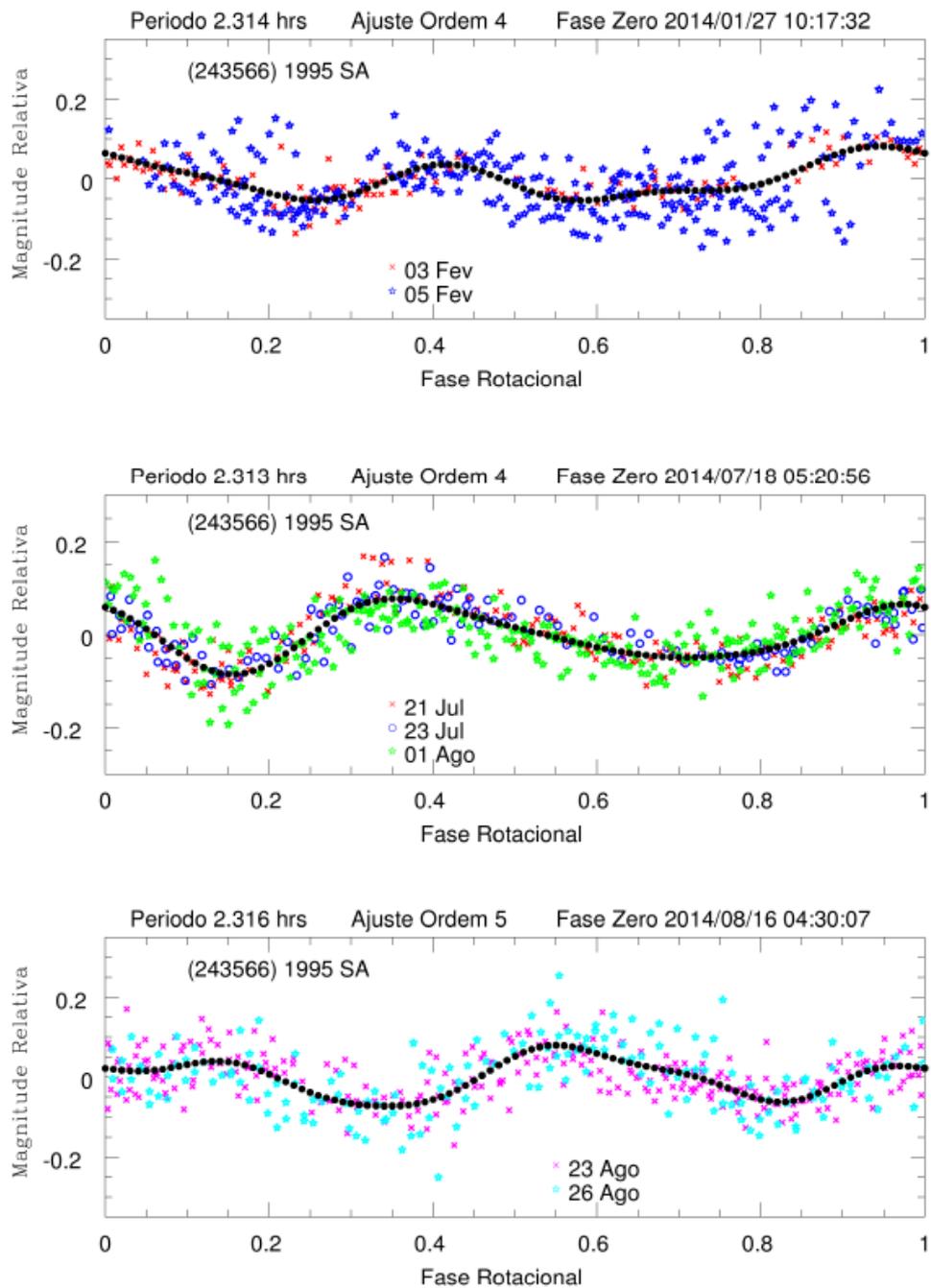


Figura 5.38.: Curva de fase para (243566) 1995 SA utilizando observações de fevereiro/2014, de julho-agosto/2014 e de agosto/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Dois valores de período muito distintos aparecem na literatura. Warner (2014e) determinou inicialmente um valor de $P = 14.37 \pm 0.02$ horas, utilizando 8 noites de março de 2014. Carbognani (2014b) fornece um valor de 2.23 ± 0.08 horas a partir de observações na noite de 29 de janeiro de 2014. Carbognani (2014b) observou o asteroide outras duas noites, 6 e 8 de março de 2015, mas a análise fotométrica sendo difícil de realizar devido ao baixo sinal/ruído e um campo repleto de estrelas, ainda assim, uma análise a esses dados fornece um resultado similar de 2.23 horas.

Nosso resultado está de acordo, dentro dos erros, com o de Carbognani (2014b). O valor fornecido por Warner (2014e) implicaria que (243566) 1995 SA seria um asteroide binário, nenhum dos autores menciona essa possibilidade nas suas publicações.

Uma inspeção visual das curvas individuais deste NEA, sobretudo nas noites de 04 de fevereiro, 24 de julho e 01 de agosto, parece mostrar indícios de um período maior intrínseco, como se o brilho médio da variação de 2.21 horas registrasse um máximo. Um trabalho futuro seria a inspeção das curvas deste objeto, tentando encontrar o valor do período do possível satélite, que talvez corresponda ao valor determinado por Warner (2014e).

A curva de luz composta fornecida por Warner (2014e) tem uma dispersão de 0.1 mag. . A amplitude em nossas observações é um pouco maior ($A \sim 0.2 \text{ mag.}$) e, portanto, existe a possibilidade de que o valor de 2.313 horas esteja intrínseco na dispersão dos dados de Warner (2014e).

Tendo uma boa cobertura observacional de (243566) 1995 SA, contando com um total de 18 curvas de luz em 7 meses, realizamos duas análises com ICL, um delas envolvendo só as curvas do OASI e outra com o conjunto total. Os resultados foram os seguintes: para a análise das curvas do OASI, o melhor resultado se obteve com uma direção de spin de $\lambda = 296^\circ$ e $\beta = -49^\circ$ e um período de $P = 2.31375$ horas, enquanto para o conjunto total obtivemos a direção $\lambda = 228^\circ$, $\beta = -19^\circ$ e um período de $P = 2.31382$ horas.

A Figura 5.39 mostra o modelo calculado para as curvas do OASI, enquanto a Figura 5.40 contém o modelo para o conjunto completo de dados. Existe uma diferença pequena no valor de período de rotação, enquanto as direções do polo e os modelos da forma diferem bastante.

Calculamos os ângulos de aspecto utilizando as direções do polo determinadas. Para a direção ($\lambda = 296^\circ$, $\beta = -49^\circ$) o ângulo de aspecto para as observações de fevereiro é de $\phi \sim 79^\circ$, para julho de $\phi \sim 98^\circ$ e para agosto de $\phi \sim 83^\circ$. Para a direção ($\lambda = 228^\circ$, $\beta = -19^\circ$) obtemos $\phi \sim 34^\circ$ nas observações de fevereiro, $\phi \sim 32 - 40^\circ$ nas observações de abril, $\phi \sim 125^\circ$ para julho e $\phi \sim 128^\circ$ para agosto.

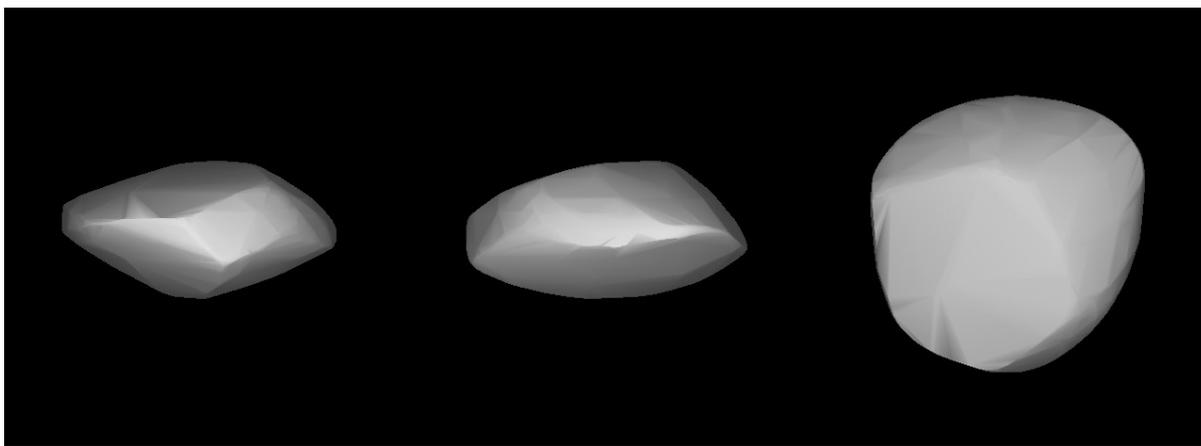


Figura 5.39.: Modelo de forma para (243566) 1995 SA, utilizando apenas os dados do OASI.

A direção do polo de $(\lambda = 296^\circ, \beta = -49^\circ)$ implicaria que tanto as observações no OASI como as de Warner (2014e) teriam observado (243566) 1995 SA praticamente no equador, o qual seria consistente com a amplitude pequena em todas as observações ($A \sim 0.2mag.$ para o OASI e $A \sim 0.3mag.$ para Warner). A direção $(\lambda = 228^\circ, \beta = -19^\circ)$ fornece um valor similar para as noites de fevereiro no OASI e as de Warner (2014e) ($\phi \sim 35^\circ$) e as observações julho e agosto do OASI teriam sido observadas quase 128° , em principio, uma mesma proporção de area superficial, mas observando a face contraria. Analisando a forma do asteroide nessas configurações, também explicaria a pequena amplitude observada nos dados. Desta forma, é difícil definir qual direção de polo e forma seriam os corretos.

Um dado que complica nossa análise, vem do resultado de Carbognani (2014b), mencionado acima, onde a partir de uma noite no final de janeiro e duas noites no começo de março de 2014, fornece um período de 2.23 horas e uma amplitude de $A = 1.2mag$, nada consistente com as amplitudes observadas no OASI e por Warner (2014e) praticamente na mesma epoca. Mais observações deste objeto são necessárias para determinar a direção de spin e forma.

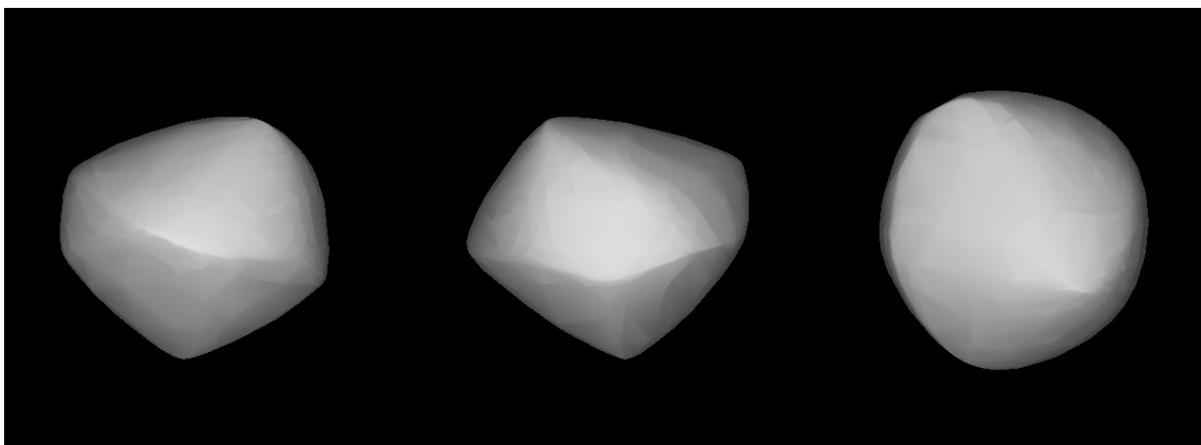


Figura 5.40.: Modelo de forma para (243566) 1995 SA, utilizando todos os dados.

5.3.15. (251346) 2007 SJ

(251346) 2007 SJ foi observado em novembro e dezembro de 2013 além de abril e maio de 2014. Ao inspecionar visualmente as curvas individuais, se percebe uma variação de brilho bastante irregular e um período de rotação coberto totalmente em várias das noites. As circunstâncias observacionais são dadas na Tabela 5.16 e as curvas individuais na Figura 5.41.

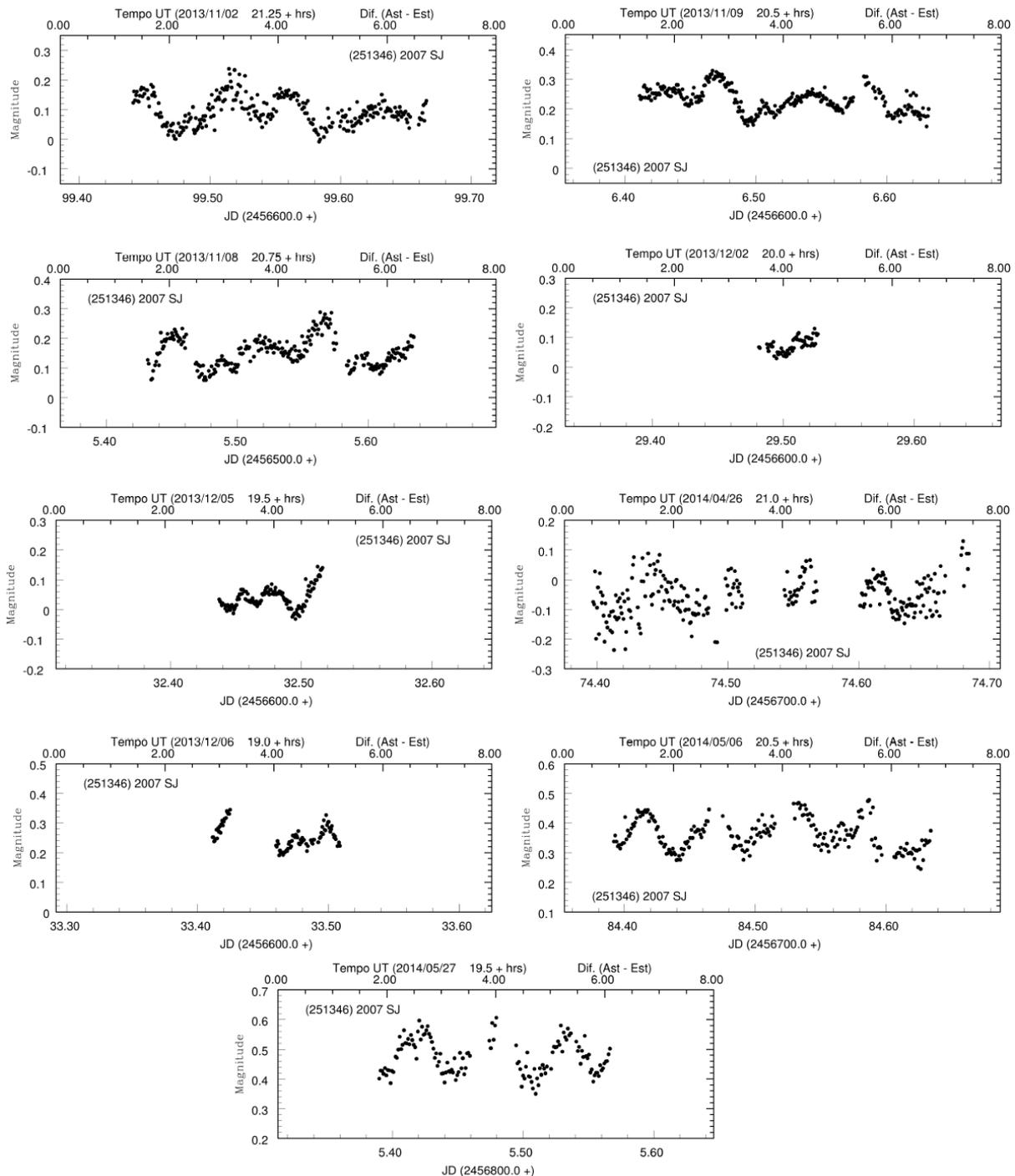


Figura 5.41.: Curvas de luz de (251346) 2007 SJ.

Utilizamos as noites de 2, 8 e 9 de novembro para realizar uma primeira análise, as noites de

26 de abril e 6 de maio para uma segunda análise e finalmente as duas noites de maio para uma terceira análise. Os três ajustes foram obtidos com uma ordem 6, e valores do período sendo 2.719, 2.75 e 2.718 horas, respectivamente. A curva de luz composta das noites de abril-maio tem maior dispersão, e um segundo valor que fornece um bom ajuste é 2.72 horas. Determinamos um valor final do período de 2.719 ± 0.005 horas para (251346) 2007 SJ. Os ajustes são mostrados na Figura 5.42.

Também para 2007 SJ aparecem vários valores do período publicados. Warner (2014c) fornece um valor de 2.718 ± 0.002 horas, determinado a partir de três noites em novembro de 2013. Warner, similarmente ao NEA 1998 KV2, estabelece que o período curto de (251346) 2007 SJ o coloca como candidato a asteroide binário, embora sem ter detectado a presença de um companheiro. Carbognani (2014b) determina um valor de $P = 2.78 \pm 0.02$ horas utilizando observações na noite de 12 de dezembro de 2013. Carbognani argumenta que o pico do máximo muda 0.04 magitudes durante a mesma seção de observação, o mínimo mudando também. Carbognani (2014b) sugere que as variações podem ser devidas a um sistema binário assíncrono, e sem fenômeno mutuo, i. e. sem eventos de ocultações ou eclipses, e que um satélite com um período de rotação de 1.65 horas poderia justificar as diferenças observadas, mas os dados não são suficientes para confirmar esse argumento.

Hicks and Ebelhar (2014) determinam um valor de 2.718 ± 0.007 horas a partir de três noites de observação, 10 de outubro, 11 e 13 de dezembro de 2013. Nosso resultado é similar ao de Warner (2014c) e Hicks and Ebelhar (2014), enquanto o resultado a partir da análise das noites de abril e maio estão mais de acordo como o de Carbognani (2014b).

Tabela 5.16.: Dados observacionais de (251346) 2007 SJ.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2013 11 02.94	01 27 03.2	+41 04 17	5.25	0.389	1.344	21.4	16.5
2013 11 08.93	01 11 36.8	+41 53 25	4.75	0.353	1.299	25.0	16.4
2013 11 09.91	01 08 57.2	+41 59 26	5.25	0.347	1.292	25.7	16.3
2013 12 02.98	00 05 30.0	+41 34 41	1.0	0.240	1.127	48.7	15.9
2013 12 05.94	23 58 19.5	+41 12 34	2.0	0.228	1.108	52.3	15.8
2013 12 06.91	23 56 02.9	+41 04 43	2.25	0.224	1.102	53.4	15.8
2014 04 26.90	12 56 40.8	-33 25 32	6.75	0.490	1.461	18.1	17.1
2014 05 06.89	12 55 05.3	-30 05 02	5.75	0.580	1.537	19.4	17.6
2014 05 27.89	13 04 27.3	-25 12 10	4.25	0.815	1.695	24.7	18.7

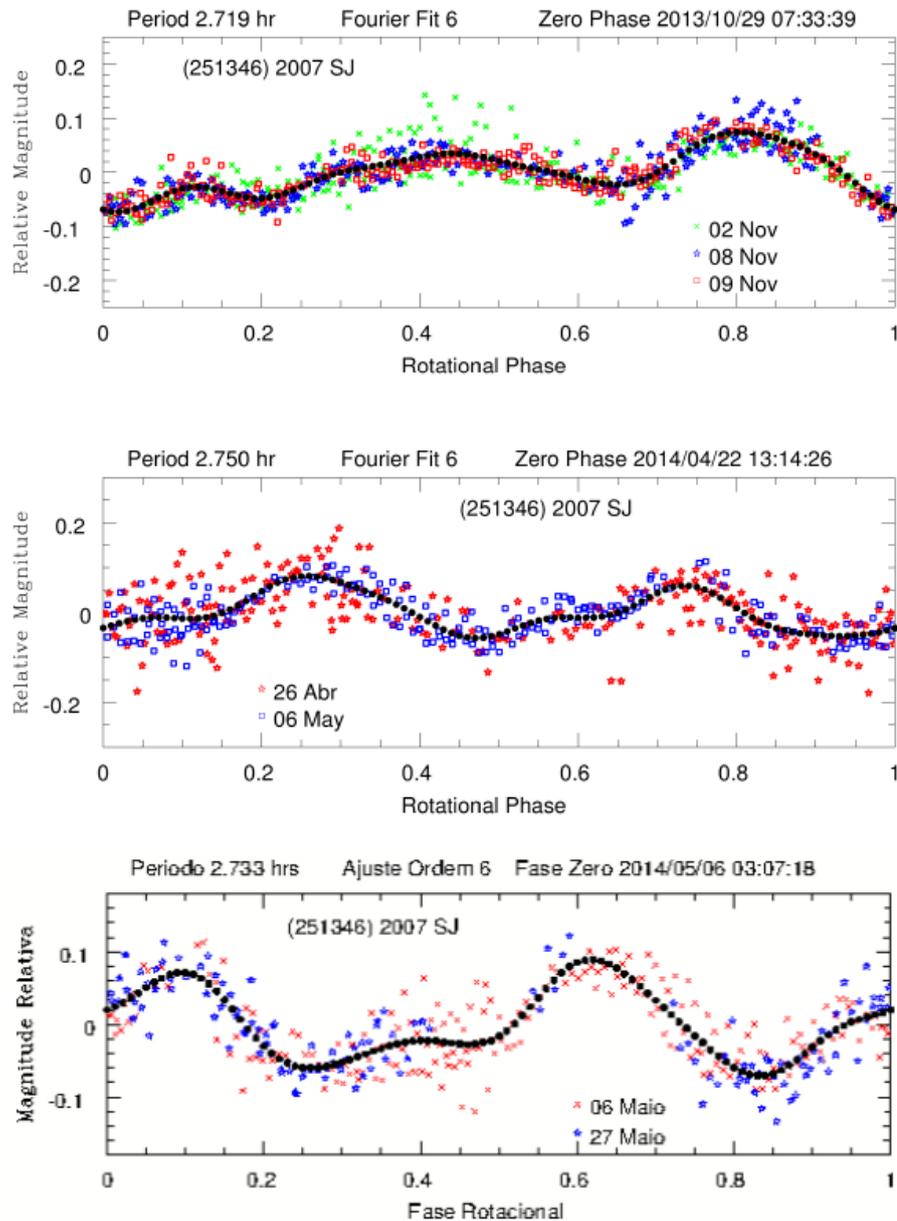


Figura 5.42.: Curva de fase para (251346) 2007 SJ utilizando observações de novembro/2013, de abril-maio/2014 e de maio/2014. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Um passo seguinte seria inspecionar nossos dados visando encontrar evidência de um companheiro para (251346) 2007 SJ, se ele existir. Com relação às curvas, elas mostram uma forma irregular, indicando que a superfície deste asteroide seria igualmente irregular. Analizamos nossos dados e os de Warner (2014c) com o método de ICL visando determinar a direção de spin e corroborar uma forma irregular.

Utilizando 12 curvas de luz observadas entre novembro de 2013 e maio de 2014, 9 observadas no OASI e 3 obtidas do MPC, determinamos o modelo da forma e direção do polo para (251346) 2007 SJ. O resultado é mostrado na Figura 5.43, a direção corresponde às coordenadas eclípticas $\lambda = 293^\circ$, $\beta = -39^\circ$, e o período de rotação é de $P = 2.7184$ horas. A forma de (251346)

2007 SJ é algo assimétrica na região equatorial, como se pode perceber das faces mostradas na Figura 5.43. Também, as áreas das faces mostradas na esquerda e no centro da figura 5.43 correspondem ao pequeno valor da amplitude mostrada em nossas curvas compostas e na análise dada por Warner (2014c) ($A = 0.2 \text{ mag}$). Os ângulos de aspecto determinados a partir da direção de spin ($\lambda = 293^\circ$, $\beta = -39^\circ$) são: $\phi \sim 118^\circ$ para as observações de novembro-dezembro de 2013 e $\phi \sim 75^\circ$ para abril-maio de 2015, observando em maior proporção as faces equatoriais de (251346) 2007 SJ em todos os casos.

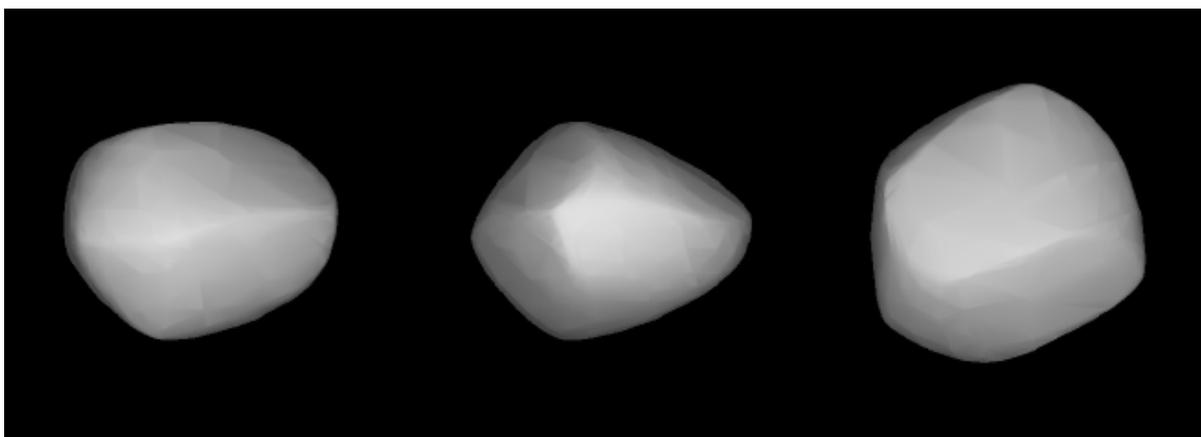


Figura 5.43.: Modelo de forma para (251346) 2007 SJ.

Finalmente, lembramos que Warner (2014c) propoe (251346) 2007 SJ como candidato a asteroide binário, ainda que a mudança na forma das curvas de luz pode ser explicada com a forma do asteroide e as geometrias de observação, não podemos descartar totalmente a possibilidade de um companheiro.

5.3.16. (276397) 2002 XA40

O asteroide (276397) 2002 XA40 conta com apenas uma noite de observação. A figura 5.44 mostra o ajuste resultante, sendo as efemérides dela na Tabela 5.17.

O período determinado foi de 2.433 horas. A curva é bastante irregular, e aparentemente teríamos observado só um máximo e um mínimo, pensamos que o valor poderia ser um pouco diferente, devido a que a rotação não foi coberta em sua totalidade. Futuras observações devem ajudar a determinar com maior precisão o valor. Assumimos $P = 2.43 \pm 0.2$ horas como sendo o período de rotação (276397) 2002 XA40.

Tabela 5.17.: Dados observacionais de (276397) 2002 XA40.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^\circ$)	(V)
2012 08 24.90	20 00 43.6	-13 03 11	2.0	0.314	1.285	25.5	16.3

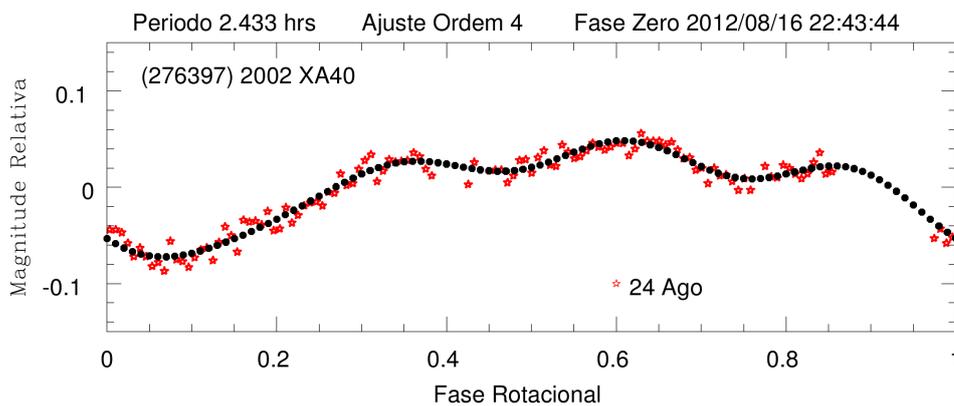


Figura 5.44.: Curva de fase para (276397) 2002 XA40 utilizando observações de agosto/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

5.3.17. (312473) 2008 SX245

Duas noites de março, quatro de abril e uma de maio de 2012 compõem o total de dados do asteroide (312473) 2008 SX245. Nas observações de março, o movimento do asteroide foi rápido, mudando de campo de observação em pouco tempo. Devido este fato, não conseguimos ter as mesmas estrelas de referência durante uma noite. O conjunto de imagens do dia 27 foi então dividido em 2 partes e as do dia 29 em três partes, cada uma contando com uma diferente estrela de referência. A Figura 5.45 mostra as 10 curvas individuais e a Tabela 5.18 contém as circunstâncias observacionais para as 7 noites.

As curvas apresentam pouco ruído, e uma variação tipo senoidal é visível. Utilizamos dos conjuntos de observações, março e abril de 2012, visando determinar o período de (312473) 2008 SX245. O melhor ajuste ocorre para as noites de março, com uma ordem 3 e um período de $P = 3.463$ horas. No caso da análise das curvas de abril, o melhor ajuste foi com um período de $P = 3.359$ horas e uma ordem 6. Esta última análise contém dados de 4 noites, mas tem menor cobertura temporal e uma dispersão maior. Estabelecemos o valor do período como $P = 3.463 \pm 0.004$. As curvas compostas são mostradas na Figura 5.46. Este é a primeira determinação do período deste asteroide.

Dos ajustes das séries de Fourier percebe-se uma mudança nas formas das curvas de luz, passando de bastante regular a algo irregular. As curvas de maio foram observadas em um ângulo de fase próximo de 30° enquanto as de abril em quase 1° , essa variação poderia ser uma das causas na mudança. Visando determinar outras possíveis causas, analisamos as curvas com o ICL.

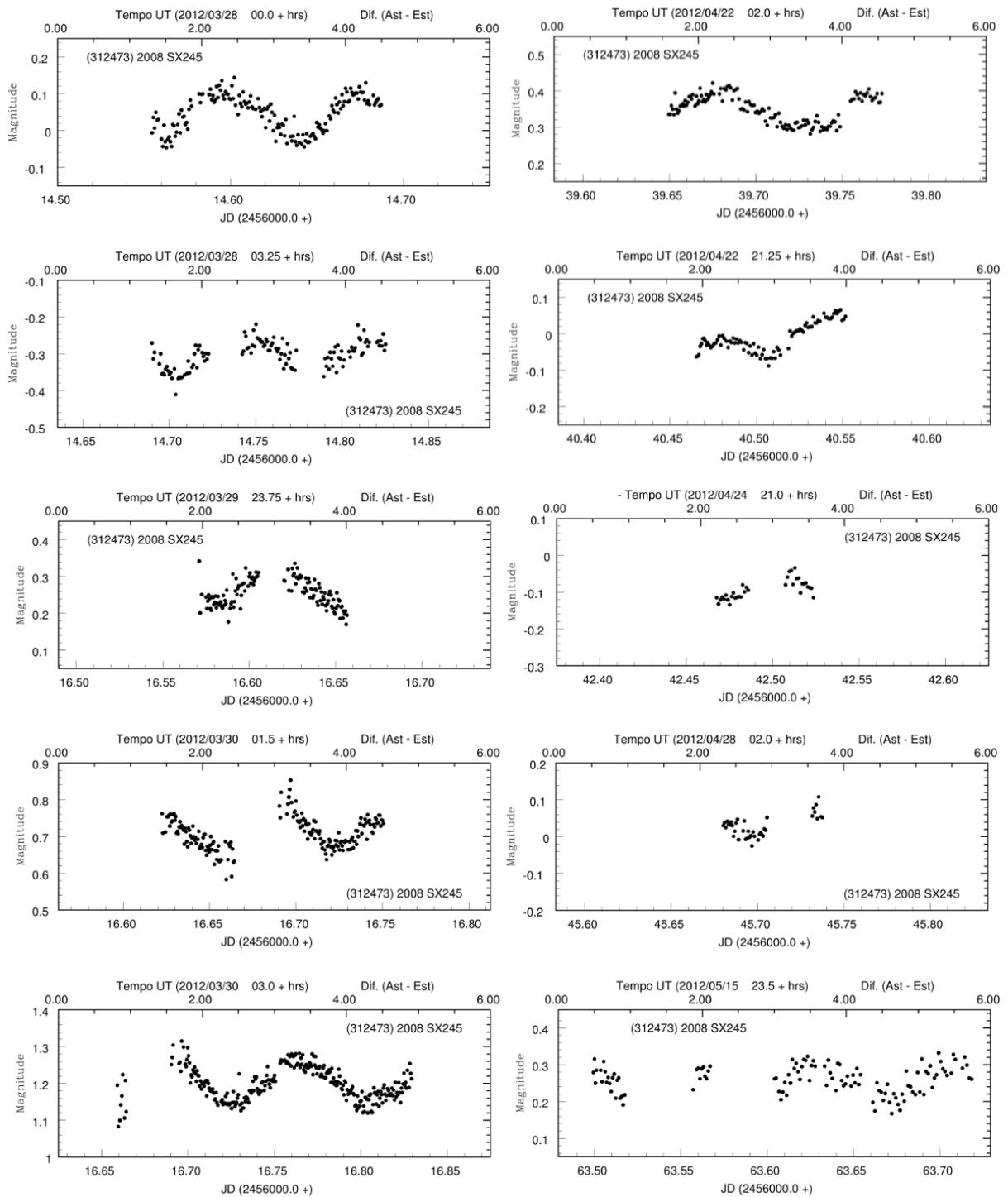


Figura 5.45.: Curvas de luz de (312473) 2008 SX245.

Tabela 5.18.: Dados observacionais de (312473) 2008 SX245.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2012 03 28.05	14 07 49.8	-27 55 07	6.5	0.268	1.229	27.1	17.3
2012 03 30.07	14 08 11.1	-26 36 07	6.0	0.271	1.237	25.2	17.3
2012 04 22.15	14 03 18.8	-09 52 13	3.0	0.360	1.365	1.8	17.2
2012 04 22.96	14 03 05.5	-09 26 02	2.0	0.365	1.370	2.3	17.2
2012 04 24.97	14 02 30.2	-08 24 19	1.25	0.377	1.382	3.8	17.4
2012 04 28.18	14 01 39.6	-06 55 04	1.5	0.397	1.401	6.4	17.7
2012 05 16.00	14 01 08.9	-01 46 46	5.25	0.542	1.511	18.4	19.0

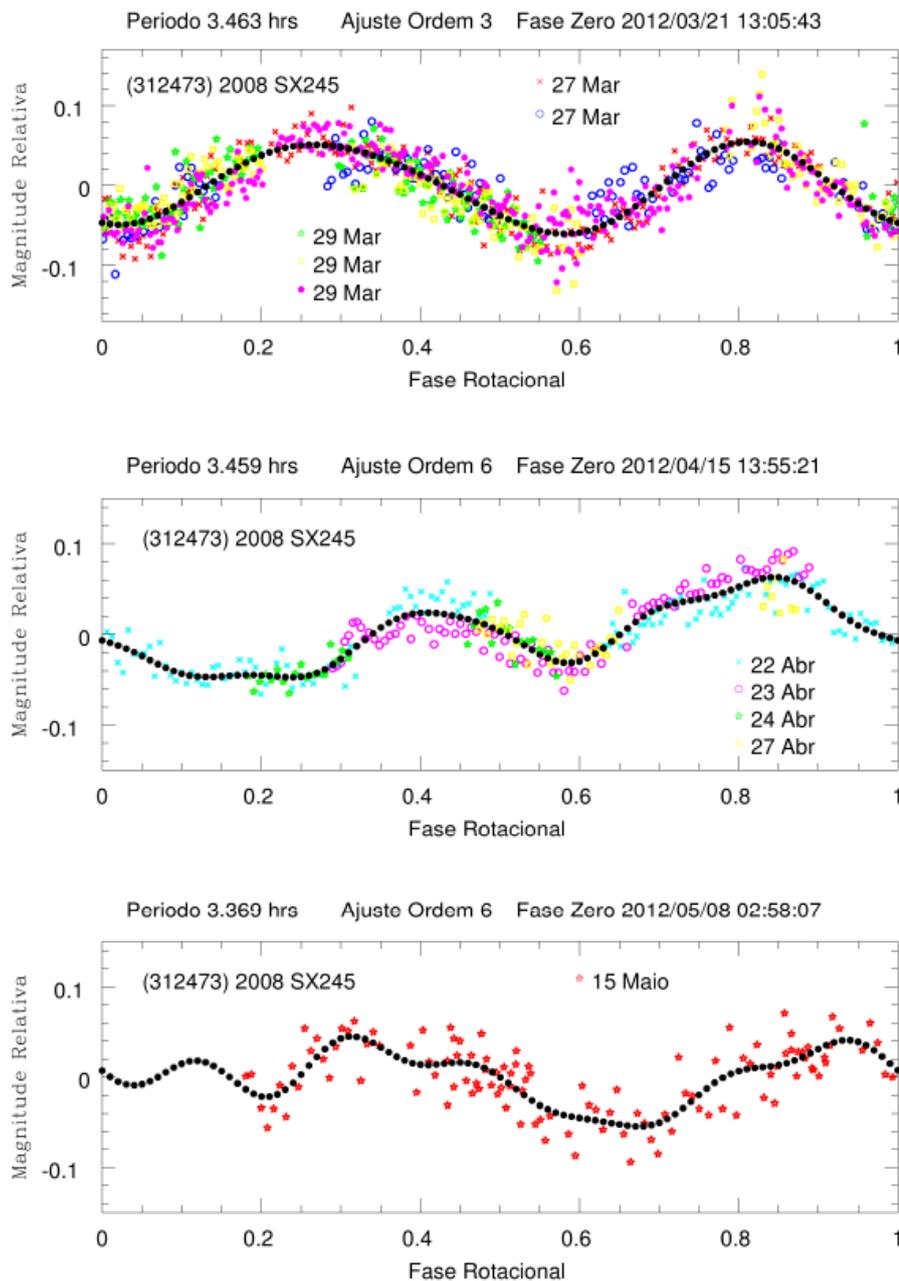


Figura 5.46.: Curva de fase para (312473) 2008 SX245 utilizando observações de março/2012, de abril/2012 e de maio/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

A direção do polo determinada da análise de ICL foi ($\lambda = 38^\circ$, $\beta = 22^\circ$) e um período de rotação de 3.4601 horas. O modelo calculado é mostrado na Figura 5.47.

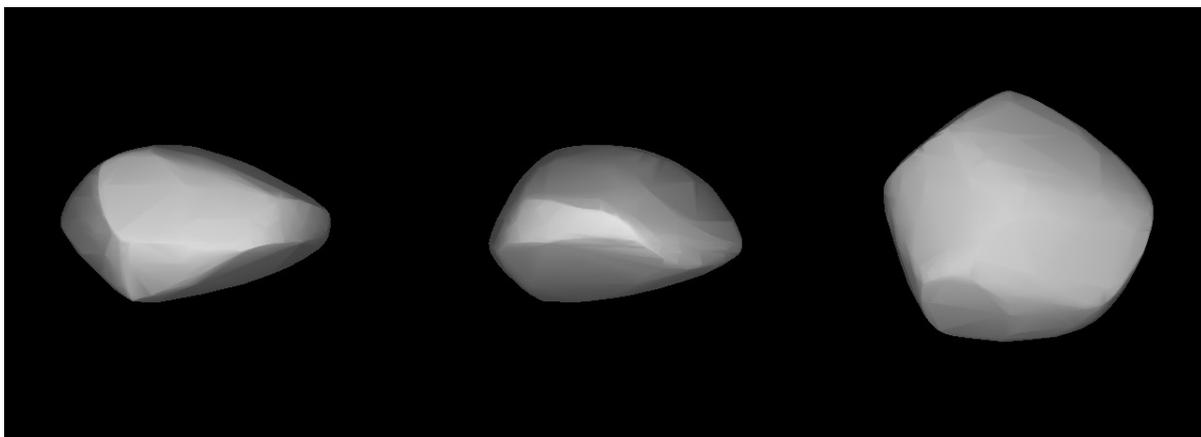


Figura 5.47.: Modelo de forma para (312473) 2008 SX245.

A forma do asteroide mostra um certo achatamento, e em geral, tendo uma superfície irregular. Os ângulos de aspecto das observações obtidos a partir da direção de spin vão de $\phi \sim 67^\circ$ a $\phi \sim 56^\circ$, o qual parece corresponder com a pequena diminuição na amplitude das curvas individuais (Figura 5.45). A amplitude pequena também está de acordo com a forma do asteroide e as respectivas geometrias de observação. Estas, por sua vez, explicariam as pequenas mudanças na forma das curvas de luz, mas não podemos descartar que se trate de ruído nos dados.

5.3.18. (326732) 2003 HB6

O NEA do grupo dos Amor, (326732) 2003 HB6, foi observado durante cinco noites, duas em maio de 2012, com pouca cobertura temporal devido às condições atmosféricas, e três em junho de 2012. Utilizamos os dados de junho para determinar o período de rotação. A Figura 5.48 mostra as curvas individuais enquanto as efemérides aparecem na Tabela 5.19.

Tabela 5.19.: Dados observacionais de (326732) 2003 HB6.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^\circ$)	(V)
2012 05 21.07	16 17 35.4	-01 28 17	0.75	0.467	1.460	13.5	17.5
2012 05 24.09	16 16 42.7	-00 38 57	2.75	0.447	1.440	14.2	17.4
2012 06 18.89	16 09 22.5	+05 12 40	5.25	0.323	1.287	29.0	17.0
2012 06 19.88	16 09 21.9	+05 21 00	7.0	0.320	1.281	29.7	17.0
2012 06 25.95	16 10 17.6	+05 59 42	4.5	0.300	1.252	33.8	16.9

A figura 5.49 contém o melhor ajuste da nossa análise. A ordem utilizada foi 6 para um

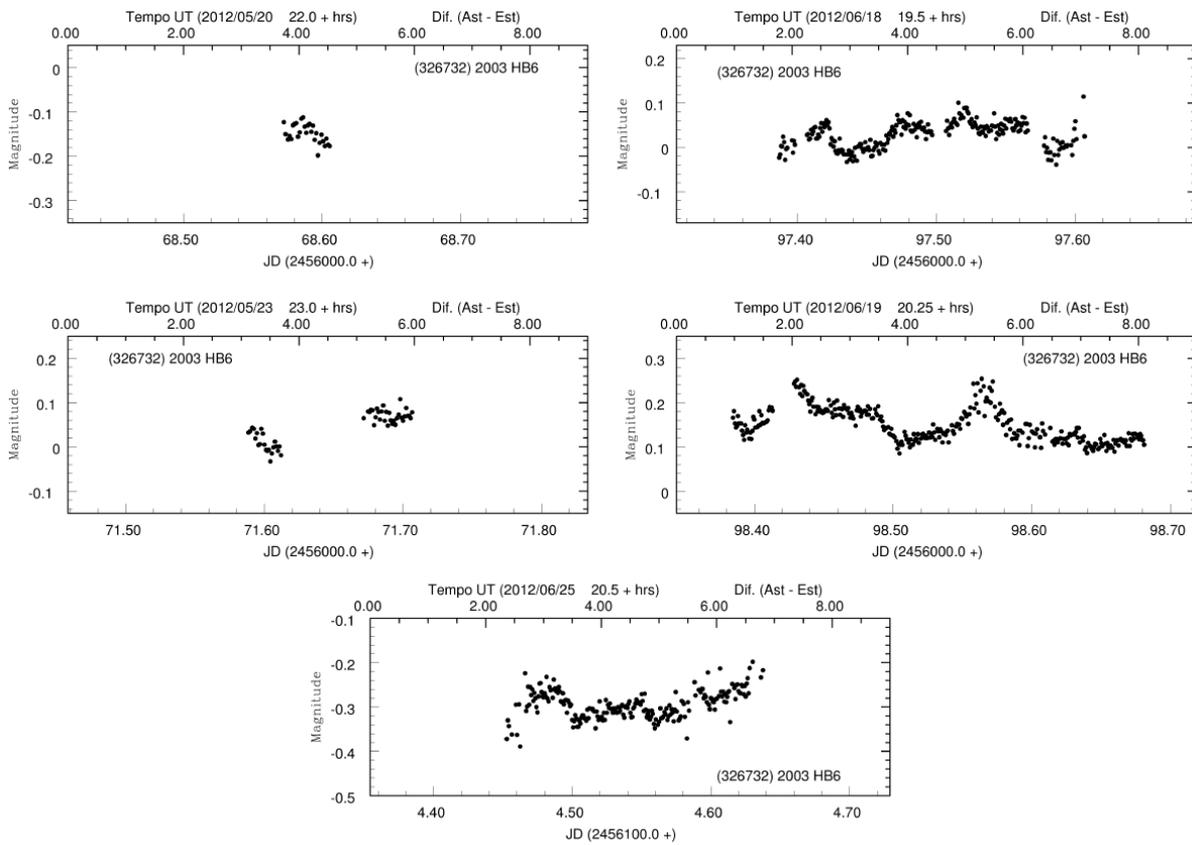


Figura 5.48.: Curvas de luz de (326732) 2003 HB6.

período de 9.871 horas. A variação no brilho é bastante irregular, a dispersão é um pouco alta e o ajuste em alguns trechos não é bom. Assumimos um valor de $P = 9.8 \pm 0.3$ horas para (326732) 2003 HB6.

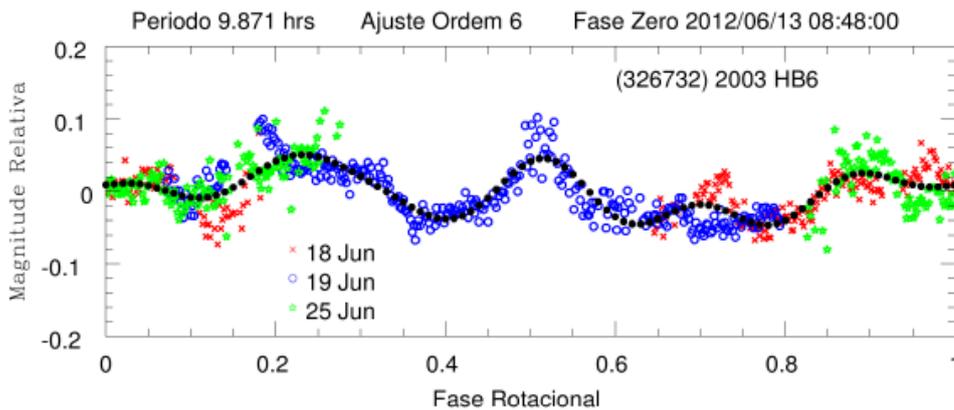


Figura 5.49.: Curva de fase para (326732) 2003 HB6 utilizando observações de junho/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Warner (2012) determina um valor de período de 9.436 ± 0.004 horas a partir de 4 noites em junho de 2012. Nossos dados tem em comum a noite do dia 18, Nossa curva de fase tem alguma similaridade com a obtida por Warner (2012) (ver Figura 5.50), mas em alguns trechos difere bastante. Nosso resultado, ainda que próximo, não concorda com o de Warner (2012).

Atribuímos isso à dispersão de nossos dados, e notamos que possivelmente o valor determinado Warner (2012) seja o mais correto.

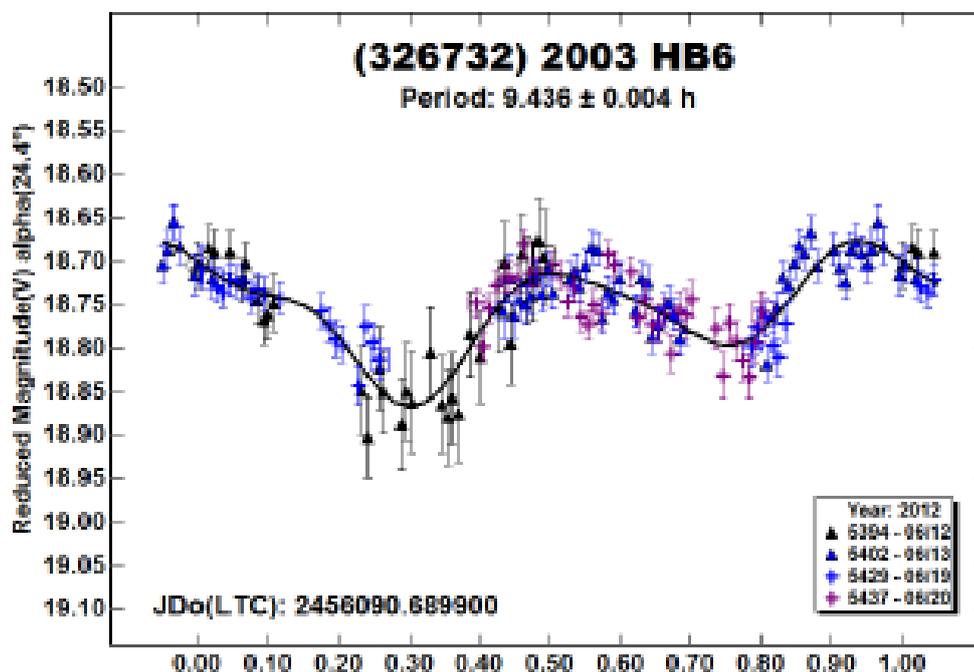


Figura 5.50.: Curvas de fase para (326732) 2003 HB6 de Warner (2012).

5.3.19. (330825) 2008 XE3

O asteroide (330825) 2008 XE3 foi observado em uma missão observacional em junho de 2012, durante quatro noites. As circunstâncias observacionais são dadas na Tabela 5.20 e as curvas individuais são mostradas na Figura 5.51.

Tabela 5.20.: Dados observacionais de (330825) 2008 XE3.

Data	AR	DEC	Tempo	Δ	r	α	Mag
	J(2000)		Obs. (hr)	(AU)	(AU)	($^{\circ}$)	(V)
2012 06 20.20	21 56 37.4	-19 42 22	3.25	0.695	1.521	33.5	17.8
2012 06 22.18	22 00 44.3	-19 11 31	2.0	0.673	1.508	33.4	17.7
2012 06 24.10	22 04 45.1	-18 40 09	3.75	0.653	1.496	33.4	17.6
2012 06 26.24	22 09 13.4	-18 03 27	1.0	0.630	1.482	33.3	17.5

As curvas dos dias 19 e 23 tem uma maior cobertura temporal e uma melhor visualização da variação do brilho. Utilizamos as quatro noites na procura do valor do período. O valor que forneceu o melhor ajuste da séries corresponde a 4.406 horas, com uma ordem 5. O resultado é mostrado na Figura 5.52. Assumimos o valor do período para (330825) 2008 XE3 como sendo

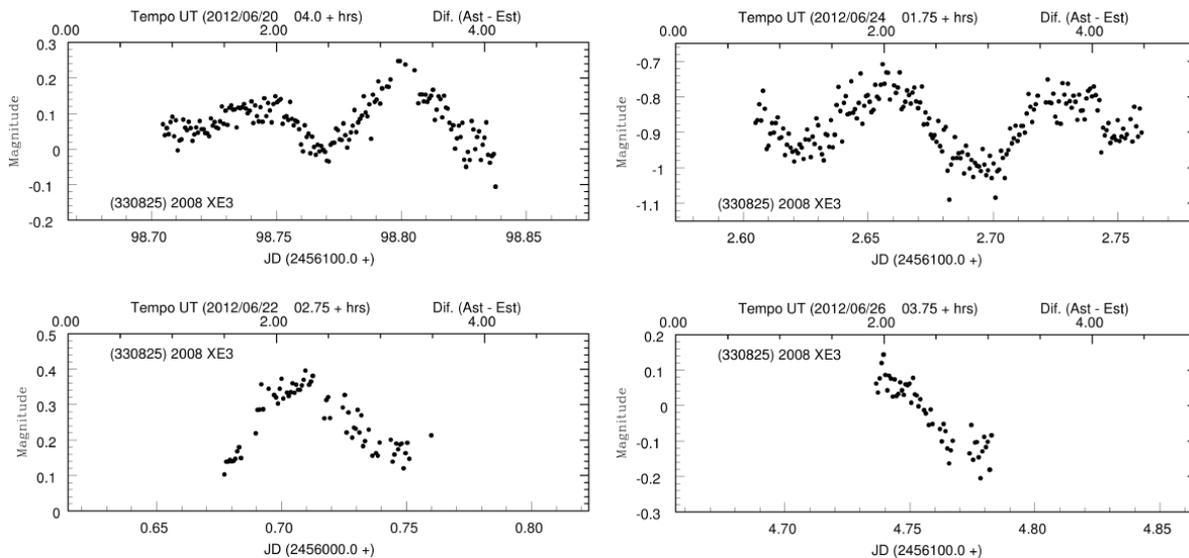


Figura 5.51.: Curvas de luz de (330825) 2008 XE3.

$P = 4.406 \pm 0.01$ horas.

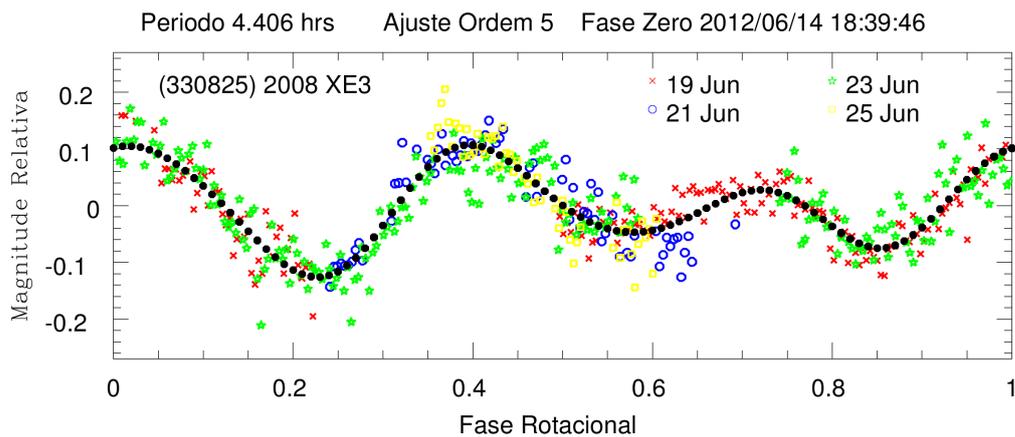


Figura 5.52.: Curva de fase para (330825) 2008 XE3 utilizando observações de junho/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

Hicks et al. (2012) utilizando 3 noites em novembro de 2012, fornecem um valor de 4.414 ± 0.002 horas para o período. Eles percebem nos seus dados que existe uma mudança na dispersão, a qual não seria compatível com uma mudança na geometria de observação, já que o ângulo de fase permaneceu relativamente constante nos dias de suas observações. Propõem, portanto, que (330825) 2008 XE3 seja um asteroide binário, e ajustam um modelo de dois períodos descrito em Pravec et al. (2000b). O resultado é um modelo que ajusta bem os dados, com períodos de $P = 4.412 \pm 0.02$ horas para o primário e $P = 29.71 \pm 0.05$ horas para o secundário.

Warner (2013) reporta um valor de 4.409 ± 0.001 horas através de 3 noites de outubro de 2012. Carbognani (2014a) analisa o período de 2008 XE3 através de observações da noite do 24 de outubro de 2012. Argumenta que a curva de luz aparece bem coberta, mas não se repete

exatamente, existindo alguma dispersão na curva de fase, e por esse motivo, realiza uma busca do período do satélite, como já sugerido por Hicks et al. (2012). Propõe que a solução mais provável seja de um sistema binário assíncrono, sem eventos de ocultações ou eclipses, mas com a curva de luz do corpo principal alterada pela rotação do corpo secundário ao redor do seu próprio eixo. Carbognani (2014a) encontra um valor de 5.7 ± 0.1 horas para o período do objeto secundário, mas deixa aberta a possibilidade de que também esse resultado seja produto do ruído nos dados. Seu valor para o objeto primário é de 4.41 ± 0.01 horas.

Existe uma grande discrepância entre os valores do período para o suposto satélite, mas o valor do objeto principal é praticamente o mesmo para todos os autores, inclusive os aqui apresentados.

Em uma inspeção visual de nossas curvas dos dias 19 e 23 de junho, percebe-se que não tem uma correspondência, um dos máximos sendo similar nas duas noites, mas o outro completamente diferente. Isso nos faz concordar com Hicks et al. (2012) e Carbognani (2014a) de que 2008 XE3 possa realmente ser um sistema binário. Futuras observações devem esclarecer esse fato e determinar o período do objeto secundário.

5.3.20. 2006 VY13

O asteroide 2006 VY13 conta com 6 noites de observação, quatro no mês de março e duas em maio de 2012. As curvas individuais são mostradas na Figura 5.53. A primeira impressão ao se analisar as curvas é de que o período de 2006 VY13 deva corresponder a um valor grande. Utilizamos as noites de março para determinar um valor do período de rotação. As efemérides das noites estão na Tabela 5.21.

Tabela 5.21.: Dados observacionais de 2006 VY13.

Data	AR J(2000)	DEC	Tempo Obs. (hr)	Δ (AU)	r (AU)	α ($^{\circ}$)	Mag (V)
2012 03 20.19	15 54 25.9	-07 09 16	1.75	0.363	1.223	44.3	17.1
2012 03 21.18	15 55 29.6	-07 05 00	3.5	0.365	1.228	43.7	17.1
2012 03 22.14	15 56 26.7	-07 00 49	4.5	0.367	1.233	43.1	17.1
2012 03 23.13	15 57 20.3	-06 56 28	4.75	0.369	1.237	42.5	17.1
2012 05 18.95	15 25 03.5	-06 00 31	2.5	0.616	1.616	9.0	17.8
2012 05 19.96	15 24 15.2	-06 04 59	3.0	0.625	1.623	9.3	17.8

Em nossa análise obtivemos dois valores com relativamente bom ajuste, o primeiro deles com uma ordem 4 e um período de 14.051 horas, o segundo com uma ordem 5 e um período de 17.545 horas. O primeiro ajuste apresenta só um máximo e um mínimo, o que nos faz duvidar

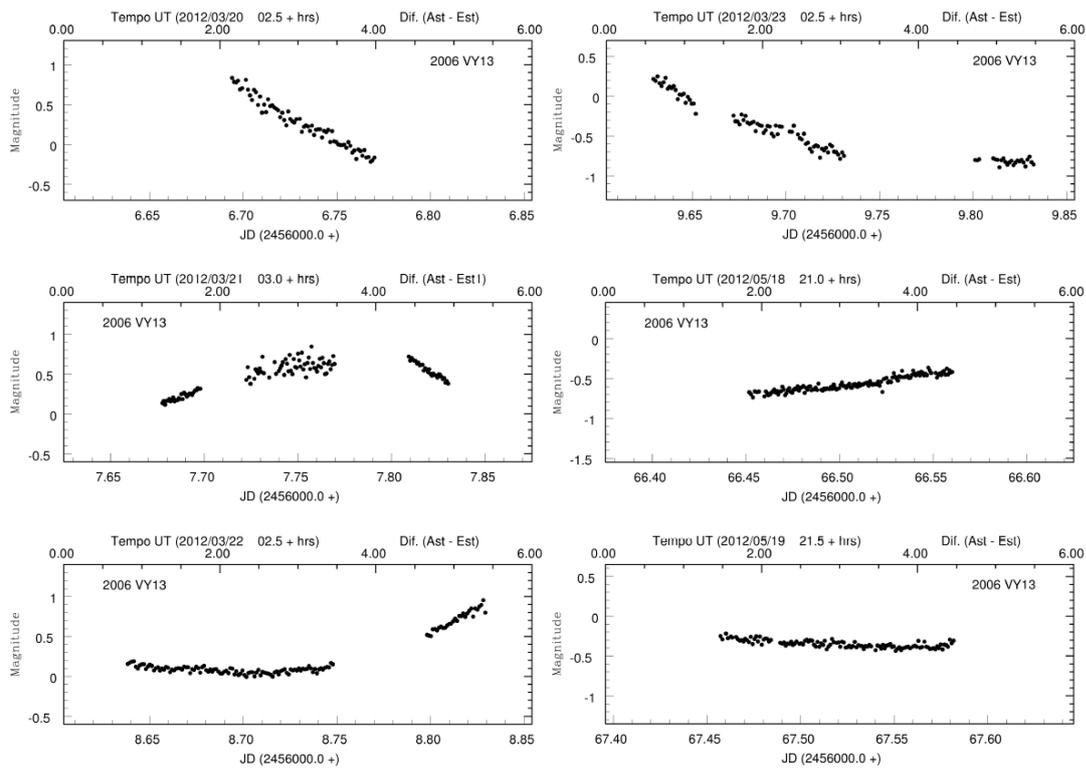


Figura 5.53.: Curvas de luz de 2006VY13 utilizando observações de março/2012. A linha pontilhada representa o melhor ajuste.

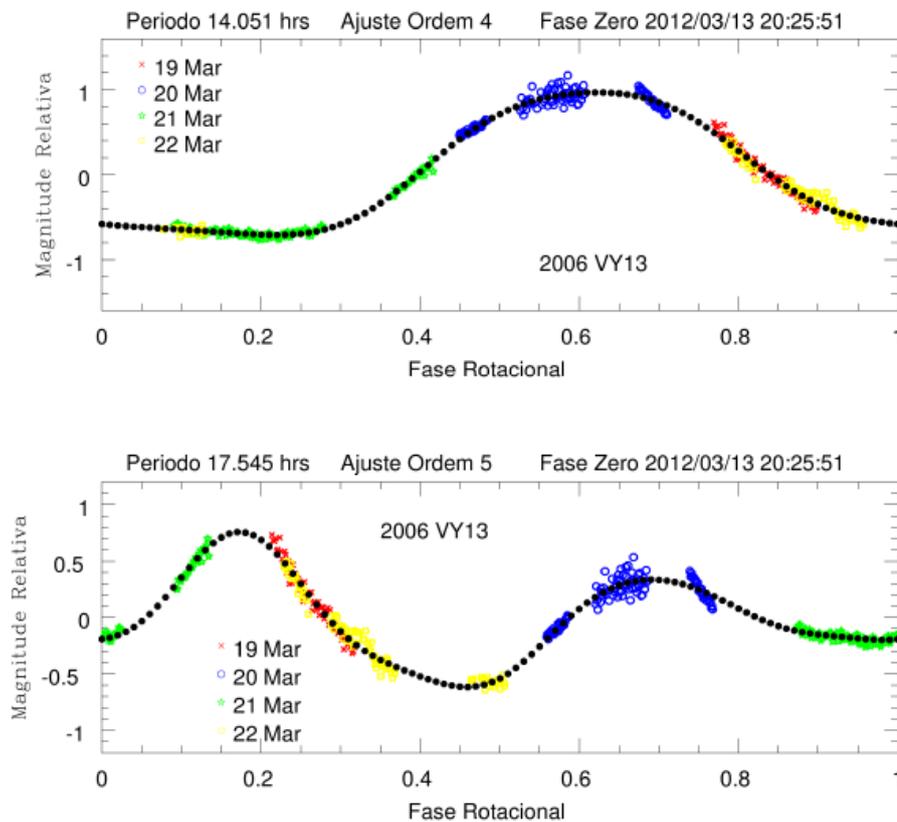


Figura 5.54.: Curva de fase para 2006 VY13.

da confiabilidade do resultado. Assumimos, por tanto, o valor de $P = 17.5 \pm 0.2$ horas para

2006 VY13, mas é grande a possibilidade de que o valor verdadeiro seja muito diferente. Os ajustes são mostrados na Figura 5.54.

5.4. Discussão

Além das curvas de luz apresentadas neste capítulo, se obtiveram dados observacionais para outros 20 NEA que lamentavelmente, devido às más condições atmosféricas e/ou a que os objetos apresentavam uma amplitude pequena e/ou um período de rotação longo, não foi possível determinar um valor preciso do período. Alguns asteroides como (85867) 1999 BY9 tem uma excelente cobertura temporal, mas suas curvas de luz parecem indicar um período maior do que 20 horas. Curvas de luz deste e dos demais asteroides são mostrados no Anexo D onde também é dada uma tabela com as circunstâncias observacionais dos objetos.

Comforme detalhado nas sessões anteriores, da observação de 39 NEA foi obtido o período de rotação para 19 objetos e direção do polo para 8 deles. Para outros 9 (curvas de luz no Anexo D) foi determinado apenas um valor indicativo do período. Todos os valores são resumidos na Tabela 5.22. Incluímos nesta tabela os resultados dos Capítulos 3 e 4, referentes a um objeto Centauro e três asteroides (um descrito neste capítulo, sessão 5.3.3) do Cinturão Principal. Os períodos foram obtidos utilizando um ajuste por série de Fourier e/ou pelo método de inversão de curva de luz (ICL) que também foi utilizado para determinar a direção do polo. O último valor na tabela indica o “código de confiabilidade” do resultado, conforme introduzido por Harris et al. (1999). Este código assume valores de 1 até 4, sendo que: 1 indica uma determinação extremamente tentativa, indicando que o período pode estar completamente errado, 2 corresponde a um resultado razoavelmente seguro, provavelmente errado por não mais do que um fator 2 e incluindo casos de ambiguidades ou harmônicos, 3 indica um resultado seguro, sem ambiguidade, e por fim, 4 indica além de um resultado seguro do período de rotação também a obtenção da direção do polo.

Na tabela 5.22, chama atenção o fato de que a maioria dos períodos obtidos tem valor abaixo de 9 horas. Isso é devido ao fato de utilizarmos fotometria diferencial associada a que o tempo de visibilidade de um asteroide durante uma noite é de, no máximo, 8 horas. Warner and Harris (2010) mostram que períodos são determinados com melhor precisão para objetos com período ≤ 8 horas e uma amplitude maior do que $A \geq 0.3$ mag.. Mesmo assim, com uma boa cobertura temporal ao longo de duas ou três noites consecutivas foi possível determinar períodos maiores, de até 17.5 horas.

Tabela 5.22.: Valores determinados de períodos de rotação e direção de spin.

Asteroide	Período		Direção de spin		Código
	Fourier (hrs)	Período ICL (hrs)	λ	β	
(10199) Chariklo ^a	7.004 ± 0.036				3
(298) Baptistina ^b		16.22693 ± 0.00005	314	43	4
(1459) Magnya ^b		4.6791 ± 0.0005	159	-75	4
(53437) 1999 WL2 ^b	8.573 ± 0.004				3
(24445) 2000 PM8	6.805 ± 0.005	6.8123 ± 0.0005	93	-59	4
(25916) 2001 CP44	4.599 ± 0.002	4.5982 ± 0.0005	325	37	4
(85628) 1998 KV2	2.83 ± 0.02	2.8223 ± 0.0005	107	43	4
(85818) 1998 XM4	> 10.0				1
(85867) 1999 BY9	> 20.0				1
(90075) 2002 VU94	7.876 ± 0.002				3
(136923) 1998 JH2	15.725 ± 0.005				3
(138095) 2000 DK79	4.6 ± 0.2				2
(142781) 2002 UM11	>10.0				1
(143409) 2003 BQ46	10.535 ± 0.005	10.5397 ± 0.0005	133	-87	4
(154007) 2002 BY	8.0				1
(155334) 2006 DZ169	0.45 ± 0.02				3
(162186) 1999 OP3	14.0				1
(162273) 1999 VL12	6.79 ± 0.03				3
(162566) 2000 RJ34	> 30.0				1
(168378) 1997 ET30	5.730 ± 0.005				3
(190166) 2005 UP156	> 30.0				1
(209924) 2005 WS55	3.2 ± 0.2				2
(214088) 2004 JN13		6.33246 ± 0.00005	268	74	4
(243566) 1995 SA	2.313 ± 0.003	2.31382 ± 0.00005	228	-19	4
		2.31375 ± 0.00005	296	-49	4
(249595) 1997 GH28	16.0				1
(251346) 2007 SJ	2.719 ± 0.005	2.7184 ± 0.0005	293	-39	4
(275976) 2001 XV10	> 25.0				1
(276397) 2002 XA40	2.53 ± 0.2				3
(312473) 2008 SX245	3.463 ± 0.004	3.4601 ± 0.0005	38	22	4
(326732) 2003 HB6	9.8 ± 0.3				2
(330825) 2008 XE3	4.406 ± 0.01				3
2006 VY13	17.5 ± 0.2				2

^a Objeto Centauro.

^b Asteroide do Cinturão Principal.

Examinando os valores de período de rotação apenas dos NEA, encontramos que a média dos 19 objetos é ≈ 6.23 horas, enquanto a mediana é de ≈ 5.73 horas.

Vários estudos estatísticos sobre a distribuição de períodos de asteroides encontram que objetos com tamanhos $\geq 30\text{km}$ são bem representados por uma distribuição Maxwelliana (Harris and Burns, 1979; Fulchignoni et al., 1995; Donnison and Wiper, 1999; Pravec and Harris, 2000; Donnison, 2003), alguns deles, tentam ajustar a distribuição de objetos com menor tamanho utilizando uma combinação de Maxwellianas. Donnison (2003) ajusta uma combinação de 4 Maxwellianas para sua amostra de objetos com um tamanho de $D < 32.6\text{km}$, as quatro populações correspondem a dois grupos de rotadores rápidos, um de rotadores lentos e outro representativo da população com tamanho maior (mesmo valor de período médio). Os valores médio de período para as populações de rotadores rápidos são 8.73 ± 3.17 horas e 5.4 ± 0.63 horas. A média e mediana de nossos NEA esta de acordo com esses valores dentro dos erros.

Pravec et al. (2002) analisa a distribuição de objetos com tamanho entre 0.15km e 10 km , e encontra um excesso de rotadores lentos e rápidos, tendo em média períodos de $P \gtrsim 30$ horas e $P \lesssim 3.4$ horas, respectivamente. Para os nossos 19 objetos, 7 tem valores abaixo de ~ 3.4 horas, enquanto alguns dos asteroides mostrados na tabela 5.22 com um valor tentativo de período (com código 1) apresentam valores maiores do que 25 horas, correspondendo assim à tendência encontrada por Pravec et al. (2002). Cabe mencionar que as primeiras análises foram feitas utilizando principalmente dados de MBA, mas é de esperar que a população de pequenos NEA seja representativa dos objetos pequenos do Cinturão Principal, sendo que estes últimos são difíceis de observar devido à maior distância.

O menor valor determinado dentro de nossos alvos foi o de 0.442 horas, cerca de 27 minutos, para (155334) 2006 DZ169, o qual tem um diâmetro estimado de 1.6 km (Tabela 5.1). Pravec and Harris (2000) analisando asteroides com tamanho maior do que 0.2 km encontraram uma tendência de que os objetos não apresentavam períodos de rotação menores do que 2.1 horas. Colocando curvas de taxas de rotação crítica para diversas densidades (taxa de spin na qual um corpo com certa densidade quebraria), concluem que um valor de período de ~ 2.1 horas seria o ponto de quebra para objetos reacumulados e sem resistência à tração (densidades de $2\text{-}3\text{ g/cm}^3$), denominando esta tendência como uma "barreira" entre corpos monolíticos e reacumulados. O valor pode depender da composição e forma do objetos, mas de forma geral, a barreira ficaria em um período de rotação de ~ 2 horas para asteroides com tamanho $D > 0.15\text{km}$. Portanto, (155334) 2006 DZ169 vem se somar aos poucos objetos observados com tamanho $D > 0.15\text{km}$ e com uma rotação rápida, implicando ser um corpo monolítico.

A amostra de períodos determinada ainda é muito pequena para permitir realizar estudos estatísticos embora já seja possível fazer algumas inferências. Entre os 19 NEA com período determinado, 5 são do grupo dos Apollo enquanto os restantes, 14, do grupo dos Amor. No caso dos Apollo é interessante notar que um 60 % da amostra tem período entre 2.3 e 2.8 horas, o que não ocorre com os objetos do grupo dos Amor. Estes mostram uma maior distribuição de perío-

dos, desde muito rápidos, 0.45 horas, até muito lentos, 17.5 horas. Obviamente, essa tendência na distribuição de períodos dos objetos Apollo pode ser devida apenas à menor amostra e sem nenhum significado estatístico.

No repositório de curvas de luz do Minor Planet center constam (em 12 de maio de 2015), 786 NEA com período determinado (de um total de 12640 conhecidos), sendo 412 Apollo, 293 Amor e 79 Aten. Entretanto, muitos dos períodos listados são apenas limites inferiores ou superiores e não é fornecida nenhuma indicação sobre a qualidade da determinação, o que impossibilita uma análise estatística robusta.

No que se refere à direção do polo e modelos de forma, obtivemos uma variedade interessante. A maioria de modelos concorda com as características observadas nas curvas de luz e as geometrias de observação, mas em alguns casos, os dados deverão ser estudados em maior detalhe devido à possível informação adicional que contém, ou seja, binaridade, como o asteroide (243566) 1995 SA parece indicar, ou direção de spin precessante, como parece ser o caso de (214088) 2004 JN13.

Obviamente a maior necessidade na quantidade de dados para determinar uma direção do polo para um asteroide, faz com que o número de direções determinadas seja bem menor do que o de período. Mesmo assim, diversos estudos tem sido realizados. Uma ausência de asteroides com direção de polo nas cercanias do plano eclíptico foi observado nos primeiros estudos de distribuição de spin (Magnusson, 1986; Drummond et al., 1988; Magnusson, 1990; Pravec et al., 2002). Num estudo recente (Marciniak and Michałowski, 2010), utilizando dados obtidos a partir da inversão de curva de luz, mostrou que a falta de objetos com direção do spin nas cercanias do plano eclíptico foi devido aos erros na determinação da direção do polo, causados pelos métodos utilizados (amplitude-magnitude, época, etc). Hanuš et al. (2011) realizaram um estudo com um número maior de direções, também obtidos com a ICL (apenas MBA), encontrando, novamente, uma falta de objetos com direção do polo próximo ao plano eclíptico. Uma característica em comum de todos os estudos mencionados foi de que os rotadores pró-grados mostraram ser maioria. Também, as longitudes eclípticas mostrando geralmente uma distribuição homogênea.

Analisando as direções determinadas neste trabalho, 8 NEA, levando em consideração só uma das direções de (243566) 1995 SA e 2 MBA, percebemos que nenhuma das latitudes eclípticas está próxima do plano eclíptico e que a distribuição das longitudes é homogênea.

Na base de modelos de forma e direção de polo de asteroides obtidas através de inversão de curva de luz (Durech et al., 2010), é possível encontrar atualmente modelos e direção de spin para 382 asteroides (01 de maio de 2015), dos quais apenas 13 pertencem a NEA. Juntamos

as direções calculadas aqui chegando a um total de 21 que ainda assim é um número pequeno, provavelmente não representativo da população total. Mesmo assim, realizamos uma análise deste conjunto visando encontrar alguma tendência, além de comparar com o que tem sido encontrado na população dos MBA. A Figura 5.55 mostra os resultados obtidos.

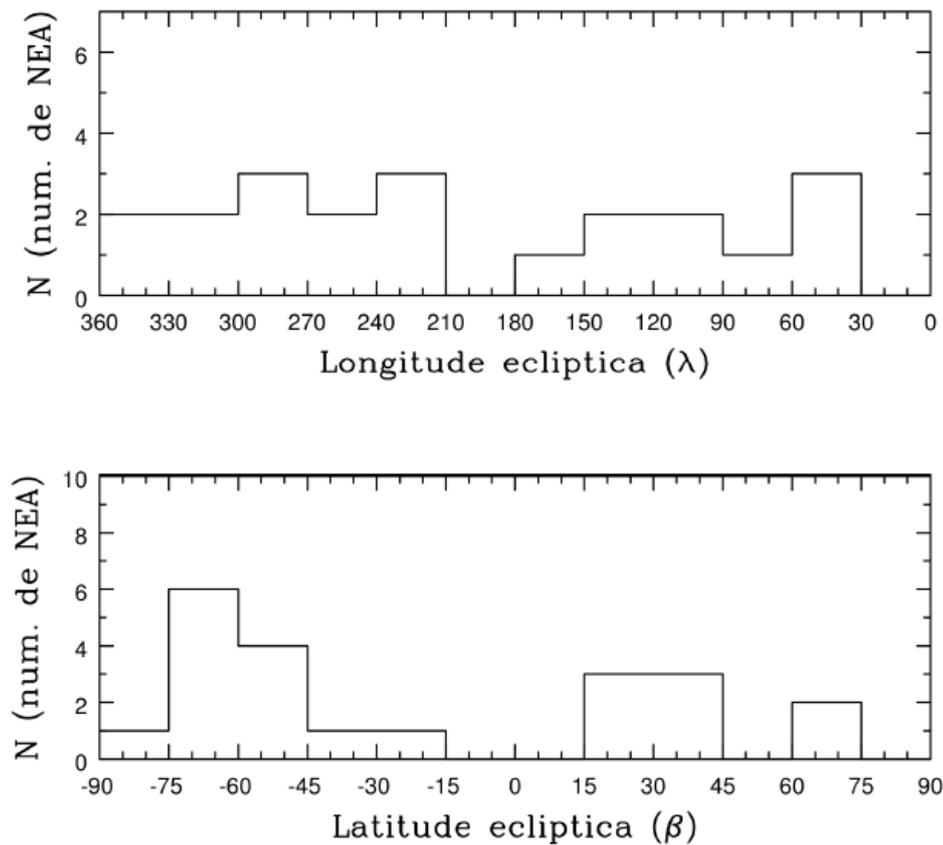


Figura 5.55.: Distribuição da direção de spin de NEA. Acima longitude eclíptica (intervalos de 30°). Embaixo latitude eclíptica (intervalos de 15°).

Da figura 5.55, observamos a mesma tendência de falta de objetos com direção do polo próxima do plano eclíptico tal como aparece nos estudos da literatura e, da mesma maneira também, que a longitude eclíptica parece estar distribuída de maneira uniforme. Mas a diferença notável é, de que os rotadores retrógrados são a maioria. Obviamente, é necessário uma maior quantidade de direções de NEA para realizar uma estatística mais representativa. Por fim, como ponto a destacar, nosso estudo aumentou um 40% o número de objetos NEA para os quais é conhecido o polo a partir da análise de curva de luz.

6 Conclusões e perspectivas futuras

Neste trabalho foram estudadas as propriedades rotacionais e a forma de objetos de diversas populações de pequenos corpos visando contribuir para um melhor entendimento de sua formação e evolução. Os resultados obtidos para cada caso estão descritos no respectivo capítulo e não vamos aqui repetir. Aqui gostaríamos de discutir as conclusões mais gerais, as lições aprendidas e as perspectivas para a continuação deste trabalho.

Como primeiro ponto é importante ressaltar que os resultados aqui apresentados são fruto de grandes esforços, coletivos e individuais, para a montagem e operacionalidade de uma nova infraestrutura observacional para pesquisas de pequenos corpos no Brasil. O Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI) se torna uma realidade a partir dos resultados científicos obtidos e discutidos ao longo desta tese. Embora a montagem propriamente dita do OASI deva ser atribuída aos esforços de todo o grupo de Ciências Planetárias do ON, as observações, calibrações, ajustes necessários para a obtenção de resultados científicos são resultados dos quatro anos necessários à conclusão do presente trabalho. Foram 8 missões observacionais presenciais e mais 6 missões remotas, na maioria das vezes sendo obrigado a encontrar solução para problemas tanto técnicos quanto de sobrevivência (os escorpiões abundam no sertão!). A experiência adquirida seria impossível de ser adquirida no esquema de observações em modo fila ou remoto dos grandes telescópios.

Um segundo ponto relevante a ser mencionado é de que ao longo deste trabalho foi possível estabelecer procedimentos de observação assim como os limites de observabilidade do OASI. Os alvos aqui estudados foram inicialmente selecionados utilizando como critério uma magnitude, no visível, menor ou igual a 18. Ao longo do trabalho, entretanto, foi possível atingir uma magnitude maior como no caso dos asteroides (312473) 2008 SX245 e (162273) 1999 VL12, para os quais foram obtidos dados de boa qualidade tendo estes magnitudes de 19.0 e 19.2, respectivamente. Este resultado implica num aumento do número de alvos observáveis do OASI e para os quais se visa determinar suas propriedades rotacionais.

Um terceiro ponto foi a implementação de um método para a determinação da direção do

eixo de rotação e forma convexa de asteroides o qual, embora não original, está sendo aplicado pela primeira vez a observações realizadas aqui no Brasil. Mais importante ainda é o fato de que embora o método esteja disponível na internet, sua implementação e utilização é bastante complexa requerendo um conhecimento profundo de como os diversos parâmetros de entrada, tais como porcentagem da área de sombreamento, número de facetas a serem utilizadas e parâmetro de convexidade, modificam o resultado. Vale, portanto, ressaltar que os 10 modelos de forma aqui apresentados para 8 NEA e 2 asteroides do cinturão principal, são não apenas originais, mas também os primeiros a serem obtidos no Brasil.

No que se refere às direções de spin, este é um parâmetro físico difícil de ser obtido, devido à necessidade de observações ao longo de muitos meses, embora extremamente importante. Um claro exemplo da importância de se conhecer a direção do eixo de rotação de um corpo para corretamente interpretar outras observações é o caso do asteroide (1459) Magnya. Conforme descrito no capítulo 3, observações espectroscópicas deste asteroide levaram à conclusão de que sua superfície teria uma composição mineralógica homogênea. Isso, em princípio, excluiria tratar-se de um fragmento de um corpo maior diferenciado, fato extremamente importante no entendimento da formação e evolução deste corpo peculiar. Entretanto, com a determinação aqui da direção de spin foi possível comprovar que no momento das observações espectroscópicas o asteroide se encontrava numa configuração de visada tal que apenas uma única face era visível.

Outro ponto a ser mencionado é a escassez de direção de spin determinados tanto para asteroides do Cinturão Principal quanto, e principalmente, de NEA. A análise da direção do polo de 21 objetos NEA comprovou a ausência de direções nas cercanias do plano eclíptico, como já mostrado em diversos estudos referentes a asteroides do Cinturão Principal. Compreender essa aparente deficiência depende fundamentalmente de ter uma amostra estatisticamente significativa e sem viés observacional.

Finalizando gostaríamos de ressaltar que apesar do grande aumento observado nos últimos anos, ainda é pequena a fração de objetos com propriedades rotacionais determinadas em relação ao número total de objetos conhecidos. É necessário, portanto, continuar nesse caminho aproveitando ao máximo a infraestrutura instalada e aprimorando cada vez mais a estratégia de observações com o objetivo de eliminar todo viés observacional nas amostras estudadas. Em particular, a utilização de fotometria absoluta ao invés de relativa como no presente estudo, deverá permitir determinar períodos de rotação longos e melhorar os estudos sobre a distribuição de rotações nas diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar.

A - Conceitos e definições úteis

Triangulação Octante

É uma técnica usada para dividir a superfície de uma elipsoide em diversas porções (facetas). A superfície é dividida em oito octantes, acorde aos eixos coordenados, cada um dos quais é dividido em N filas horizontais, usualmente com igual espaço em ângulo polar ($\pi/2N$). As primeiras filas desde os polos para o equador não tem pontos azimutais dentro da linha; então, para cada fila próxima do equador tem um ponto azimutal mais que na prévia fila. Os pontos sobre cada linha são divididos em espaços iguais em ângulo azimutal. As facetas são formadas unindo cada ponto azimutal de uma fila a dois pontos nas filas vizinhas, tal que uma malha regular de triângulos é criada. Em cada fila de triângulos próxima do equador se tem dois triângulos mais que na fila prévia (ver Fig. A.1). O número de facetas é $8N^2$ e o número de vértices é $4N^2 + 2$.

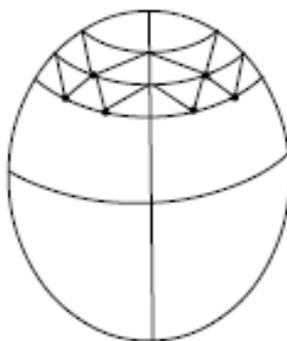


Figura A.1.: Esquema da realização da triangulação octante.

Como resultado da triangulação, sempre se tem somente quatro facetas em cada extremo dos eixos coordenados (todos os vértices restantes estão rodeados de seis facetas). Assim, as facetas polares tem ao redor do mesmo tamanho que as equatoriais para um corpo robustamente esférico; se o corpo é muito alongado as facetas equatoriais serão maiores, nesse caso se pode usar outro espaçado em ângulo polar quando se constroem as filas. Um valor adequado para o número de filas é de 8 a 10.

Gradiente Conjugado.

O método do gradiente conjugado é utilizado para resolver numericamente sistemas de equações lineais, onde as matrizes são simétricas e positivas. Como é um método iterativo, pode ser aplicado a sistemas grandes e dispersos os quais são difíceis de tratar com métodos diretos. Estes sistemas aparecem freqüentemente quando se solucionam numericamente equações em derivadas parciais. Supondo que se pretende resolver o seguinte sistema de equações lineais

$$Ax = b \quad (\text{A.1})$$

onde A é uma matriz simétrica (i.e., $A^T = A$) $n \times n$, definida positiva e real, i.e., $x^T Ax > 0$ para todos os vetores x não zero em R^n . Se denota a solução única deste sistema por x^* . O método do gradiente biconjugado proporciona uma generalização para matrizes não simétricas. Vários métodos do gradiente conjugado não linear procuram os mínimos das equações não lineais.

Minimização Minkowski

A reconstrução de um poliedro convexo com correspondentes facetas de áreas g e superfícies normais, pode ser expressa como um problema de minimização restringido, onde as distâncias dos planos das facetas para o origem l , devem ser determinadas. A função do objeto é o produto interno $\langle l, g \rangle$ em espaço R^n , enquanto que a função restringida é $V(l)$, o volume do poliedro calculado de l . Na prática, o procedimento equivalente de maximizar $V(l)$ enquanto se permanece sobre o hiperplano $\langle l, g \rangle = \text{constante}$ é computacionalmente mais eficiente se a função restringida é linear. O volume V é proporcionado por

$$V = (1/3) \sum_{j=1}^n l_j A_j(l), \quad (\text{A.2})$$

onde A_j é a área da faceta j calculada de l . O gradiente de (D.1) é simplesmente A , e a sua projeção sobre o plano restringido é

$$f = A - \frac{\langle A, g \rangle}{\langle g, g \rangle} g. \quad (\text{A.3})$$

Utilizando o gradiente projetado f em vez do original A em métodos que envolvem informação do gradiente para determinar a direção do passo de iteração, assegura que a restrição é cumprida. O ponto de começo da iteração deve satisfazer a restrição: uma possível opção é colocar cada l_j para $\langle g, g \rangle / \sum g_j$.

A construção do poliedro a partir de l é mais fácil via a chamada *transformação dual*. Esta transformação mapeia um plano com a normal da superfície unitária n e distância l para o

origem num ponto dado, mediante o radio vetor

$$\mathbf{r} = \mathbf{n}/l, \quad (\text{A.4})$$

e vice-versa; i.e., um ponto dado por \mathbf{r} é mapeado num plano com correspondente \mathbf{n} e l . A transformação é bem definida quando $l > 0$. Assim, mapeia as facetas de um poliedro convexo em vértices e vice-versa. A informação da adjacência é conservada; i.e., os vértices de uma faceta serão as facetas ao redor de um vértice, facetas adjacentes serão vértices conectados, etc. Assim, dado um vetor l e as correspondentes superfícies normais, se desenvolve primeiro a transformação dual e se acha a silhueta convexa dos pontos obtidos.

As facetas da casca convexa em espaço dual são transformados em vértices no espaço local “home”; os vértices pertencendo à faceta são obtidos da informação das facetas ao redor de um vértice da casca convexa no espaço dual. Isto completa a construção do poliedro convexo correspondendo a l . O cálculo de $A_j(l)$ é, em seguida, geometria simples.

É útil mudar o centroide do poliedro para o origem em cada passo da iteração; i.e., os elementos l_i do presente vetor l são trocados a $l_i - \mathbf{n}_i * \mathbf{r}_c$, onde \mathbf{r}_c é a posição calculada do centroide. Se os vértices finais correspondem às áreas das facetas dadas no começo da iteração, cada vértice coordenado deve ser escalado com o fator $(|A|/|g|)^{1/2}$ no final da iteração (se a suposição inicial para l é dada da maneira de acima). A direção e tamanho do passo da iteração pode ser determinado utilizando métodos standard, tal como o *gradiente conjugado*; quando se implementa minimização de linha, qualquer passo teste dirigindo para valores negativos em qualquer l_i deve retornar para a região positiva por e.g., biseção.

Levenberg-Marquardt

O algoritmo Levenberg-Marquardt (LMA) dá uma solução numérica ao problema de minimizar uma função, geralmente não linear, num espaço de parâmetros da função. O LMA pode encontrar uma solução ainda se ele começa muito afastado do mínimo final. Para funções bem comportadas e parâmetros iniciais razoáveis, o LMA pode ser algo mais lento que outros métodos.

A aplicação principal do LMA é no problema do ajuste de curvas de mínimos quadrados: dado um conjunto de m pares de dados empíricos de variáveis dependentes e independentes (x_i, y_i) , otimiza os parâmetros β do modelo da curva $f(x, \beta)$, tal que a soma dos quadrados das desviações

$$S(\beta) = \sum_i^m [y_i - f(x_i, \beta)]^2 \quad (\text{A.5})$$

torna-se mínima.

O LMA é um processo iterativo. Para começar a minimização se proporcionam suposições iniciais para o vetor de parâmetros β . Nos casos com somente um mínimo, suposições padrão uniformes seram suficientes para achar a solução. Em casos com múltiplos mínimos, o algoritmo converge só se a suposição inicial esta próxima da solução final.

Em cada passo da iteração, o vetor de parâmetros β é substituído por um novo vetor estimado, $\beta + \delta$. Para determinar δ , as funções $f(x_i, \beta + \delta)$ são aproximadas por suas linearizações

$$f(x_i, \beta + \delta) \approx f(x_i, \beta) + J_i \delta \quad (\text{A.6})$$

onde

$$J_i = \frac{\partial f(x_i, \beta)}{\partial \beta} \quad (\text{A.7})$$

é o gradiente de f com respeito a β .

No mínimo da suma dos quadrados, $S(\beta)$, o gradiente de S com respeito a δ será zero. A aproximação de primeiro ordem de $f(x_i, \beta + \delta)$ dá

$$S(\beta + \delta) \approx \sum_i^m [y_i - f(x_i, \beta) - J_i \delta]^2 \quad (\text{A.8})$$

ou em notação de vetor

$$S(\beta + \delta) \approx \|\mathbf{y} - \mathbf{f}(\beta) - \mathbf{J}\delta\|^2. \quad (\text{A.9})$$

Tomando a derivada com respeito a δ e colocando o resultado igual a zero:

$$(\mathbf{J}^T \mathbf{J})\delta = \mathbf{J}^T [\mathbf{y} - \mathbf{f}(\beta)] \quad (\text{A.10})$$

onde \mathbf{J} é a matriz Jacobiana com a fila i igual a J_i e onde \mathbf{f} e \mathbf{y} são vetores com a componente i de $f(x_i, \beta)$ e y_i , respectivamente. Este é um conjunto de equações lineais que pode ser resolvido para δ .

A contribuição de Levenberg é substituir esta equação por uma equação amortecida

$$(\mathbf{J}^T \mathbf{J} + \lambda \mathbf{I})\delta = \mathbf{J}^T [\mathbf{y} - \mathbf{f}(\beta)] \quad (\text{A.11})$$

onde \mathbf{I} é a matriz identidade, dando o incremento, δ , ao vetor de parâmetros estimado, β . O fator de amortecimento, λ , (positivo) é ajustado em cada iteração. Se a redução de S é ráp-

ida, um valor menor pode ser usado, enquanto que se uma iteração proporciona uma redução insuficiente no residual, λ pode ser incrementado, dando um passo mais próximo na direção descendente do gradiente. Se a longitude do passo calculado, d , ou a redução da soma dos quadrados do último vetor de parâmetros, $\beta + \delta$, cae baixo os limites predefinidos, a iteração finaliza e o último vetor de parâmetros β é considerado a solução.

B Artigo sobre o Centauro (10199) Chariklo

Artigo publicado sobre as propriedades fotométricas do Centauro (10199) Chariklo.

LETTER TO THE EDITOR

The Centaur 10199 Chariklo: investigation into rotational period, absolute magnitude, and cometary activity[★]

S. Fornasier^{1,2}, D. Lazzaro³, A. Alvarez-Candal³, C. Snodgrass⁴, G. P. Tozzi⁵, J. M. Carvano³, Y. Jiménez-Teja³, J. S. Silva³, and D. M. Bramich^{6,★★}

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris-Diderot, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France
e-mail: sonia.fornasier@obspm.fr

² Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 4 rue Elsa Morante, 75205 Paris Cedex 13, France

³ Observatório Nacional, COAA, rua Gal. José Cristino 77, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil

⁴ Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

⁵ INAF – Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁶ Qatar Environment and Energy Research Institute, Qatar Foundation, Tornado Tower, Floor 19, PO Box 5825, Doha, Qatar

Received 20 June 2014 / Accepted 13 July 2014

ABSTRACT

Context. Rings have recently been discovered around the Centaur 10199 Chariklo.

Aims. In this paper we present new photometric data, obtained at the 4.2 m SOAR Telescope, aiming to investigate Chariklo's absolute magnitude and rotational period, which is still unknown, and to look for potential cometary activity.

Methods. The field background of the images was very crowded so several approaches were used for the extraction of Chariklo fluxes. The background sources were subtracted using difference image analysis and then aperture photometry was applied. A Fourier polynomial fit was used to determine the period.

Results. We find a synodic rotation period of 7.004 ± 0.036 h. The visual absolute magnitude derived from the SOAR data is $H_v = 7.03 \pm 0.10$. We model the rings' contribution to the flux, and find that the derived H_v is consistent with the predicted ring system aspect angle. We also revised the Chariklo system albedo (4.2%) and effective radius (119 ± 5 km) from a re-analysis of *Herschel* and WISE thermal data obtained during 2010 with the correct H_v value. No coma is detected from the SOAR data, nor in previous VLT images acquired in 2007–2008, where the rings' aspect angle was close to zero. The upper limit to the dust production rate is 2.5 kg/s.

Key words. Kuiper belt objects: individual: 10199 Chariklo – methods: observational – techniques: photometric

1. Introduction

Centaur asteroids are one of the most primordial populations in the solar system, and their study helps in constraining the composition of the primordial nebula and its thermal and dynamical evolution. Two rings were recently discovered around the largest Centaur, 10199 Chariklo (1997 CU26, Table 1) from stellar occultation observations (Braga-Ribas et al. 2014).

Chariklo shows a strong variation (0.8 mag) of the absolute magnitude value H_v over time and within a relatively small heliocentric distance range, from 13.8 AU to the perihelion distance of 13.1 AU (McBride et al. 1999; Jewitt & Luu 2001; Tegler & Romanishin 1998; Peixinho et al. 2001; Bauer et al. 2003; Dotto et al. 2003; DeMeo et al. 2009; Guilbert et al. 2009; Belskaya et al. 2010). Before the discovery of the ring system, these brightness variations were attributed to unexplained cometary activity variations during the orbit or to spin axis orientation effects, with possibly pole-on geometry in the 1999–2000 period, and an equatorial view in the 2007–2010 timeframe (Belskaya et al. 2010; Fornasier et al. 2013). Chariklo interestingly also

shows spectral variability over time: deep absorption bands (up to 20% depth) due to amorphous water ice were detected just after its discovery in 1999–2000 (Brown & Koresko 1998; Dotto et al. 2003), but had completely disappeared in the spectra acquired during 2007–2008 (Guilbert et al. 2009). Its visible spectrum is mostly featureless (Barucci et al. 1999; Guilbert et al. 2009; Fornasier et al. 2009), although Alvarez-Candal et al. (2008) found a shallow band centred at $0.7 \mu\text{m}$ that might be due to aqueous alteration. Both brightness variations and spectral variability may be satisfactorily explained by the different aspects of the bright ring system over time.

Until now, Chariklo's rotational period was unknown. The only rotational period estimation available was obtained by Peixinho et al. (2001), who found that the period should be long (15 h or 34 h), and that Chariklo's absolute magnitude shows evidence of variations over a few months. In 2010 Chariklo was observed from the *Herschel* space observatory within the programme “TNOs are Cool: A survey of the trans-Neptunian region”. The *Herschel* observations were coupled with the *Spitzer*-MIPS and WISE ones and modelled with both near-Earth asteroid thermal model (NEATM) and thermophysical models. The derived diameter is 248 ± 18 km (Fornasier et al. 2013), confirming that Chariklo is the largest Centaur, with a dark surface (albedo of $3.5 \pm 1.0\%$ assuming $H_v = 7.4 \pm 0.2$ at the time of the *Herschel* observations). The thermophysical model tested different spin-vector orientations, and it indicated that Chariklo was seen close to the equator-on viewing geometry

[★] Figure 3 is available in electronic form at

<http://www.aanda.org>

^{★★} Based on observations performed at the SOAR Telescope. The SOAR Telescope is a joint project of Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico CNPq-Brazil, the University of North Carolina at Chapel Hill, Michigan State University, and the National Optical Astronomy Observatory.

Table 1. Orbital and physical characteristics of 10199 Chariklo.

Semimajor axis (AU)	15.8484
e, i (°)	0.175, 23.4
Perihelion-aphelion (AU)	13.07–18.62
Synodical rotation period (hrs)	7.004 ± 0.036^a
a/b	$\geq 1.1^a$
Radius (km)	119 ± 5^a
Albedo	$4.2 \pm 0.5\%^a$
Thermal inertia ($\text{J m}^{-2} \text{s}^{-0.5} \text{K}^{-1}$)	3–30 ^b
Ring 1 orb. radius, width (km)	391, 7 ^c
Ring 2 orb. radius, width (km)	405, 3 ^c

Notes. ^(a) This paper; ^(b) Fornasier et al. (2013); ^(c) Braga-Ribas et al. (2014). For the radius and albedo values we updated the values reported in Fornasier et al. (2013) using the correct H_v estimation.

during the *Herschel* observations in August 2010, with an estimated spin vector latitude of $66.6 \pm 30.0^\circ$. The equatorial viewing geometry in 2010 is in agreement with the rings' aspect angle during these observations ($\sim 14^\circ$), assuming that the rings are in Chariklo's equatorial plane.

The interpretation of these infrared data is nevertheless limited by the fact that Chariklo's rotational period and spin axis were not known at that time. In that context, we asked for observing time at the SOAR Telescope – aiming to constrain Chariklo's rotational period, and test if a faint coma is present at these large distances (14 AU). In this paper we present the results of this observing run, performed in June 2013, before the discovery of the ring system.

2. Observations and data reduction

The observations were carried out during 10, 11, and 12 June 2013 at the SOAR Telescope (Cerro Pachón, Chile). We used the SOAR Optical Imager (SOI), whose detector is a mosaic of two E2V CCD-44-82, in a 1×1 binning providing a pixel scale of 0.0767 arcsec/pixel. Integration times varied from 20 s up to 40 s. Most of the observations were taken in the *R* filter (Kron-Cousin system). The last night of observations was photometric and standard stars from Landolt fields (Landolt 1992) were observed to obtain zero points, as well as extinction coefficients. Observations in the *B* and *V* filters were carried out on the nights of 10 and 11 June, that were not as good in terms of sky transparency and finally not photometric, so not useful for deriving Chariklo's colours.

During these observations Chariklo appeared against a crowded stellar background, so conventional aperture photometry was impossible in many of the frames. Data reduction was made using IRAF and IDL with three different approaches.

1. Aperture correction using curve of growth, based on the technique proposed by Stetson (1990). We selected several bright isolated stars and measured the instrumental magnitudes in several apertures to compute the correction. Nevertheless, the results were not satisfactory because the field is very crowded and the seeing variable during the night, making the computed correction not as reliable as desired.
2. Cleaning the stars in a circular area centred on Chariklo (radius = 100 pixels) using the CHEF mathematical bases (Jiménez-Teja & Benítez 2012) in order to successively perform traditional aperture photometry with the resulting models. A different basis is created for each star, according to its position and size, with no a priori assumption on the PSF.

Then, the CHEF models are computed and removed from the original image. This approach was also not able to produce adequate results: some of the background stars were not identified as individual objects by SExtractor (Bertin & Arnouts 1996; Bertin 2011), thus remaining and contaminating the measurements.

3. Subtraction of all background sources using difference image analysis (DIA). This method was the best at removing the background and the one finally used to derive Chariklo fluxes. The DIA analysis, developed primarily for variable star studies and used to search for microlensing signals in crowded galactic bulge fields, takes a single template image and then blurs it to match the seeing in each science image in a sequence. By subtracting the blurred template image from each image in the time-series, this efficiently removes all fixed and non-varying sources, revealing variable stars and moving objects. While this method has been a standard tool in stellar photometry for some years, its use in solar system observations has only recently been recognised (Snodgrass et al. 2013; Snodgrass & Bramich, in prep.). We used the DanDIA¹ implementation of DIA (Bramich 2008) in IDL, which also provides basic reduction (bias subtraction, flat fielding) of the images. Although the data were taken at the native pixel scale of the SOI detector, they were binned 4×4 before processing to increase the signal-to-noise ratio (S/N) and the speed in computing the numerical convolution kernels. The DIA method returns difference images with all fixed sources removed, and also a list of photometric scale factors for each image (relative to the template). We then proceeded with aperture photometry on Chariklo in each image, using a circular aperture with radius equal to the FWHM of the seeing in each image, which gives the optimum S/N. Aperture corrections were applied to ensure that the total flux was included, scaling the flux within the narrow aperture using the PSF shape that is determined as part of the DanDIA process. The image-to-image scale factors from the subtraction process were then used to account for extinction variations between each frame, to give the final light curve. This was then calibrated on an absolute scale using the magnitudes of stars from the AAVSO Photometric All-Sky Survey (APASS) catalogue found in the reference frame.

3. Results

3.1. Rotational period

To compute Chariklo's rotational period, we finally analysed 693 *R* images acquired on the 11 and 12 June 2013. Despite our efforts in data reduction, for the Chariklo images from 10 June the subtraction of the background sources was poor and the derived fluxes too variable, so we finally decided to discard these data in the analysis.

Chariklo was observed during nearly 9 h on the nights of 11 and 12 June and both datasets clearly show a complete double peaked light curve. These time-series were modelled with a 5th order Fourier polynomial (Harris et al. 1989), whose best-fit relation corresponded to a synodic rotation period (P_{syn}) of 7.004 ± 0.036 h. The dispersion of the composite light curve and the error associated with the period are mostly due to the errors in the individual magnitudes, which are dominated by photon noise from the crowded background. The data folded with the best-fit period are shown in Fig. 1.

¹ DanDIA is built from the DanIDL library of IDL routines available at <http://www.danidl.co.uk>

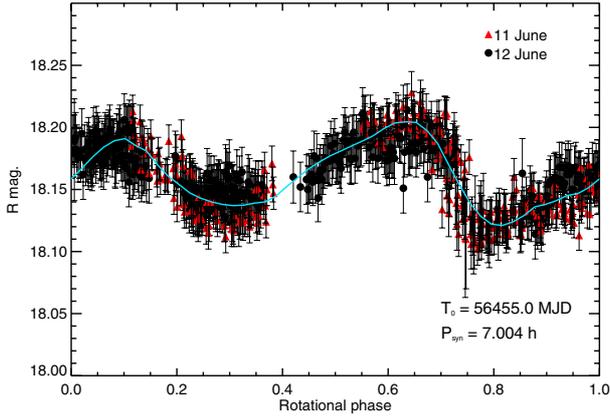


Fig. 1. Composite light curve of 10199 Chariklo determined from the SOAR Telescope observations. The continuous line is the polynomial fit.

The light curve has asymmetric double peaks and an amplitude of 0.11 mag. It is reliably covered with data from the two nights, except around rotational phase 0.4–0.5. The estimated a/b ratio of the triaxial ellipsoid shape is >1.1 , implying an elongation of at least 10%.

3.2. Absolute magnitude and revised albedo

At the time of the observations Chariklo was at $r = 14.548$ AU, $\Delta = 13.580$ AU, and $\alpha = 1.25$ deg. The average reduced magnitude, measured on 12 June, is $R(1, 1, \alpha) = 6.622 \pm 0.077$. Using a $V - R$ colour index of 0.48 (Barucci et al. 2005) and a phase function of 0.06 mag/deg (Belskaya et al. 2010), we obtain an H_v value of 7.03 ± 0.10 . In Fig. 2 we report the H_v variation over time from the literature data (Belskaya et al. 2010), and from our measurement. To test if H_v variations are consistent with brightness variations associated with the changing aspect of the rings, we compute the ratio of the fluxes between the rings and Chariklo,

$$\frac{F_r}{F_c} = \frac{2\pi p_r |\sin(B)| r_1 w_1 + 2\pi p_r |\sin(B)| r_2 w_2}{\pi p_c \times R_c^2}, \quad (1)$$

where B is the aspect angle of the rings, r_1 and r_2 the radial distances of the rings to the main body, w_1 and w_2 their width, $p_r = 0.09$ the visual albedo of the rings as determined by Braga-Ribas et al. (2014), and p_c the Chariklo albedo.

We then model the total absolute magnitude as

$$H_v = -2.5 \log(1 + F_r/F_c) + V(1, 1, \alpha, B = 0) - \beta \times \alpha, \quad (2)$$

where β is the phase coefficient (0.06 mag/deg), α the phase angle, and $V(1, 1, \alpha, B = 0)$ the absolute magnitude of Chariklo when the rings are not visible ($B = 0$). Figure 2 shows that the H_v model reproduces most of the observations, as is similarly found also by Duffard et al. (2014). However, it must be noted that apparent surface area variations due to changing viewing geometry of the centaur may also contribute to the H_v variation over time.

Fornasier et al. (2013) determined a value of $3.5 \pm 1.0\%$ for Chariklo's albedo, assuming $H_v = 7.4 \pm 0.25$. Nevertheless, from Fig. 2 the H_v value must have been 7.2 ± 0.1 during the *Herschel* observations. Considering this revised value of H_v , we ran the NEATM model on the *Herschel*-PACS and WISE data (see Tables 1–3 in Fornasier et al. 2013 for details on the observing conditions and flux values), that were both acquired during 2010 (6 months apart), so at similar rings' aspects. During

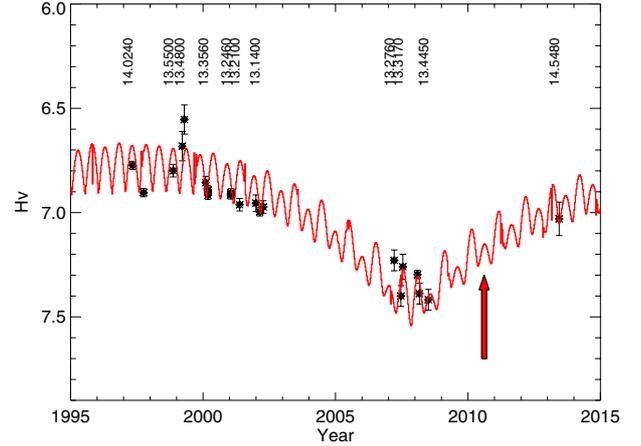


Fig. 2. Absolute magnitude of 10199 Chariklo versus time. The heliocentric distance (in AU) is indicated at the top. The continuous line represents the predicted Chariklo absolute magnitude from Eq. (2), and the arrow indicates the date corresponding to the observations obtained with *Herschel*.

these observations the aspect angle of the rings was small, and their contribution to Chariklo's thermal flux should be negligible. We find a radius of 119 ± 5 km, an albedo of $4.2 \pm 0.5\%$, and a beaming factor $\eta = 1.12 \pm 0.14$ during the 2010 observations. Uncertainties on the fitted parameters were obtained as described in Fornasier et al. (2013), using a Monte Carlo approach in which 1000 synthetic datasets were randomly generated using the uncertainties in the measured fluxes and in the H_v magnitude. The size determined via this method is very close to the one found directly during stellar occultation events ($R_{eq} = 121 \pm 1$ km; Sicardy et al. 2014).

4. Cometary activity investigation

We analyse the R images to look for cometary activity, which was proposed as one of the potential source of the rings (Braga-Ribas et al. 2014). In doing so, we stack together some images where Chariklo was far enough from background stars and we applied the $\sum Af$ function (Tozzi et al. 2007) to investigate the presence of a coma. This function is equal to $2\pi\rho A\bar{f}(\rho)$, where ρ is the projected nucleocentric distance, A is the dust geometrical albedo, assumed constant, and $\bar{f}(\rho)$ is the average filling factor at ρ . In the case of dust outflow with constant velocity and without dust fragmentation and sublimation, the function is constant and its value is simply π times that of $Af\rho$, defined by A'Hearn et al. (1984), and used as a standard measure of dust production rates. The $\sum Af$ profile of Chariklo is shown in Fig. 3 together with that of a background star, normalised to the flux of Chariklo. In the inner part, for $\rho < 20000$ km, we found the contribution of the Chariklo nucleus. No coma is detected by comparing this profile to that of a background star. However, the stacked images were still affected by the numerous background stars giving enormous errors in the $Af\rho$ estimation, which has a 1σ standard deviation of 300 cm. Assuming single-size grains, $Af\rho$ is related to Q_{dust} through

$$Q_{dust} = \frac{2}{3} Af\rho \times \frac{\rho_d a v_d}{A_d}, \quad (3)$$

where a is the grain radius, ρ_d is the dust density, and A_p is the geometric albedo of the dust (Jorda 1995). The derived upper

Table 2. Results of the cometary activity analysis.

Day	α ($^\circ$)	SA_{tot} (km^2)	$Af\rho$ (cm)	B ($^\circ$)	p_v (%)	R_{eq} (km)
2007 May 18	2.7	1623 ± 47	0 ± 55	-4.5	3.6 ± 0.3	120 ± 5
2007 Jul. 17	4.4	1795 ± 48	0 ± 96	-6.2	3.9 ± 0.3	121 ± 5
2008 Mar. 3	3.7	1626 ± 47	–	5.1	3.7 ± 0.3	120 ± 5
2008 Jun. 1	2.9	1465 ± 43	110 ± 100	1.6	3.6 ± 0.3	114 ± 5
2013 Jun. 12	1.3	2739 ± 190	0 ± 300	33	4.9 ± 0.4	133 ± 9

Notes. α is the phase angle, SA_{tot} the projected surface of Chariklo and of the rings multiplied by the albedo, B the aspect angle of the rings, p_v the estimated albedo value during each observing run, and R_{eq} the equivalent radius associated with SA_{tot} . $Af\rho$ during the March 2008 observation is not reported because of flux contamination by a background star.

limit in the Q_{dust} is $\sim 2.5 \text{ kg s}^{-1}$, assuming the same dust parameters described in Fornasier et al. (2013), i.e. $a = 1 \mu\text{m}$, $v_d = 100 \text{ m s}^{-1}$, $\rho_d = 500 \text{ kg m}^{-3}$, and $A_d = 0.04$.

To investigate the possibility of cometary activity we re-analysed some Chariklo R-Bessel images ($T_{\text{exp}} = 60 \text{ s}$) obtained at the VLT telescope between 2007 and 2008 during a polarimetric study of this Centaur (Belskaya et al. 2010). Cometary activity was not detected, except for a potential 1.1σ detection during the June 2008 observations (Table 2). We conclude that the activity of Chariklo, if present, was below our detection limits. Moreover activity on Chariklo has never been reported since its discovery, but we cannot exclude that the rings may have been fed by cometary activity developed in the past, before its discovery.

We also used the $\sum Af$ function to compute the Chariklo cross section (SA_{tot}), i.e. the illuminated surface (SA , surface \times albedo) of the nucleus plus the rings, by integrating over the nucleus signature, after having subtracted the signal of the coma (in this case equal to 0). Because the H_v value varies over time, we first computed the Chariklo albedo for the different runs using the aforementioned WISE and *Herschel* thermal data. We then applied the NEATM model to these data using as input value the H_v magnitude derived directly from the observations during the different runs (Belskaya et al. 2010; this paper). In doing so, we assume that the rings' contribution to the thermal fluxes is negligible, and that the thermal fluxes measured in 2010 can be considered constant during the 2007–2013 period. The SA_{tot} values, corrected for the phase angle, are reported in Table 2. The indicated errors are mainly due to the photometric calibration that are about 0.03 mag and 0.08 mag for the VLT and the SOAR data, respectively. The statistical error is about one order of magnitude smaller. The error associated with a possible presence of a coma is negligible.

We finally use the SA_{tot} value to have an independent estimation of Chariklo's size. The obtained equivalent radius is indicated in Table 2. The S_{tot} values include the contribution of the nucleus and that of the rings, i.e. $SA_{\text{tot}} = SA_{\text{nucleus}} + SA_{\text{ring}}$. This is the reason why the R_{eq} derived from the SOAR data is bigger than that derived from the VLT data: the estimated surface of the rings times their albedo in June 2013 is 1219 km^2 , thus their contribution to the visual flux is important. From the median of R_{eq} values derived from the VLT data, where the rings' contribution to the total flux is negligible, we derive a radius of $120 \pm 5 \text{ km}$, in agreement with the value estimated from the radiometric method, and with the size directly derived from stellar occultation events (Sicardy et al. 2014).

5. Conclusions

We present new photometric observations of the centaur Chariklo acquired at the SOAR Telescope before the discovery of its ring system. We also analyse some VLT images obtained during 2007–2008 to investigate if cometary activity was present, as cometary activity was claimed as one of the possible origins of the rings. These data allow us to

1. obtain the first estimation of Chariklo's rotational period, $7.004 \pm 0.036 \text{ h}$;
2. determine an absolute visual magnitude of 7.03 ± 0.10 in June 2013, implying that Chariklo was much brighter than in the previous 2007–2008 observations; this value is in agreement with the prediction of H_v variation over time due to the different ring system aspect angles;
3. investigate potential cometary activity: no coma is found in the SOAR data, nor in the VLT images of 2007–2008, except for a potential 1.1 sigma detection in June 2008; the upper limit in the dust production rate is 2.5 kg/s ;
4. refine the size and albedo values from *Herschel* and WISE observations obtained during 2010 with the updated H_v value: we find $R_{\text{eq}} = 119 \pm 5 \text{ km}$, and an albedo of $4.2 \pm 0.5\%$.

Acknowledgements. We thank B. Sicardy who kindly provided the predicted ring aspect angle versus time. Data used in the present paper were obtained under Programme ID: SO2013A-012. This project was supported by the French Planetology National Programme (INSU-PNP). C.S. received funding from the European Union Seventh Framework Programme (FP7/2007–2013) under grant agreement No. 268421. CNPq, FAPERJ and CAPES are acknowledged for diverse grants and fellowships to D.L., A.A.-C., J.M.C. and S.C.S., and Y.J.-T., in particular projects No. 402085/2012-4 and 305369/2009-1 (CNPq), E-26/102.967/2011 (FAPERJ), and A062/2013 (CAPES). D.M.B. was supported by NPRP grant X-019-1-006 from the Qatar National Research Fund.

References

- A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Feldman, P. D., Millis, R. L., & Thompson, D. T. 1984, *AJ*, 89, 579
- Alvarez-Candal, A., Fornasier, S., Barucci, M. A., de Bergh, C., & Merlin, F. 2008, *A&A*, 487, 741
- Barucci, M. A., Lazzarin, M., & Tozzi, G. P. 1999, *AJ*, 117, 1929
- Barucci, M. A., Belskaya, I. N., Fulchignoni, M., & Birlan, M. 2005, *AJ*, 130, 1291
- Bauer, J. M., Meech, K. J., Fernandez Y. R. et al. 2003, *Icarus*, 166, 195
- Belskaya, I., Bagnulo, S., Barucci, M. A., et al. 2010, *Icarus*, 210, 472
- Bertin, E. 2011, *ASP Conf. Ser.*, 442, 435
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J. L., et al. 2014, *Nature*, 508, 72
- Bramich, D. M. 2008, *MNRAS*, 386, L77
- Brown, M. E., & Koresko, C. 1998, *ApJ*, 505, L65
- DeMeo, F., Fornasier, S., Barucci, M. A., et al. 2009, *A&A*, 493, 283
- Dotto, E., Barucci, M. A., Leyrat, C., et al. 2003, *Icarus*, 164, 122
- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Ortiz, J. L., et al. 2014, *A&A*, 568, A79
- Fornasier, S., Barucci, M. A., de Bergh, C., et al. 2009, *A&A*, 508, 457
- Fornasier, S., Lellouch, E., Müller, T., et al. 2013, *A&A*, 555, A15
- Guilbert, A., Barucci, M. A., Brunetto, R., et al. 2009, *A&A*, 501, 777
- Harris, A. W., Young, J. W., Bowell, E., et al. 1989, *Icarus*, 77, 171
- Jewitt, D. C., & Luu, J. X. 2001, *AJ*, 122, 2099
- Jiménez-Teja, Y., & Benítez, N. 2012, *ApJ*, 745, 150
- Jorda, L. 1995, Ph.D. Thesis, University of Paris 7
- Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
- McBride, N., Davies, J. K., Green, S. F., & Foster, M. J. 1999, *MNRAS*, 306, 799
- Peixinho, N., Lacerda, P., & Ortiz, J. L. 2001, *A&A*, 371, 753
- Sicardy, B., Braga-Ribas, F., Benedetti-Rossi, G., et al. 2014, *ACM Conf.*, Finland
- Snodgrass, C., Tubiana, C., Bramich, D. M., et al. 2013, *A&A*, 557, A33
- Stetson, P. B. 1990, *PASP*, 102, 932
- Tegler, S. C., & Romanishin, W. 1998, *Nature*, 392, 49
- Tozzi, G. P., Boehnhardt, H., Kolokolova, L., et al., 2007, *A&A*, 476, 979

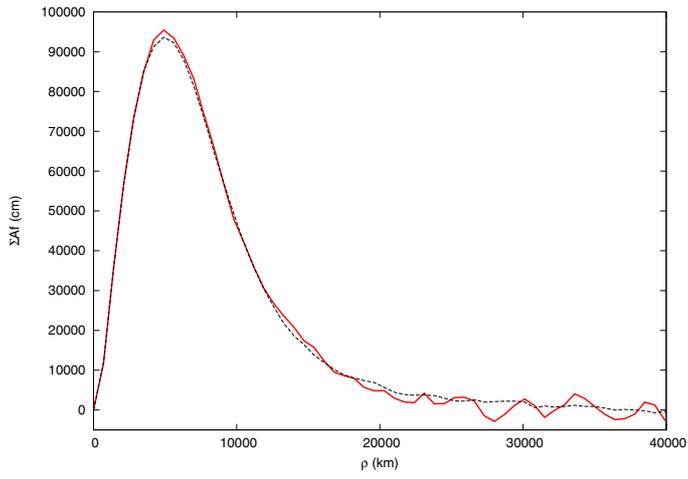


Fig. 3. ΣAf profile obtained from stacked SOAR images: Chariklo is represented with the continuous red line and a background star with the dashed line. The two profiles are overlapping, indicating that no coma is present.

C Artigo sobre o asteroide (1459) Magnya

Artigo submetido para publicação sobre o polo e forma do asteroide (1459) Magnya.

Pole and shape of (1459) Magnya, the outer main belt basaltic asteroid [★] (Research Note)

J.S. Silva¹ and D. Lazzaro¹

Observatório Nacional, rua Gal. José Cristino 77, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil
e-mail: jsergio@on.br

Received 8 April 2015 / Accepted

ABSTRACT

Context. The basaltic asteroid (1459) Magnya is, to date, the only confirmed example of this kind of asteroid in the outer main belt (Lazzaro et al. 2000). It might be a rare surviving fragment from a larger, differentiated, and subsequently disrupted object most probably unrelated to (4) Vesta.

Aims. We derive the direction of the pole and the shape of asteroid (1459) Magnya in order to increase the knowledge of the body's physical properties. In particular, these two properties are useful to characterize which regions of the body are being sampled by spectral observations at distinct epochs and telescopes and to better assess the degree of surface homogeneity of (1459) Magnya.

Methods. An observational campaign of (1459) Magnya was set up to determine its pole and shape from photometric lightcurves of the asteroid. These lightcurves were acquired at diverse telescopes and observatories from 2002 to 2014. Additional data from the literature was added, and a method of inversion was applied.

Results. The obtained pole of asteroid (1459) Magnya is given by the ecliptic coordinates $\lambda = 159 \pm 10^\circ$ and $\beta = -75 \pm 10^\circ$. The asteroid is modeled by a slightly elongated ellipsoid, rotating along the smallest axis with a period of 4.679100 ± 0.000005 hours. The derived direction of the pole was used to compute the viewing geometry of the spectroscopic observations of (1459) Magnya obtained by various authors and indicates the necessity of new visible and near infrared (VNIR) observations in order to correctly assess the degree of homogeneity of its surface.

Key words. minor planets, asteroid: individual: (1459) Magnya - techniques: spectroscopy, photometry - methods: observational

1. Introduction

The discovery of a small basaltic asteroid in the outer main belt, (1459) Magnya, raised not only the problem of its origin (Lazzaro et al. 2000), but also that of the presence and extension of differentiated material in the asteroid belt. It is reckoned that the presence of a basaltic surface implies an extensive geochemical differentiation and resurfacing and according to our current understanding, this should occur only on large objects as a result of the heat needed to melt the chondritic material (Ruzicka et al. 1997). The only large asteroid in the main belt showing an almost intact basaltic crust is (4) Vesta, a 400km diameter object located in the inner part of the belt, at 2.4 AU. Its basaltic nature was first inferred by McCord et al. (1970), and has been confirmed in all subsequent works and more recently in great detail by the Dawn mission (Russell et al. 2012).

The asteroid (1459) Magnya has an estimated diameter of just 17 km (Delbo et al. 2006), which implies that either it is a fragment of (4) Vesta or it is a remnant of the catastrophic disruption of another large basaltic object. For the first possibility to be true, the ejection velocity from (4) Vesta must have been larger than 5 km s^{-1} (Binzel & Xu 1993; Lazzaro et al. 2000), which is quite unrealistic. The problem with the second possibility is the lack of an associated family. This problem can be

overcome, however, if we assume that a family was formed and then dispersed. Indeed, the region around (1459) Magnya has been shown to be filled with high-order resonances that can disperse a family in a short timescale due to the slow chaotic diffusion of its members (Lazzaro et al. 2000; Michtchenko et al. 2002).

The basaltic composition of (4) Vesta, and of (1459) Magnya has been derived from spectroscopic observations that show the presence of two deep absorption bands, at $0.92 - 0.94 \mu\text{m}$ and at $2 \mu\text{m}$, representative of this material. This composition is also similar to that of basaltic achondrite meteorites, specifically the Howardites, Eucrites, and Diogenites, collectively known as the HED suite of meteorites. It is noteworthy that given this similarity and the location of (4) Vesta near a transport route (3:1 mean motion and ν_6 secular resonances with Jupiter), it is currently assumed that these meteorites do originate from (4) Vesta (Drake 2001).

Detailed near-infrared spectral observations of (1459) Magnya indicate the presence of pyroxenes which have a lower Fs level than those of (4) Vesta (Hardersen et al. 2004). This result strongly favors the hypothesis that (1459) Magnya originated from a parent body other than (4) Vesta. This hypothesis has been somewhat strengthened over the years by the discovery of small basaltic, or presumed basaltic, objects extending from the near-Earth region (Cruikshank et al. 1991) to the inner main belt, but outside the limits of Vesta's dynamical family (Xu et al. 1995; Burbine et al. 2001; Florczak et al. 2002; Lazzaro et al.

[★] Based on observations made at the Observatório do Pico dos Dias/LNA, and at the Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica/ON.

2004; Alvarez-Candal et al. 2006; Moskovitz et al. 2010), and in the intermediate belt (Binzel et al. 2006; Hammergren et al. 2007; Roig & Gil-Hutton 2006) and outer belt (Lazzaro et al. 2000; Moskovitz et al. 2008).

Another important result from Hardersen et al. (2004) was that observations over 4.5 hours showed little variation in band center positions indicating an almost homogeneous surface for (1459) Magnya. The determination of its rotational period (4.68 hours; Almeida et al. 2004), confirmed that the observations indeed spanned an almost complete rotation of the asteroid. However, because the aspect angle (observer - spin axis) of the observations is not known, it is impossible to quantify the exact fraction of the sampled surface.

In order to better assess the degree of surface homogeneity of (1459) Magnya we decided to set up an observational campaign to derive the direction of its spin axis and an indication of its shape. It is noteworthy that these parameters are also important in order to schedule further observations of this very interesting asteroid. Photometric observations were performed in 2002, 2004, 2008, and 2014, spanning a 12 yr time interval, and to these were added lightcurves from the literature. In what follows is given the description of the observations and the reduction process. The photometric analysis deriving the pole and shape of (1459) Magnya is then given in section 3, while the last section is dedicated to a summary and a discussion of our findings.

2. Observations and data reduction

Photometric data of asteroid (1459) Magnya was acquired by our team at diverse telescopes and observatories during nine observing runs from 2002 to 2014. The April 2002 observations using the 1.6 m telescope at the Observatório do Pico dos Dias (OPD, Itajubá, Brazil) allowed the first determination of the asteroid rotational period (4.68 ± 0.01 hr; Almeida et al. 2004). Three other observing runs at the same observatory, but using the 0.6 m telescope, were performed in August and September, 2004, and in May 2008. In May, June, July, and August 2014, new observations were performed during five observing runs using the 1 m telescope of the IMPACTON project at the Observatório Astronômico do Sertão de Itaparica (OASI, Itacuruba, Brazil).

All observations used CCD cameras, in the V band at OPD and R band at OASI. In the observations at the OPD with the 0.6 m telescope a EEV 385×576 CCD was used, with focal-plane reducing optics, giving a 7.2×5.50 arcmin field and yielding an image scale of 1.12 sec/pix. The 1.6 m telescope was used with a 1024×1024 CCD with an image scale of 0.31 arcsec/pix, giving a 5.3×5.3 arcmin field. The observations at OASI were made using a 1024×1024 Apogee Alta U47 CCD camera, giving a 5.9×5.9 arcmin field and an image scale of 0.343 arcsec/pix.

The data reduction was done using the MaxIm DL package and science targets were reduced following the standard procedures of flat-field correction and sky subtraction and all the times were corrected for light-travel time. Relative magnitudes, between the asteroid and a field star of similar magnitude, were computed yielding 14 individual and 9 composite lightcurves spanning more than 12 years, from April 2002 to August 2014. In order to increase the reliability of our results we used 11 additional individual lightcurves obtained in October and November 2004 by Reddy et al. (2005) and by Licchelli (2006).

The observational circumstances for all the used lightcurves are given in Table 1 where for each date is given the starting and ending time (UT) of the observations, the asteroid visual magnitude, the solar phase, and the observatory/telescope.

Table 1. Observational circumstances of (1459) Magnya's lightcurves.

Date	Start UT	End UT	MagV	Solar Phase	Obs./Tel.
2002-Apr-22	0.37	4.21	15.7	1.6	OPD/1.6m
2002-Apr-23	1.99	5.20	15.7	1.8	OPD/1.6m
2004-Aug-11	4.96	8.46	14.7	23.6	OPD/0.6m
2004-Aug-12	5.02	7.94	14.7	23.5	OPD/0.6m
2004-Sep-21	6.51	8.11	13.9	13.6	OPD/0.6m
2004-Sep-22	4.45	8.17	13.9	13.3	OPD/0.6m
2004-Oct-17	19.35	21.55	13.3	3.4	FO/0.21m ^a
2004-Oct-17	23.42	1.38	13.3	3.4	FO/0.21m ^a
2004-Oct-20	19.45	20.32	13.3	3.3	FO/0.21m ^a
2004-Oct-22	20.34	22.38	13.3	3.6	FO/0.21m ^a
2004-Oct-22	23.25	1.30	13.3	3.6	FO/0.21m ^a
2004-Oct-23	20.06	21.62	13.3	3.8	FO/0.21m ^a
2004-Oct-30	13.98	15.56	13.5	6.2	BO/0.35m ^b
2004-Nov-03	10.58	15.88	13.6	7.8	BO/0.35m ^b
2004-Nov-06	2.48	9.27	13.7	8.9	BD/0.66m ^c
2004-Nov-07	3.23	5.03	13.7	9.3	BD/0.66m ^c
2004-Nov-09	12.71	16.18	13.8	10.3	BO/0.35m ^b
2008-May-06	23.33	7.16	15.4	1.4	OPD/0.6m
2008-May-08	5.44	6.25	15.4	1.1	OPD/0.6m
2014-May-08	6.30	7.45	15.5	9.8	OASI/1.0m
2014-May-23	6.01	7.34	15.2	6.1	OASI/1.0m
2014-Jun-04	0.81	5.71	15.1	4.2	OASI/1.0m
2014-Jun-30	21.24	3.03	15.3	9.6	OASI/1.0m
2014-Jul-20	21.55	2.65	15.6	14.5	OASI/1.0m
2014-Jul-28	21.18	23.18	15.7	16.0	OASI/1.0m
2014-Jul-31	21.24	2.03	15.7	16.4	OASI/1.0m
2014-Aug-29	21.06	0.28	16.0	19.0	OASI/1.0m

Notes. ^(a) R.P. Feynman Observatory, Gagliano del Capo, Italy. ^(b) Barfold Observatory, Glenhope, Victoria, Australia. ^(c) Badlands Observatory, Quinn, South Dakota, USA.

3. Pole and shape solution

The pole direction and shape model for (1459) Magnya were obtained using the lightcurve inversion method by Kaasalainen and collaborators (Kaasalainen & Torppa 2001; Kaasalainen et al. 2001). The method also allowed a better estimation of the asteroid rotational period. In the computations were used a total of 27 lightcurves. The magnitudes were considered as relative, even when absolute, for simplicity and because of the different filters used in the observation, in which case the use of relative magnitude helps the fit among the diverse lightcurves.

In addition to the lightcurves, the method requires other information such as the ecliptic astrometric cartesian coordinates X , Y , Z of the Sun and of the Earth, in AU, and an initial estimation for the pole direction and rotational period. The light-scattering behavior is described as a combination of Lommel-Seeliger and Lambert models (Kaasalainen et al. 2001). The surface reflectance S as a function of the angle of incidence i and the angle of emergence e is given by

$$S(\mu, \mu_0, \alpha) = f(\alpha)[S_{LS}(\mu, \mu_0) + cS_L(\mu, \mu_0)], \quad (1)$$

where $\mu_0 = \cos i$, $\mu = \cos e$, and S_{LS} and S_L are the Lommel-Seeliger and the Lambert term, respectively, given by

$$S_{LS}(\mu, \mu_0) = \frac{\mu\mu_0}{\mu + \mu_0}, \quad (2)$$

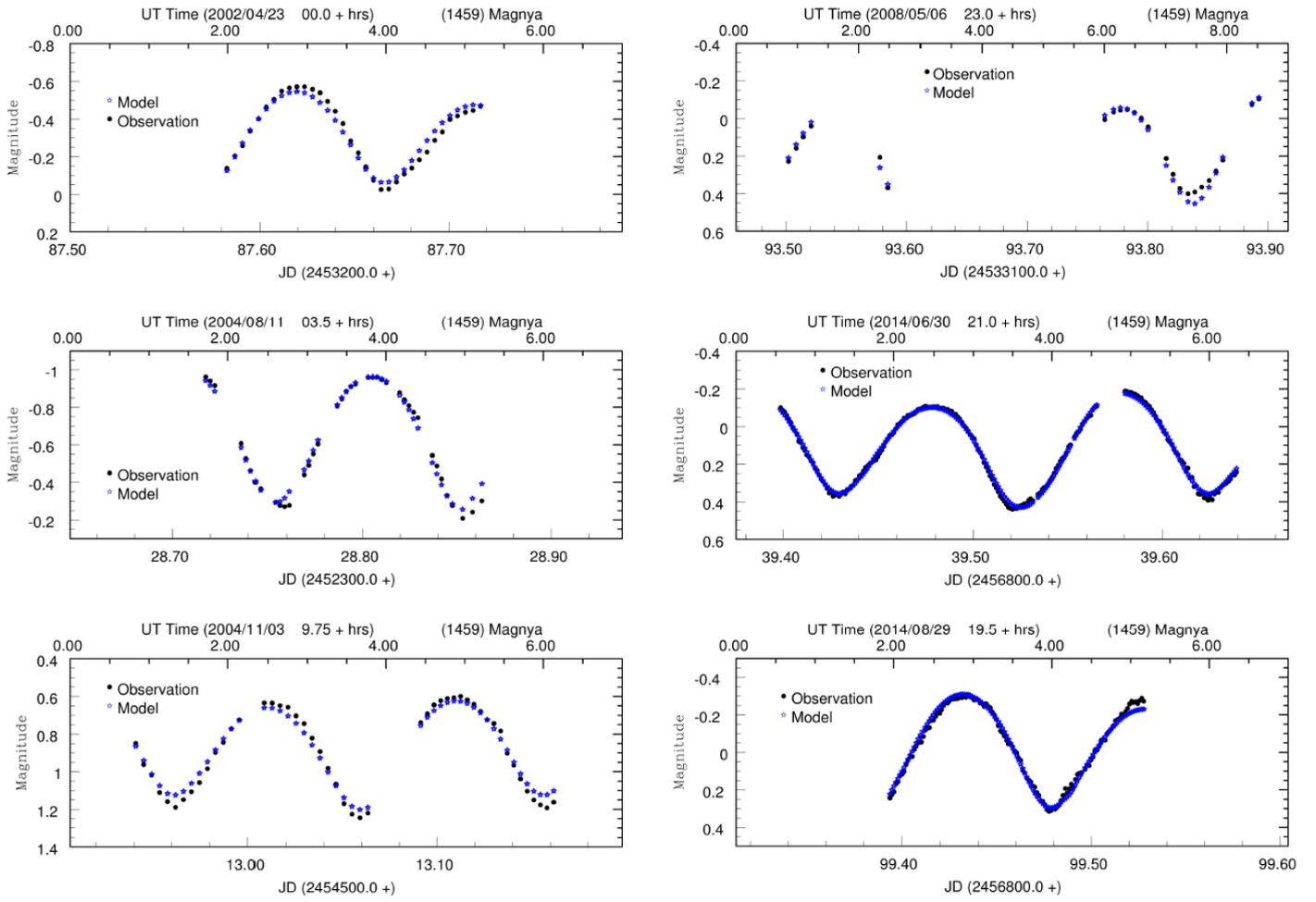


Fig. 1. Observed and modeled solution with pole direction $\lambda = 159 \pm 10^\circ$ and $\beta = -75 \pm 10^\circ$. Black points and blue stars represent the observations and the model, respectively

and

$$S_L(\mu, \mu_0) = \mu\mu_0, \quad (3)$$

and c is the weight factor. No phase function $f(\alpha)$ is used in our case. The model is obtained from the best fit between the observed and modeled lightcurves by means of an iterative process. The equation that defines the fit is given by

$$\chi_{rel}^2 = \sum_i \left\| \frac{L_{obs}^i}{\bar{L}_{obs}^i} - \frac{L^i}{\bar{L}^i} \right\|, \quad (4)$$

where L_{obs}^i and L^i are observed and modeled lightcurves, while \bar{L}_{obs}^i and \bar{L}^i are the average brightness values.

Applying the method to the 27 lightcurves of (1459) Magnya, a refined period of 4.679100 ± 0.000005 hours is obtained. Furthermore, independently of the given initial values, a rapid convergence is obtained for the pole direction defined by $\lambda = 159 \pm 10^\circ$ and $\beta = -75 \pm 10^\circ$, ecliptic longitude and latitude, respectively. No convergence to the opposite pole direction, at $\lambda = 340^\circ$ and $\beta = -75^\circ$, has been obtained. Fig. 1 shows how the selected solution fits the lightcurves for different years and/or geometric configurations. In the plots the black points represent the observations and the blue stars the model.

The shape model for (1459) Magnya is represented by a convex polyhedron with triangular facets as shown in Fig. 2 in three

different positive views in the asteroid's Cartesian frame X , Y , and Z .

4. Discussion

The obtained model for (1459) Magnya, Fig.2, indicates a slightly elongated shape, responsible for the 0.6–0.7 amplitude of the lightcurves, with the rotational axis along the smallest axis. No surface structures are visible, as expected because of the almost symmetrical two-peaked lightcurves as shown in Almeida et al. (2004).

Regarding the composition of (1459) Magnya's surface, after the discovery of its basaltic nature (Lazzaro et al. 2000) several spectral observations have been performed by diverse authors all confirming the presence of the two absorption bands, at $0.92 - 0.94\mu\text{m}$ and at $1.98 - 2.0\mu\text{m}$, indicative of pyroxene. Because we know the direction of the pole, it is now possible to determine which regions of the asteroid were sampled by these diverse observations. In Table 2 are summarized the viewing geometry for each date of observation, i.e., the mean value of the solar phase, the V magnitude, and the aspect angle. It is important to remember that the aspect angle is the angle between the line of sight of the observer and the positive direction of the spin axis.

From the values given in the table we can see that the observations made between Sep. 1998 and Jan. 2000 (Lazzaro et al.



Fig. 2. (1459) Magnya model: X, Y, and Z positive views in the asteroid's cartesian frame.

Table 2. Visible configurations at the time of the diverse spectroscopic observations

Date	Solar Phase ($^{\circ}$)	V_{mag}	Aspect angle ($^{\circ}$)	Reference
Sep. 1998	13	14	50	1
Nov.-Dec. 1999	16-9	15	90	1
Jan. 2000	10	15	85	2
Feb. 2001	6	16	152	3
Mar. 2002	8	16	155	4

References. (1) Lazzaro et al. (2000); (2) Burbine & Binzel (2002); (3) DeMeo et al. (2009); (4) Hardersen et al. (2004)

2000; Burbine & Binzel 2002), probed the equatorial region of the asteroid because the aspect angle was about 90° . Although in the case of the ESO observations (Sep. 1998) two visible spectra were obtained, these were acquired within an interval of 15 minutes, which makes it impossible to assess the presence of rotational variations.

The observations obtained in 2001 and 2002 (DeMeo et al. 2009; Hardersen et al. 2004), on the other hand, were obtained at an aspect angle of 150° , thus sampling the region around the south pole. In the case of the observations by Hardersen et al. (2004) in addition to the mineralogical analysis of the asteroid surface these were also intended to sample the asteroid surface during its rotation in order to search for possible compositional variations. Although at the time of their observations no period had been published, the observations were performed over a 4.5 hr interval which guarantees that nearly 95% of the asteroid's visible surface was observed. However, it is now clear that the viewing geometry was such that the visible surface was nearly unchanged during the observations. In this sense, the minor variations detected in the spectra could be due to the nearly pole-on configuration and not necessarily to a global homogeneous surface.

In Sep. 2004, we performed visible spectroscopic observations of (1459) Magnya at the OPD intending to search for spectral variations over several nights. Again, the viewing geometry was nearly pole-on, at an aspect angle of 20° , with the only difference that the north pole was sampled. Unfortunately, these spectra are in the visible ($0.55 - 0.92\mu\text{m}$), making any compari-

son with the observations done by Hardersen et al. (2004) difficult.

The information on the homogeneity (or non-homogeneity) of an asteroid surface does not provide conclusive evidence of its origin. However, in the case of (1459) Magnya we can derive important clues since its basaltic surface implies a differentiation process and, thus, an originally layered object. If we observe a non-homogeneous surface this could indicate either that we are seeing different layers of the original object, or that it is a fragment from a larger layered object, such as (4) Vesta. On the other hand, a surface homogeneous one could indicate that (1459) Magnya's surface is intact, corroborated also by its almost ellipsoidal shape. If this indeed is the case, we would be facing the interesting scenario of the differentiation of small objects.

To conclude, we would like to note that the results presented here indicate the need to schedule new VNIR observation of (1459) Magnya in order to correctly assess the degree of homogeneity of its surface. It is noteworthy that at the next opposition, in October 2015, the viewing geometry of (1459) Magnya will be optimal, with the aspect angle at about 95° , allowing the sampling of the equatorial region. An opportunity that cannot be missed!

Acknowledgements. The authors acknowledge CNPq for the fellowships and FAPERJ for the support to D.L., through project number E-26-102.967/2011. We thank V. Reddy and D. Licchelli for making their data available to us. Finally, we are gratefully to the IMPACTON team, in particular, T. Rodrigues, J.M. Carvano, F. Roig and R. de Souza, for all the efforts to make the OASI operative.

References

- Almeida, R., Angeli, C. A., Duffard, R., & Lazzaro, D. 2004, *A&A*, 415, 403
 Alvarez-Candal, A., Duffard, R., Lazzaro, D., & Michtchenko, T. 2006, *A&A*, 459, 969
 Binzel, R. P., Masi, G., & Foglia, S. 2006, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38, 627
 Binzel, R. P. & Xu, S. 1993, *Science*, 260, 186
 Burbine, T. H. & Binzel, R. P. 2002, *Icarus*, 159, 468
 Burbine, T. H., Buchanan, P. C., Binzel, R. P., et al. 2001, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 761
 Cruikshank, D. P., Tholen, D. J., Bell, J. F., Hartmann, W. K., & Brown, R. H. 1991, *Icarus*, 89, 1
 Delbo, M., Gai, M., Lattanzi, M. G., et al. 2006, *Icarus*, 181, 618
 DeMeo, F. E., Binzel, R. P., Slivan, S. M., & Bus, S. J. 2009, *Icarus*, 202, 160
 Drake, M. J. 2001, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 501

- Florczak, M., Lazzaro, D., & Duffard, R. 2002, *Icarus*, 159, 178
- Hammergren, M., Gyuk, G., & Puckett, A. W. 2007, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 39, American Astronomical Society Meeting Abstracts #210, 203
- Hardersen, P. S., Gaffey, M. J., & Abell, P. A. 2004, *Icarus*, 167, 170
- Kaasalainen, M. & Torppa, J. 2001, *Icarus*, 153, 24
- Kaasalainen, M., Torppa, J., & Muinonen, K. 2001, *Icarus*, 153, 37
- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., et al. 2004, *Icarus*, 172, 179
- Lazzaro, D., Michtchenko, T., Carvano, J. M., et al. 2000, *Science*, 288, 2033
- Licchelli, D. 2006, *Minor Planet Bulletin*, 33, 11
- McCord, T. B., Adams, J. B., & Johnson, T. V. 1970, *Science*, 168, 1445
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, *Icarus*, 158, 343
- Moskovitz, N. A., Lawrence, S., Jedicke, R., et al. 2008, *ApJ*, 682, L57
- Moskovitz, N. A., Willman, M., Burbine, T. H., Binzel, R. P., & Bus, S. J. 2010, *Icarus*, 208, 773
- Reddy, V., Dyvig, R. R., Heathcote, B. D., & Pravec, P. 2005, in *Lunar and Planetary Science Conference*, Vol. 36, 36th Annual Lunar and Planetary Science Conference, ed. S. Mackwell & E. Stansbery, 1394
- Roig, F. & Gil-Hutton, R. 2006, *Icarus*, 183, 411
- Russell, C. T., Raymond, C. A., Coradini, A., et al. 2012, *Science*, 336, 684
- Ruzicka, A., Snyder, G. A., & Taylor, L. A. 1997, *Meteoritics and Planetary Science*, 32, 825
- Xu, S., Binzel, R. P., Burbine, T. H., & Bus, S. J. 1995, *Icarus*, 115, 1

D Curvas de luz e circunstâncias observacionais de 20 NEA

Tabela D.1.: Amostra de objetos observados.

Asteroide	Data	Tempo Obs. (hrs)	AR	DEC	Δ	r	α	Mag. (V)
			J(2000)		(AU)	(UA)	($^{\circ}$)	
(39796) 1997 TD	2014 05 24.21	2.75	21 26 03.5	+05 31 02	0.810	1.368	47.4	17.8
	2014 05 25.21	2.75	21 29 24.2	+05 48 10	0.802	1.363	47.6	17.8
	2014 07 05.18	3.25	00 06 41.5	+15 01 03	0.581	1.215	56.4	17.1
	2014 10 27.01	7.0	03 53 32.1	-10 33 10	0.598	1.520	22.4	16.7
(85818) 1998 XM4	2012 06 20.89	1.5	11 46 08.0	+06 12 12	0.623	1.141	62.4	17.0
	2012 06 21.89	2.75	11 51 27.2	+07 05 41	0.637	1.147	61.9	17.0
	2012 06 22.89	2.5	11 56 36.1	+07 56 35	0.650	1.152	61.4	17.1
	2013 12 10.91	2.5	01 18 55.1	+22 46 03	1.107	1.871	24.9	18.2
(85867) 1999 BY9	2014 05 25.89	7.5	15 13 47.9	-18 46 11	0.432	1.437	9.3	17.7
	2014 05 26.89	7.25	15 13 26.1	-18 42 22	0.437	1.440	10.1	17.7
	2014 06 04.90	6.0	15 11 44.8	-18 15 39	0.485	1.472	15.9	18.2
	2014 06 05.90	6.5	15 11 44.8	-18 13 37	0.491	1.476	16.5	18.3
	2014 06 26.05	2.75	15 19 31.1	-18 11 28	0.640	1.553	25.9	19.2
	2014 07 05.90	5.75	15 28 06.4	-18 32 47	0.729	1.592	29.0	19.7
(99248) 2001 KY66	2014 10 18.24	1.5	08 08 53.4	+30 20 37	0.851	1.273	51.4	18.5
	2014 10 19.23	1.75	08 10 08.3	+30 11 22	0.850	1.280	51.0	18.5
	2014 10 20.23	1.75	08 11 21.0	+30 02 08	0.850	1.288	50.6	18.5
	2014 10 21.23	2.0	08 12 15.6	+29 54 59	0.849	1.294	50.3	18.5
(112221) 2002 KH4	2012 06 23.90	2.7	12 17 13.8	+09 19 32	0.798	1.266	53.3	17.5
	2012 06 24.89	0.5	12 20 20.6	+10 02 49	0.809	1.267	53.3	17.5
(137062) 1998 WM	2013 10 30.21	2.25	07 38 45.0	+38 19 26	0.879	1.497	39.6	18.8
	2013 11 01.20	2.5	07 43 15.4	+39 05 48	0.858	1.491	39.5	18.7
	2013 11 02.20	2.5	07 45 32.2	+39 29 48	0.848	1.488	39.4	18.7
	2013 11 08.21	2.0	07 59 28.4	+42 04 31	0.789	1.470	39.0	18.5
	2013 11 11.21	2.0	08 06 37.1	+43 28 53	0.760	1.460	38.8	18.4
	2014 10 13.96	7.25	00 52 04.8	-30 22 15	0.620	1.531	24.0	17.6
	2014 10 14.91	8.0	00 49 21.2	-30 02 14	0.624	1.534	24.1	17.6
(138095) 2000 DK79	2013 10 27.20	0.7	05 31 45.7	-62 08 42	0.293	1.061	68.9	15.8
	2013 10 28.19	2.0	05 18 04.5	-62 35 30	0.277	1.059	68.9	15.7
	2013 10 29.13	4.5	05 03 00.7	-62 57 55	0.261	1.057	68.9	15.5

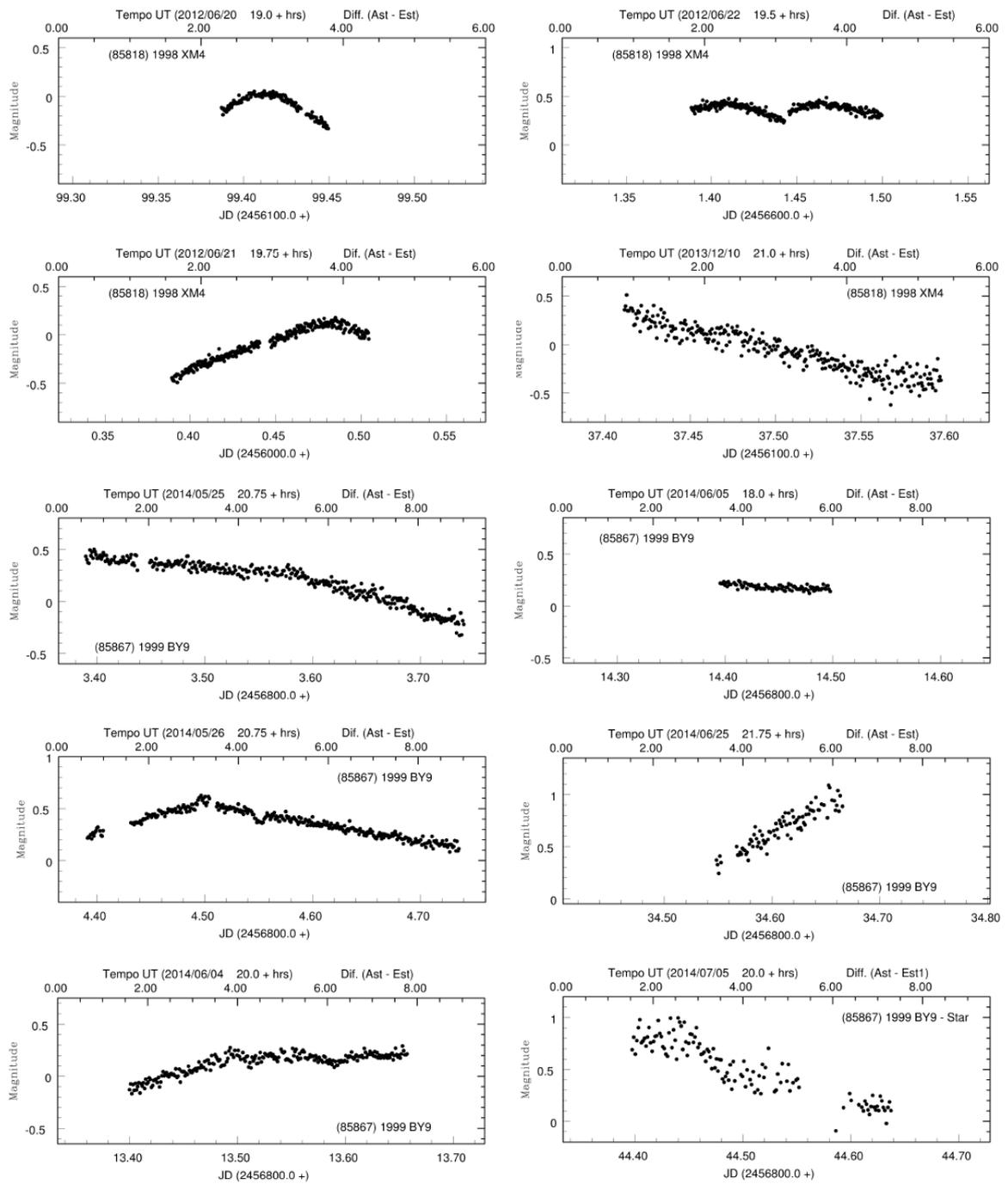


Figura D.1.: Curvas de luz para (85818) 1998 XM4 e (85867) 1999 BY9.

Tabela D.2.: Amostra de objetos observados, continuação.

Asteroide	Data	Tempo Obs. (hrs)	AR	DEC	Δ	r	α	Mag.
			J(2000)		(AU)	(UA)	($^{\circ}$)	(V)
(142781) 2002UM11	2013 12 03.04	2.0	01 51 35.4	-13 47 48	0.408	1.269	39.0	16.2
	2013 12 07.92	0.7	01 53 45.7	-19 50 21	0.441	1.254	43.9	16.5
	2013 12 08.91	3.75	01 54 20.8	-20 55 16	0.448	1.251	44.7	16.6
	2013 12 09.92	5.5	01 54 59.4	-21 58 40	0.455	1.249	45.5	16.6
	2013 12 11.93	5.25	01 56 24.7	-23 56 45	0.470	1.243	47.0	16.7
	2013 12 12.93	4.0	01 57 11.2	-24 51 40	0.478	1.241	47.7	16.8
	2014 01 31.97	1.75	03 17 32.4	-42 04 08	0.839	1.205	54.1	18.1
(154007) 2002 BY	2012 05 15.22	1.25	19 58 06.5	-14 57 20	0.330	1.192	49.7	17.7
	2012 05 18.18	2.75	20 05 31.9	-14 09 18	0.327	1.195	49.1	17.7
	2012 05 21.21	2.75	20 12 31.5	-13 21 13	0.325	1.199	48.3	17.7
	2012 05 24.21	0.75	20 18 50.1	-12 35 08	0.324	1.203	47.4	17.6
	2012 06 13.11	4.5	20 45 03.4	-08 33 44	0.319	1.246	38.4	17.4
	2012 06 21.06	3.25	20 47 57.1	-07 40 36	0.322	1.270	33.3	17.3
	2012 06 23.07	2.75	20 48 02.3	-07 31 49	0.323	1.276	31.9	17.3
(159533) 2001 HH31	2014 07 21.24	2.0	01 29 10.0	-26 40 33	0.446	1.217	53.4	18.2
	2014 08 30.16	3.75	03 41 32.8	-22 49 20	0.394	1.177	55.9	18.0
	2014 10 26.13	2.75	04 04 57.8	-08 19 32	0.336	1.278	28.0	17.0
	2014 10 28.19	4.0	04 01 42.7	-07 21 48	0.336	1.285	26.1	17.0
(162186) 1999 OP3	2012 03 20.95	1.75	06 43 32.8	+17 36 15	1.080	1.589	38.2	17.8
	2012 03 26.91	3.0	06 45 41.4	+15 47 39	1.098	1.542	40.2	17.8
	2012 03 27.93	3.0	06 46 12.8	+15 29 15	1.101	1.534	40.5	17.8
	2012 05 18.88	0.25	07 57 44.2	-00 55 59	1.141	1.170	51.9	17.6
	2012 05 19.89	1.25	07 59 50.7	-01 18 16	1.139	1.165	52.1	17.6
	2012 05 20.88	1.25	08 01 56.2	-01 40 18	1.136	1.160	52.3	17.6
	2012 05 21.88	0.75	08 04 04.6	-02 02 45	1.134	1.155	52.5	17.6
(162566) 2000 RJ34	2013 10 31.02	3.0	01 12 59.8	+43 16 56	0.636	1.567	20.0	16.7
	2013 10 31.95	4.75	01 11 01.5	+43 25 41	0.631	1.560	20.3	16.7
	2013 11 01.96	4.25	01 08 52.0	+43 34 39	0.625	1.553	20.7	16.7
	2013 11 06.92	4.75	00 58 12.1	+44 10 34	0.600	1.517	22.8	16.6
	2013 11 07.93	4.5	00 56 02.9	+44 16 13	0.596	1.510	23.3	16.6
	2013 11 10.91	4.75	00 49 48.4	+44 29 42	0.583	1.489	24.8	16.5
	2014 05 28.90	3.25	10 40 46.8	-07 18 47	1.270	1.719	35.8	18.9
(190166) 2005UP156	2014 05 28.22	1.75	22 11 29.2	-00 32 43	0.469	1.131	63.6	18.0
	2014 07 07.18	3.5	00 30 27.5	+12 38 53	0.506	1.157	61.3	18.1
	2014 08 20.10	3.75	01 34 53.2	+15 08 10	0.526	1.349	40.9	18.0
(199194) 2006 AO4	2014 01 26.05	1.0	05 33 39.2	+48 35 00	1.008	1.830	23.0	17.8
	2014 01 27.94	3.0	05 34 20.7	+47 40 53	1.032	1.844	23.3	17.9
(214869) 2007 PA8	2012 08 25.04	4.75	00 28 33.5	+01 02 47	0.637	1.576	21.6	17.5
(242450) 2004 QY2	2012 03 18.31	0.5	18 28 42.1	-67 43 16	1.329	1.601	38.3	17.9
	2012 03 24.24	2.25	18 49 52.6	-68 54 32	1.283	1.600	38.5	17.8
	2012 03 29.29	0.75	19 07 49.5	-69 54 08	1.242	1.597	38.7	17.7
(249595) 1997 GH28	2013 12 03.17	2.25	09 16 15.2	+36 54 35	0.451	1.267	43.0	18.1
	2013 12 05.13	2.75	09 22 11.2	+36 45 40	0.444	1.265	42.7	18.1
	2013 12 06.20	1.25	09 25 20.6	+36 40 26	0.441	1.264	42.5	18.1
	2013 12 11.16	3.25	09 39 09.7	+36 13 08	0.425	1.261	41.7	18.0
	2013 12 12.16	3.25	09 41 46.6	+36 07 03	0.422	1.260	41.5	18.0
	2014 01 25.11	3.5	10 23 47.6	+29 45 46	0.355	1.308	20.8	17.1
	2014 01 26.12	4.0	10 23 04.8	+29 33 55	0.355	1.311	20.1	17.0
	2014 01 27.27	1.0	10 22 12.1	+29 20 10	0.356	1.314	19.3	17.0
	2014 02 05.17	4.25	10 13 34.8	+27 23 37	0.366	1.339	13.1	16.9
	2014 03 25.94	5.25	09 48 34.9	+14 49 57	0.629	1.530	25.1	18.8
(275976) 2001 XV10	2014 06 01.17	3.75	21 10 05.4	-56 43 05	0.875	1.636	32.5	18.4
	2014 06 02.19	3.25	21 13 40.3	-57 08 19	0.863	1.628	32.6	18.3
	2014 06 03.16	4.0	21 17 09.2	-57 32 31	0.852	1.620	32.8	18.3
(308127) 2004XM130	2012 03 28.91	5.75	09 06 27.6	-51 03 03	0.632	1.397	40.0	19.3
2011 YV15	2012 03 18.01	6.75	12 27 41.8	-02 04 06	0.318	1.310	7.3	15.8
	2012 03 21.08	0.45	12 28 07.7	-03 16 07	0.322	1.316	5.3	15.8
	2012 03 24.07	3.5	12 28 24.8	-04 23 39	0.326	1.323	3.6	15.7
	2012 03 27.05	6.25	12 28 37.4	-05 28 01	0.332	1.330	2.3	15.7
	2012 04 19.92	2.0	12 32 52.0	-11 59 56	0.426	1.413	13.6	16.9

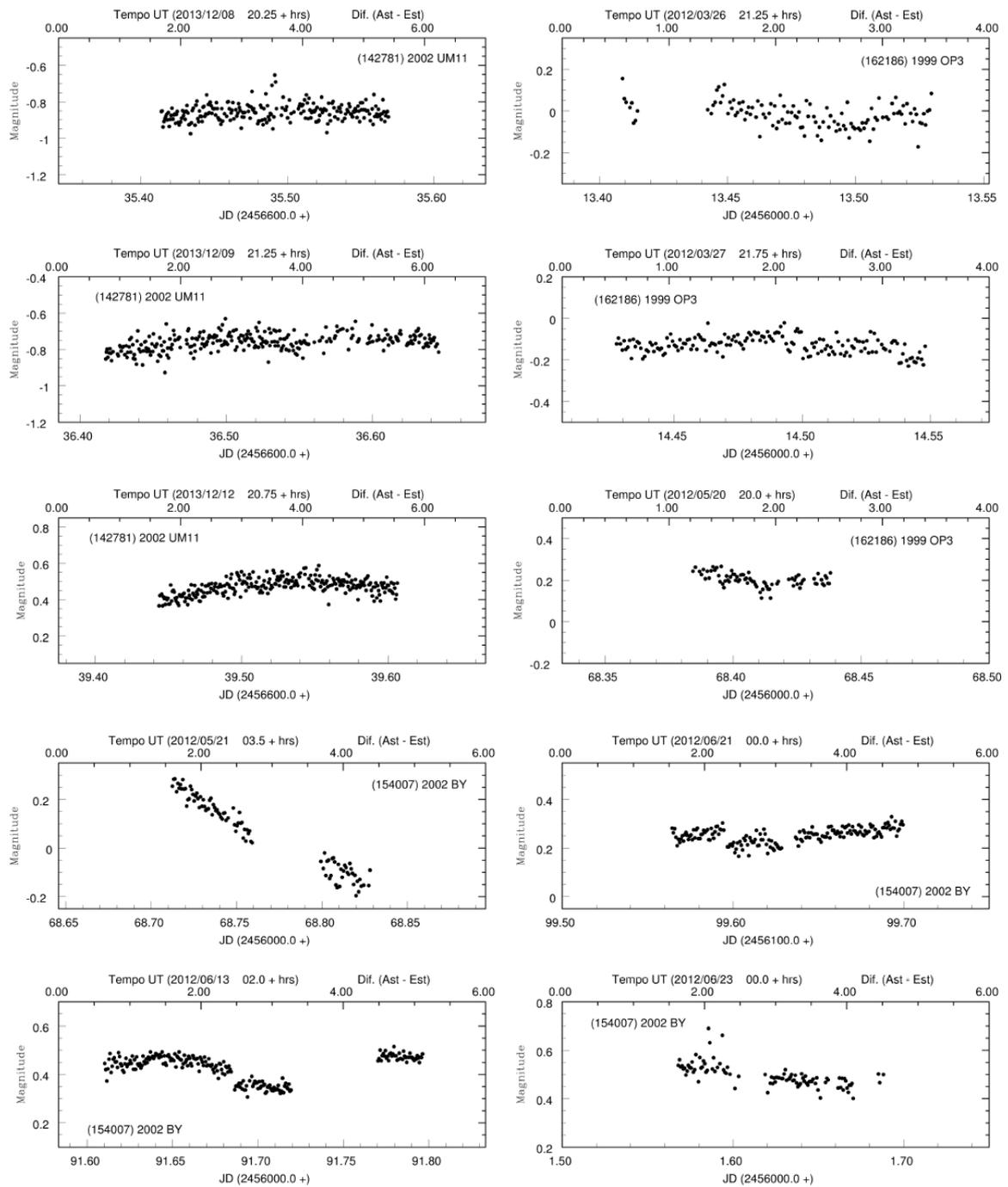


Figura D.2.: Curvas de luz para (142781) 2002 UM11, (154007) 2002 BY e (162186) 1999 OP3.

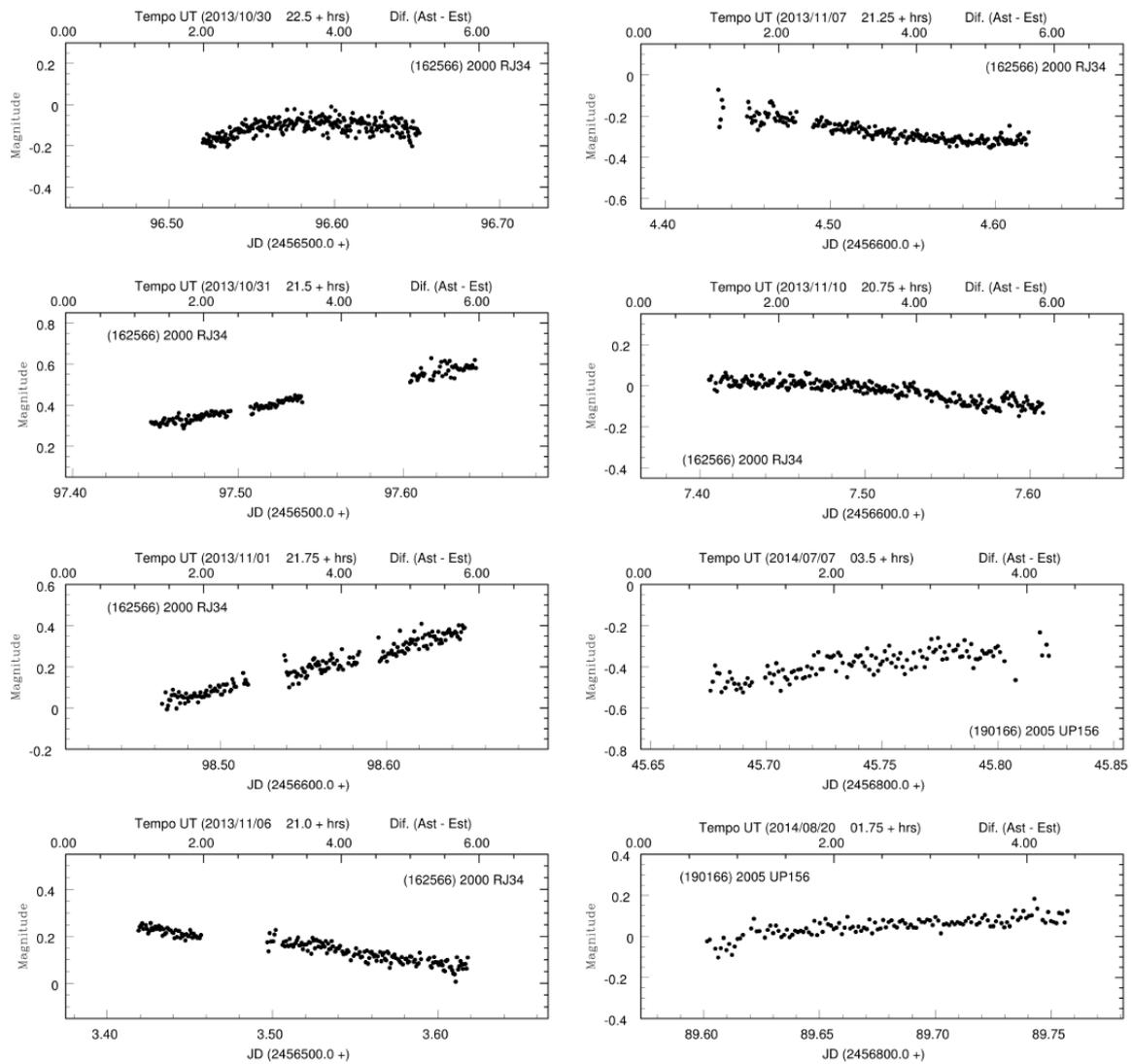


Figura D.3.: Curvas de luz para (162566) 2000 RJ34 e (190166) 2005 UP156.

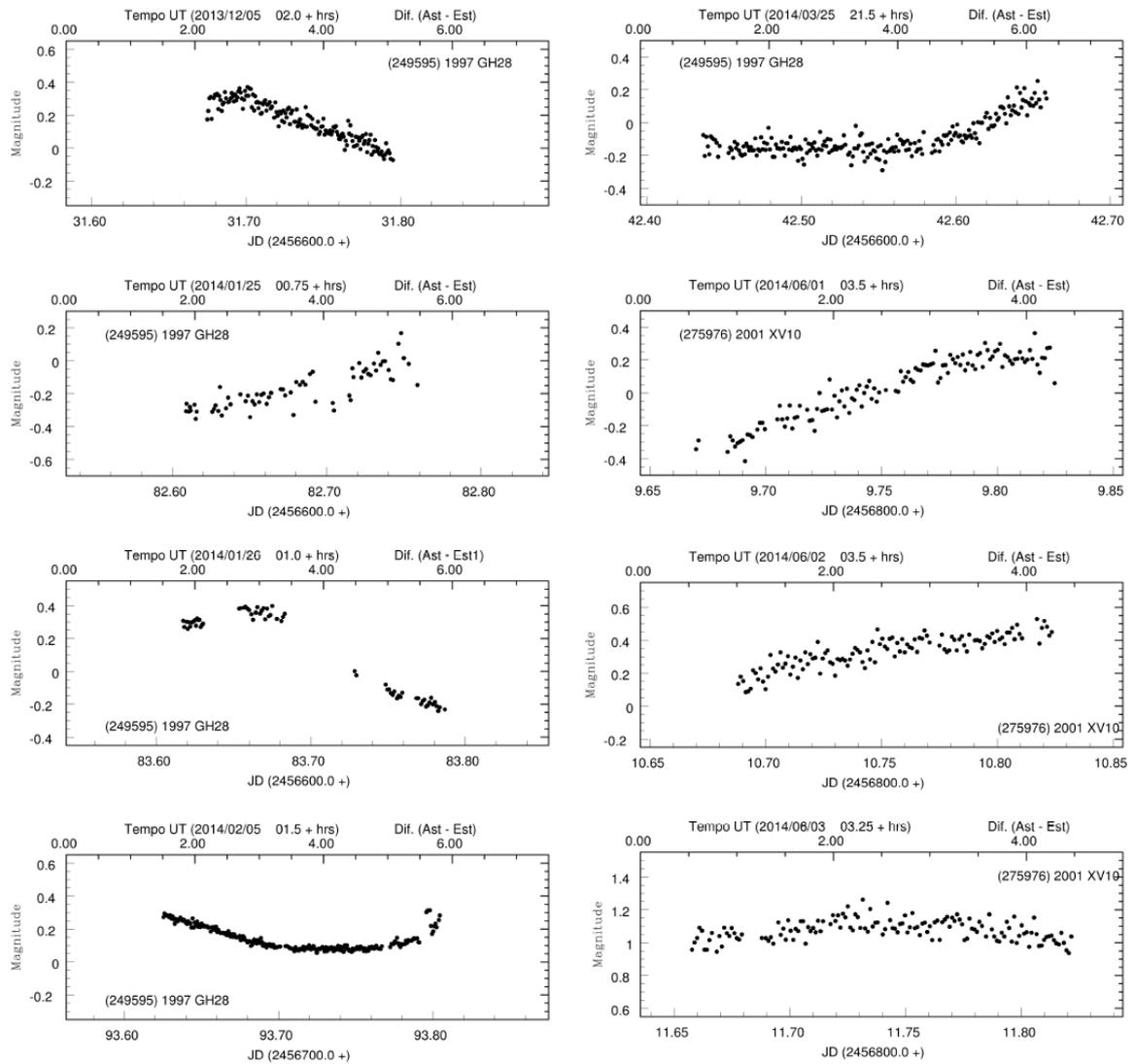


Figura D.4.: Curvas de luz para (249595) 1997 GH28 e (275976) 2001 XV10.

Referências

- R. Almeida, C. A. Angeli, R. Duffard, and D. Lazzaro. Rotation periods for small main-belt asteroids. , 415:403–406, February 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20034585. 57
- L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, and H. V. Michel. Extraterrestrial Cause for the Cretaceous-Tertiary Extinction. *Science*, 208:1095–1108, June 1980. doi: 10.1126/science.208.4448.1095. 52
- D. J. Asher and D. I. Steel. Orbital evolution of the large outer solar system object 5145 Pholus. , 263:179–190, July 1993. 45
- P. Bartczak, T. Michałowski, T. Santana-Ros, and G. Dudziński. A new non-convex model of the binary asteroid 90 Antiope obtained with the SAGE modelling technique. , 443:1802–1809, September 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1247. 41
- M. A. Barucci, M. T. Capria, A. W. Harris, and M. Fulchignoni. On the shape and albedo variegation of asteroids - Results from Fourier analysis of synthetic and observed asteroid lightcurves. , 78:311–322, April 1989. doi: 10.1016/0019-1035(89)90179-6. 5, 15
- M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, and A. Morbidelli. *The Solar System Beyond Neptune: Overview and Perspectives*, pages 3–10. 2008. 45
- J. M. Bauer, Y. R. Fernández, and K. J. Meech. An Optical Survey of the Active Centaur C/NEAT (2001 T4). , 115:981–989, August 2003. doi: 10.1086/377012. 45
- R. P. Binzel and S. Xu. Chips off of asteroid 4 Vesta - Evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science*, 260:186–191, April 1993. doi: 10.1126/science.260.5105.186. 56
- R. P. Binzel, P. Farinella, V. Zappala, and A. Cellino. Asteroid rotation rates - Distributions and statistics. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 416–441, 1989. 5
- R. P. Binzel, D. Lupishko, M. di Martino, R. J. Whiteley, and G. J. Hahn. Physical Properties of Near-Earth Objects. *Asteroids III*, pages 255–271, 2002. 63

- W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, and D. Nesvorný. An asteroid breakup 160Myr ago as the probable source of the K/T impactor. , 449:48–53, September 2007. doi: 10.1038/nature06070. 52
- E. Bowell and K. Lumme. *Colorimetry and magnitudes of asteroids*, pages 132–169. 1979. 21
- E. Bowell, B. Hapke, D. Domingue, K. Lumme, J. Peltoniemi, and A. W. Harris. Application of photometric models to asteroids. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 524–556, 1989. 22
- F. Braga-Ribas, B. Sicardy, J. L. Ortiz, C. Snodgrass, F. Roques, R. Vieira-Martins, J. I. B. Camargo, M. Assafin, R. Duffard, E. Jehin, J. Pollock, R. Leiva, M. Emilio, D. I. Machado, C. Colazo, E. Lellouch, J. Skottfelt, M. Gillon, N. Ligier, L. Maquet, G. Benedetti-Rossi, A. R. Gomes, P. Kervella, H. Monteiro, R. Sfair, M. El Moutamid, G. Tancredi, J. Spagnotto, A. Maury, N. Morales, R. Gil-Hutton, S. Roland, A. Ceretta, S.-H. Gu, X.-B. Wang, K. Harpsøe, M. Rabus, J. Manfroid, C. Opitom, L. Vanzi, L. Mehret, L. Lorenzini, E. M. Schneiter, R. Melia, J. Lecacheux, F. Colas, F. Vachier, T. Widemann, L. Almenares, R. G. Sandness, F. Char, V. Perez, P. Lemos, N. Martinez, U. G. Jørgensen, M. Dominik, F. Roig, D. E. Reichart, A. P. Lacluyze, J. B. Haislip, K. M. Ivarsen, J. P. Moore, N. R. Frank, and D. G. Lambas. A ring system detected around the Centaur (10199) Chariklo. , 508:72–75, April 2014a. doi: 10.1038/nature13155. 42, 46, 50
- F. Braga-Ribas, R. Vieira-Martins, M. Assafin, J. I. B. Camargo, B. Sicardy, and J. L. Ortiz. Stellar Occultations by Transneptunian and Centaurs Objects: results from more than 10 observed events. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 44 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, pages 3–3, October 2014b. 42
- D. M. Bramich. A new algorithm for difference image analysis. , 386:L77–L81, May 2008. doi: 10.1111/j.1745-3933.2008.00464.x. 46
- M. Brozovic, L. A. M. Benner, M. C. Nolan, E. S. Howell, C. Magri, J. D. Giorgini, P. A. Taylor, J. L. Margot, M. W. Busch, M. K. Shepard, D. J. Scheeres, and L. M. Carter. Radar Images And Shape Model Of A Triple Asteroid (136617) 1994CC. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1080, October 2010. 42
- S. J. Bus, E. Bowell, and L. M. French. (2060) Chiron. , 4684:2, December 1988. 45
- A. Carbognani. Asteroids Lightcurves at OAVdA: 2013 December - 2014 June. *Minor Planet Bulletin*, 41:265–270, October 2014a. 106, 107, 108, 110
- A. Carbognani. Asteroids Lightcurves at Oavda: 2012 June - 2013 March. *Minor Planet Bulletin*, 41:4–8, January 2014b. 120

- J. M. Carvano and D. Lazzaro. Diameter, geometric albedo and compositional constraints for (298) Baptistina through visible and mid-infrared photometry. , 404:L31–L34, May 2010. doi: 10.1111/j.1745-3933.2010.00828.x. 52, 54
- A. Cellino, E. Diolaiti, R. Ragazzoni, D. Hestroffer, P. Tanga, and A. Ghedina. Speckle interferometry observations of asteroids at tng*. , 162:278–284, April 2003. doi: 10.1016/S0019-1035(03)00006-X. 42
- A. R. Conrad, W. J. Merline, J. D. Drummond, B. Carry, C. Dumas, R. D. Campbell, R. W. Goodrich, C. R. Chapman, and P. M. Tamblyn. Recent Results from Imaging Asteroids with Adaptive Optics. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 40 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 2414, March 2009. 42
- T. J. Deeming. Fourier Analysis with Unequally-Spaced Data. , 36:137–158, August 1975. doi: 10.1007/BF00681947. 4, 13
- M. Delbo, M. Gai, M. G. Lattanzi, S. Ligorì, D. Loreggia, L. Saba, A. Cellino, D. Gandolfi, D. Licchelli, C. Blanco, M. Cigna, and M. Wittkowski. MIDI observations of 1459 Magnya: First attempt of interferometric observations of asteroids with the VLTI. , 181:618–622, April 2006. doi: 10.1016/j.icarus.2006.01.001. 56
- R. Ditteon and S. Hawkins. Asteroid Lightcurve Analysis at the Oakley Observatory - October-November 2006. *Minor Planet Bulletin*, 34:59–64, September 2007. 52, 54
- J. R. Donnison. Statistical evidence for fast and slow asteroid rotations using Bayesian methods. , 338:452–456, January 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06064.x. 5, 125
- J. R. Donnison and M. P. Wiper. Bayesian statistical analysis of asteroid rotation rates. , 302:75–80, January 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02075.x. 5, 123
- M. J. Drake. The eucrite/Vesta story. *Meteoritics and Planetary Science*, 36:501–513, April 2001. doi: 10.1111/j.1945-5100.2001.tb01892.x. 56
- J. D. Drummond, S. J. Weidenschilling, C. R. Chapman, and D. R. Davis. Photometric geodesy of main-belt asteroids. II - Analysis of lightcurves for poles, periods, and shapes. , 76:19–77, October 1988. doi: 10.1016/0019-1035(88)90139-X. 5, 23, 24, 25, 42, 126
- M. J. Duncan, H. F. Levison, and S. M. Budd. The Dynamical Structure of the Kuiper Belt. , 110:3073, December 1995. doi: 10.1086/117748. 45
- J. Durech, V. Sidorin, and M. Kaasalainen. DAMIT: a database of asteroid models. , 513:A46, April 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200912693. 68, 126

- L. Elenin and I. Molotov. Asteroids Lightcurve Analysis at the Ison-NM Observatory: 3122 Florence, (25916) 2001 CP44, (47035) 1998 WS, (137170) 1999 HF1. *Minor Planet Bulletin*, 39:101–102, July 2012. 74, 77
- J. L. Elliot and C. B. Olkin. Probing Planetary Atmospheres with Stellar Occultations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24:89–124, 1996. doi: 10.1146/annurev.earth.24.1.89. 42
- J. L. Elliot, E. Dunham, and D. Mink. The rings of Uranus. , 267:328–330, May 1977. doi: 10.1038/267328a0. 42
- S. Ferraz-Mello. Estimation of Periods from Unequally Spaced Observations. , 86:619, April 1981. doi: 10.1086/112924. 5, 13
- S. Fornasier, D. Lazzaro, A. Alvarez-Candal, C. Snodgrass, G. P. Tozzi, J. M. Carvano, Y. Jiménez-Teja, J. S. Silva, and D. M. Bramich. The Centaur 10199 Chariklo: investigation into rotational period, absolute magnitude, and cometary activity. , 568:L11, August 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424439. 49
- M. Fulchignoni, M. A. Barucci, M. di Martino, and E. Dotto. On the evolution of the asteroid spin. , 299:929, July 1995. 5, 123
- J. Hanuš, J. Ďurech, M. Brož, B. D. Warner, F. Pilcher, R. Stephens, J. Oey, L. Bernasconi, S. Casulli, R. Behrend, D. Polishook, T. Henych, M. Lehký, F. Yoshida, and T. Ito. A study of asteroid pole-latitude distribution based on an extended set of shape models derived by the lightcurve inversion method. , 530:A134, June 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116738. 6, 126
- J. Hanuš, F. Marchis, and J. Ďurech. Sizes of main-belt asteroids by combining shape models and Keck adaptive optics observations. , 226:1045–1057, September 2013. doi: 10.1016/j.icarus.2013.07.023. 42
- B. Hapke. Bidirectional reflectance spectroscopy. IV - The extinction coefficient and the opposition effect. , 67:264–280, August 1986. doi: 10.1016/0019-1035(86)90108-9. 16
- B. Hapke, R. Nelson, and W. Smythe. The Opposition Effect of the Moon: Coherent Backscatter and Shadow Hiding. , 133:89–97, May 1998. doi: 10.1006/icar.1998.5907. 16
- P. S. Hardersen, M. J. Gaffey, and P. A. Abell. Mineralogy of Asteroid 1459 Magnya and implications for its origin. , 167:170–177, January 2004. doi: 10.1016/j.icarus.2003.09.022. 57, 60
- A. W. Harris and J. A. Burns. Asteroid rotation. I - Tabulation and analysis of rates, pole positions and shapes. , 40:115–144, October 1979. doi: 10.1016/0019-1035(79)90058-7. 5, 123

- A. W. Harris and J. W. Young. Asteroid rotation. IV. , 54:59–109, April 1983. doi: 10.1016/0019-1035(83)90072-6. 5, 13
- A. W. Harris, J. W. Young, E. Bowell, L. J. Martin, R. L. Millis, M. Poutanen, F. Scaltriti, V. Zappala, H. J. Schober, H. Debehogne, and K. W. Zeigler. Photoelectric observations of asteroids 3, 24, 60, 261, and 863. , 77:171–186, January 1989. doi: 10.1016/0019-1035(89)90015-8. 5, 13, 14
- A. W. Harris, J. W. Young, E. Bowell, and D. J. Tholen. Asteroid Lightcurve Observations from 1981 to 1983. , 142:173–201, November 1999. doi: 10.1006/icar.1999.6181. 123
- M. Hicks and S. Ebelhar. Broadband Photometry of the Large Potentially Hazardous Asteroid 138095 (2000 DK79). *The Astronomer's Telegram*, 5591:1, November 2013. 14, 89, 90
- M. Hicks and S. Ebelhar. Broadband Photometry of the Potentially Hazardous Asteroid 251346 (2007 SJ). *The Astronomer's Telegram*, 5801:1, January 2014. 110
- M. Hicks, D. Dombroski, and M. Brewer. Broadband Photometry 330825 (2008 XE3): A Potential Binary Near-Earth Asteroid. *The Astronomer's Telegram*, 4591:1, November 2012. 118, 120
- M. J. Holman and J. Wisdom. Dynamical stability in the outer solar system and the delivery of short period comets. , 105:1987–1999, May 1993. doi: 10.1086/116574. 45
- J. Jahn and M. Kretlow. Photometric Observation and Lightcurve Analysis of (24445) 2000 PM8. *Minor Planet Bulletin*, 41:67, April 2014. 14, 69, 72, 73
- L. Jorda, R. Gaskell, P. Lamy, M. Kaasalainen, O. Groussin, G. Faury, P. Gutierrez, W. Sabolo, and S. Hviid. Shape and Physical Properties of Asteroid (21) Lutetia from OSIRIS Images. In *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, page 776, October 2011. 41
- M. Kaasalainen and J. Torppa. Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. I. Shape Determination. , 153:24–36, September 2001. doi: 10.1006/icar.2001.6673. 5, 32, 68
- M. Kaasalainen, J. Torppa, and K. Muinonen. Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. II. The Complete Inverse Problem. , 153:37–51, September 2001. doi: 10.1006/icar.2001.6674. 5, 32, 68
- H. Karttunen. Modelling asteroid brightness variations. I - Numerical methods. , 208:314–319, January 1989. 26, 28, 29, 31
- C. T. Kowal. *Chiron*, pages 436–439. 1979. 45
- J. V. Lambert. *Occultation and lightcurve analysis: The figure of 2 Pallas*. PhD thesis, New Mexico State University, Las Cruces., 1985. 5, 22

- A. U. Landolt. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. , 104:340–371, July 1992. doi: 10.1086/116242. 46
- D. Lazzaro, T. Michtchenko, J. M. Carvano, R. P. Binzel, S. J. Bus, T. H. Burbine, T. Mothé-Diniz, M. Florczak, C. A. Angeli, and A. W. Harris. Discovery of a Basaltic Asteroid in the Outer Main Belt. *Science*, 288:2033–2035, June 2000. doi: 10.1126/science.288.5473.2033. 56
- H. F. Levison, L. Dones, and M. J. Duncan. The Origin of Halley-Type Comets: Probing the Inner Oort Cloud. , 121:2253–2267, April 2001. doi: 10.1086/319943. 45
- D. Licchelli. Lightcurve analysis of asteroids 78, 126, 522, 565, 714, 1459, 6974. *Minor Planet Bulletin*, 33:11–13, March 2006. 59
- K. Lumme and E. Bowell. Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. II. Interpretation. , 86:1705–1721, November 1981. doi: 10.1086/113055. 21, 22
- P. Magnusson. Distribution of spin axes and senses of rotation for 20 large asteroids. , 68:1–39, October 1986. doi: 10.1016/0019-1035(86)90072-2. 5, 15, 20, 23, 126
- P. Magnusson. Spin vectors of 22 large asteroids. , 85:229–240, May 1990. doi: 10.1016/0019-1035(90)90113-N. 5, 126
- A. K. Mainzer, P. Eisenhardt, E. L. Wright, F.-C. Liu, W. Irace, I. Heinrichsen, R. Cutri, and V. Duval. Update on the Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE). In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 21, June 2006. doi: 10.1117/12.672494. 52
- D. J. Majaess, D. Higgins, L. A. Molnar, M. J. Haegert, D. J. Lane, D. G. Turner, and I. Nielsen. New Constraints on the Asteroid 298 Baptistina, the Alleged Family Member of the K/T Impactor. , 103:7, February 2009. 52, 54
- A. Marciniak and T. Michałowski. Asteroids’ spin axis distribution. , 512:A56, March 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200913692. 6, 126
- J. R. Masiero, A. K. Mainzer, T. Grav, J. M. Bauer, R. M. Cutri, J. Dailey, P. R. M. Eisenhardt, R. S. McMillan, T. B. Spahr, M. F. Skrutskie, D. Tholen, R. G. Walker, E. L. Wright, E. De-Baun, D. Elsbury, T. Gautier, IV, S. Gomillion, and A. Wilkins. Main Belt Asteroids with WISE/NEOWISE. I. Preliminary Albedos and Diameters. , 741:68, November 2011. doi: 10.1088/0004-637X/741/2/68. 52
- T. B. McCord, J. B. Adams, and T. V. Johnson. Asteroid Vesta: Spectral Reflectivity and Compositional Implications. *Science*, 168:1445–1447, June 1970. doi: 10.1126/science.168.3938.1445. 56

- P. Michel, V. Zappalà, A. Cellino, and P. Tanga. NOTE: Estimated Abundance of Atens and Asteroids Evolving on Orbits between Earth and Sun. , 143:421–424, February 2000. doi: 10.1006/icar.1999.6282. 65
- T. A. Michtchenko, D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello, and F. Roig. Origin of the Basaltic Asteroid 1459 Magnya: A Dynamical and Mineralogical Study of the Outer Main Belt. , 158:343–359, August 2002. doi: 10.1006/icar.2002.6871. 56
- A. Milani, M. Carpino, G. Hahn, and A. M. Nobili. Dynamics of planet-crossing asteroids - Classes of orbital behavior. , 78:212–269, April 1989. doi: 10.1016/0019-1035(89)90174-7. 65
- F. Montmessin, N. M. Schneider, A. I. Stewart, J. Deighan, R. Yelle, F. Lefevre, W. E. McClintock, J. Clarke, G. M. Holsclaw, and B. M. Jakosky. MAVEN IUVS in Stellar Occultation Mode: A First Look at Martian Atmospheric Density and Temperature Profiles. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 46 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 2026, March 2015. 42
- A. Morbidelli, W. F. Bottke, Jr., C. Froeschlé, and P. Michel. Origin and Evolution of Near-Earth Objects. *Asteroids III*, pages 409–422, 2002. 4, 63
- T. Mothé-Diniz, F. Roig, and J. M. Carvano. Reanalysis of asteroid families structure through visible spectroscopy. , 174:54–80, March 2005. doi: 10.1016/j.icarus.2004.10.002. 51
- T. Nash. The SLOAN digital sky survey. In J. Tran Thanh Van, editor, *The Sun and Beyond*, page 477, 1996. 52
- L. O’Rourke, T. Müller, I. Valtchanov, B. Altieri, B. M. González-García, B. Bhattacharya, L. Jorda, B. Carry, M. Küppers, O. Groussin, K. Altwegg, M. A. Barucci, D. Bockelee-Morvan, J. Crovisier, E. Dotto, P. Garcia-Lario, M. Kidger, A. Llorente, R. Lorente, A. P. Marston, M. Sanchez Portal, R. Schulz, M. Sierra, D. Teyssier, and R. Vavrek. Thermal and shape properties of asteroid (21) Lutetia from Herschel observations around the Rosetta flyby. , 66:192–199, June 2012. doi: 10.1016/j.pss.2012.01.004. 41
- J. L. Ortiz, B. Sicardy, F. Braga-Ribas, A. Alvarez-Candal, E. Lellouch, R. Duffard, N. Pinilla-Alonso, V. D. Ivanov, S. P. Littlefair, J. I. B. Camargo, M. Assafin, E. Unda-Sanzana, E. Jehin, N. Morales, G. Tancredi, R. Gil-Hutton, I. de La Cueva, J. P. Colque, D. N. da Silva Neto, J. Manfroid, A. Thirouin, P. J. Gutiérrez, J. Lecacheux, M. Gillon, A. Maury, F. Colas, J. Licandro, T. Mueller, C. Jacques, D. Weaver, A. Milone, R. Salvo, S. Bruzzone, F. Organero, R. Behrend, S. Roland, R. Vieira-Martins, T. Widemann, F. Roques, P. Santos-Sanz, D. Hestroffer, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, C. Harlinton, A. Campo Bagatin, M. L. Alonso, M. Ortiz, C. Colazo, H. J. F. Lima, A. S. Oliveira, L. O. Kerber, R. Smiljanic, E. Pimentel, B. Giacchini,

- P. Cacella, and M. Emilio. Albedo and atmospheric constraints of dwarf planet Makemake from a stellar occultation. , 491:566–569, November 2012. doi: 10.1038/nature11597. 42
- J. L. Ortiz, R. Duffard, N. Pinilla-Alonso, A. Alvarez-Candal, P. Santos-Sanz, N. Morales, E. Fernández-Valenzuela, J. Licandro, A. Campo Bagatin, and A. Thirouin. Possible ring material around centaur (2060) Chiron. , 576:A18, April 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201424461. 42
- S. J. Ostro. Radar observations of asteroids. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 192–212, 1989. 42
- S. J. Ostro, R. S. Hudson, L. A. M. Benner, J. D. Giorgini, C. Magri, J. L. Margot, and M. C. Nolan. Asteroid Radar Astronomy. *Asteroids III*, pages 151–168, 2002. 42
- S. J. Ostro, J.-L. Margot, L. A. M. Benner, J. D. Giorgini, D. J. Scheeres, E. G. Fahnestock, S. B. Broschart, J. Bellerose, M. C. Nolan, C. Magri, P. Pravec, P. Scheirich, R. Rose, R. F. Jurgens, E. M. De Jong, and S. Suzuki. Radar Imaging of Binary Near-Earth Asteroid (66391) 1999 KW4. *Science*, 314:1276–1280, November 2006. doi: 10.1126/science.1133622. 42
- A. Pospieszalska-Surdej and J. Surdej. Determination of the pole orientation of an asteroid - The amplitude-aspect relation revisited. , 149:186–194, August 1985. 21
- P. Pravec and A. W. Harris. Fast and Slow Rotation of Asteroids. , 148:12–20, November 2000. doi: 10.1006/icar.2000.6482. 5, 123, 125
- P. Pravec, C. Hergenrother, R. Whiteley, L. Šarounová, P. Kušnirák, and M. Wolf. Fast Rotating Asteroids 1999 TY₂, 1999 SF₁₀, and 1998 WB₂. , 147:477–486, October 2000a. doi: 10.1006/icar.2000.6458. 64
- P. Pravec, L. Šarounová, D. L. Rabinowitz, M. D. Hicks, M. Wolf, Y. N. Krugly, F. P. Velichko, V. G. Shevchenko, V. G. Chiorny, N. M. Gaftonyuk, and G. Genevier. Two-Period Lightcurves of 1996 FG₃, 1998 PG, and (5407) 1992 AX: One Probable and Two Possible Binary Asteroids. , 146:190–203, July 2000b. doi: 10.1006/icar.2000.6375. 14, 120
- P. Pravec, A. W. Harris, and T. Michalowski. Asteroid Rotations. *Asteroids III*, pages 113–122, 2002. 5, 6, 64, 125, 126
- P. Pravec, A. W. Harris, P. Scheirich, P. Kušnirák, L. Šarounová, C. W. Hergenrother, S. Motola, M. D. Hicks, G. Masi, Y. N. Krugly, V. G. Shevchenko, M. C. Nolan, E. S. Howell, M. Kaasalainen, A. Galád, P. Brown, D. R. DeGraff, J. V. Lambert, W. R. Cooney, and S. Foglia. Tumbling asteroids. , 173:108–131, January 2005. doi: 10.1016/j.icarus.2004.07.021. 10, 14, 103

- V. Reddy, R. R. Dyvig, B. D. Heathcote, and P. Pravec. Rotational Studies of Asteroids with Small Telescopes. In S. Mackwell and E. Stansbery, editors, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, volume 36 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 1394, March 2005. 59
- V. Reddy, J. P. Emery, M. J. Gaffey, W. F. Bottke, A. Cramer, and M. S. Kelley. Composition of 298 Baptistina: Implications for the K/T impactor link. *Meteoritics and Planetary Science*, 44:1917–1927, January 2009. doi: 10.1111/j.1945-5100.2009.tb02001.x. 52
- V. Reddy, J. M. Carvano, D. Lazzaro, T. A. Michtchenko, M. J. Gaffey, M. S. Kelley, T. Mothé-Diniz, A. Alvarez-Candal, N. A. Moskovitz, E. A. Cloutis, and E. L. Ryan. Mineralogical characterization of Baptistina Asteroid Family: Implications for K/T impactor source. , 216: 184–197, November 2011. doi: 10.1016/j.icarus.2011.08.027. 52
- C. T. Russell, C. A. Raymond, A. Coradini, H. Y. McSween, M. T. Zuber, A. Nathues, M. C. De Sanctis, R. Jaumann, A. S. Konopliv, F. Preusker, S. W. Asmar, R. S. Park, R. Gaskell, H. U. Keller, S. Mottola, T. Roatsch, J. E. C. Scully, D. E. Smith, P. Tricarico, M. J. Toplis, U. R. Christensen, W. C. Feldman, D. J. Lawrence, T. J. McCoy, T. H. Prettyman, R. C. Reedy, M. E. Sykes, and T. N. Titus. Dawn at Vesta: Testing the Protoplanetary Paradigm. *Science*, 336:684–, May 2012. doi: 10.1126/science.1219381. 56
- A. Ruzicka, G. A. Snyder, and L. A. Taylor. Vesta as the HED Parent Body: Implications for the Size of a Core and for Large-Scale Differentiation. *Meteoritics and Planetary Science*, 32:825–840, November 1997. doi: 10.1111/j.1945-5100.1997.tb01573.x. 56
- F. Scaltriti and V. Zappala. The similarity of the opposition effect among asteroids. , 83:249–251, March 1980. 16, 17
- D. Schertl, F. Grieger, K.-H. Hofmann, W. Mauder, T. Reinheimer, H. Weghorn, and G. Weigelt. High-resolution speckle masking observations of Ceres and Vesta. , 43:313–320, February 1995. doi: 10.1016/0032-0633(94)00185-T. 42
- H. J. Schober. The minor planet 654 Zelinda - Rotation period and light curve. , 44:85–89, November 1975. 4, 13
- H. J. Schober and R. Dvorak. Rotation period and photoelectric light curve of the minor planet 675 Ludmilla. , 44:81–84, November 1975. 4, 13
- S. S. Sheppard, P. Lacerda, and J. L. Ortiz. *Photometric Lightcurves of Transneptunian Objects and Centaurs: Rotations, Shapes, and Densities*, pages 129–142. 2008. 46
- E. M. Shoemaker, J. G. Williams, E. F. Helin, and R. F. Wolfe. Earth-crossing asteroids: orbital classes, population, and fluctuation of population in late geologic time. Technical report, 1979. 65

- S. M. Slivan, R. P. Binzel, L. D. Crespo da Silva, M. Kaasalainen, M. M. Lyndaker, and M. Krčo. Spin vectors in the Koronis family: comprehensive results from two independent analyses of 213 rotation lightcurves. , 162:285–307, April 2003. doi: 10.1016/S0019-1035(03)00029-0. 6
- B. A. Smith, L. A. Soderblom, D. Banfield, C. Barnet, R. F. Beebe, A. T. Bazilevskii, K. Bollinger, J. M. Boyce, G. A. Briggs, and A. Brahic. Voyager 2 at Neptune - Imaging science results. *Science*, 246:1422–1449, December 1989. doi: 10.1126/science.246.4936.1422. 42
- C. Snodgrass, C. Tubiana, D. M. Bramich, K. Meech, H. Boehnhardt, and L. Barrera. Beginning of activity in 67P/Churyumov-Gerasimenko and predictions for 2014-2015. , 557:A33, September 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201322020. 46
- J. Surdej, A. Pospieszalska-Surdej, T. Michalowski, and H. J. Schober. Photoelectric photometry of 22 Kalliope during the 1985 opposition and determination of its pole orientation - The 'magnitude-aspect' relations revisited. , 170:167–173, December 1986. 5, 15, 20
- R. C. Taylor and E. F. Tedesco. Pole orientation of asteroid 44 NYSA via photometric astrometry, including a discussion of the method's application and its limitations. , 54:13–22, April 1983. doi: 10.1016/0019-1035(83)90067-2. 23, 24, 25
- R. C. Taylor, P. V. Birch, A. Pospieszalska-Surdej, and J. Surdej. Asteroid 45 Eugenia - Lightcurves and the pole orientation. , 73:314–323, February 1988. doi: 10.1016/0019-1035(88)90101-7. 5, 22
- D. J. Tholen and R. J. Whiteley. Results From NEO Searches At Small Solar Elongation. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #30*, volume 30 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1041, September 1998. 65
- D. J. Tholen, W. K. Hartmann, D. P. Cruikshank, S. Lilly, E. Bowell, and A. Hewitt. (2060) Chiron. , 4554:2, February 1988. 45
- K. Uchida and J. D. Goguen. A new Method for Determining Asteroid Shapes and Rotation Poles from Lightcurves and Its Application to 624 Hektor. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 19 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 842, June 1987. 26
- D. Vokrouhlický, D. Nesvorný, and W. F. Bottke. The vector alignments of asteroid spins by thermal torques. , 425:147–151, September 2003. 6
- X.-S. Wan and T.-Y. Huang. The orbit evolution of 32 plutinos over 100 million year. , 368:700–705, March 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010056. 45

- B. D. Warner. Asteroid Lightcurve Analysis at the Palmer Divide Observatory: 2009 September-December. *Minor Planet Bulletin*, 37:57–64, April 2010. 52, 54
- B. D. Warner. Asteroid Lightcurve Analysis at the Palmer Divide Observatory: 2012 March - June. *Minor Planet Bulletin*, 39:245–252, October 2012. 15, 116, 118
- B. D. Warner. Asteroid Lightcurve Analysis at the Palmer Divide Observatory: 2012 September - 2013 January. *Minor Planet Bulletin*, 40:71–80, April 2013. 120
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2013 June-September. *Minor Planet Bulletin*, 41:41–47, January 2014a. 14, 69, 72, 73, 96
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2014 March-June. *Minor Planet Bulletin*, 41:213–224, October 2014b. 69, 72, 73, 74, 77, 82, 83
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2014 March-June. *Minor Planet Bulletin*, 41:213–224, October 2014c. 74, 77, 94, 106, 107, 108
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2013 September-December. *Minor Planet Bulletin*, 41:113–124, April 2014d. 110, 112
- B. D. Warner. Binary Asteroid Lightcurve Analysis at the CS3-Palmer Divide Station: 2013 June-September. *Minor Planet Bulletin*, 41:54–57, January 2014e. 10
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2014 June-October. *Minor Planet Bulletin*, 42:41–53, January 2015a. 83
- B. D. Warner. Near-Earth Asteroid Lightcurve Analysis at CS3-Palmer Divide Station: 2014 October-December. *Minor Planet Bulletin*, 42:115–127, April 2015b. 99, 100
- B. D. Warner and A. W. Harris. Potential Biases In Future Asteroid Lightcurve Surveys. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1051, October 2010. 123
- B. D. Warner, R. D. Stephens, and D. P. Pray. Lightcurve Analysis of the Near-Earth Asteroid (138095) 2000 DK79. *Minor Planet Bulletin*, 41:75–77, April 2014. 89, 90
- W. Z. Wisniewski, T. M. Michałowski, A. W. Harris, and R. S. McMillan. Photometric Observations of 125 Asteroids. , 126:395–449, April 1997. doi: 10.1006/icar.1996.5665. 52, 54
- V. Zappala. A semi-analytic method for pole determination of asteroids. *Moon and Planets*, 24: 319–325, May 1981. doi: 10.1007/BF00897104. 5, 15, 18, 19
- V. Zappala and Z. Knezevic. Rotation axes of asteroids - Results for 14 objects. , 59:436–455, September 1984. doi: 10.1016/0019-1035(84)90112-X. 5, 15

V. Zappalà, M. di Martino, P. Farinella, and P. Paolicchi. Analytical methods for pole determination of asteroids. *Uppsala Astronomical Observatory Reports*, 25:80, 1983. 5, 15