



**HAL**  
open science

# Etude des anneaux de Chariklo par occultation stellaire

Diane Bérard

► **To cite this version:**

Diane Bérard. Etude des anneaux de Chariklo par occultation stellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066128 . tel-01736434

**HAL Id: tel-01736434**

**<https://theses.hal.science/tel-01736434>**

Submitted on 17 Mar 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**THÈSE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

**Astronomie**

École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France (Paris)

Présentée par

**Diane BÉRARD**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**Étude des anneaux de Chariklo par occultation stellaire**

soutenue le 15 Septembre 2017

devant le jury composé de :

Pr. Marie-Christine ANGININ	Présidente du jury
Dr. Marco DELBO	Rapporteur
Dr. Giovanni VALSECCHI	Rapporteur
Dr. Aurélie GUILBERT-LEPOUTRE	Examineur
Dr. François MIGNARD	Examineur
Pr. Bruno SICARDY	Directeur de thèse



# Table des matières

Table des matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	ix
Résumé	1
Introduction	5
<b>1 Étude des petits corps du Système Solaire</b>	<b>9</b>
1.1 Les petits corps dans le Système Solaire externe . . . . .	10
1.2 Pourquoi étudier les petits corps du Système Solaire externe? . . . . .	11
1.3 La méthode des occultations stellaires . . . . .	11
<b>2 Prédictions et campagnes d’observations</b>	<b>15</b>
2.1 Prédictions . . . . .	16
2.2 Organisation des campagnes . . . . .	20
2.3 Matériel d’observation . . . . .	22
<b>3 Réduction des données d’occultation</b>	<b>25</b>
3.1 Réduction des images . . . . .	26
3.2 Construction d’un profil synthétique d’anneau . . . . .	26
3.3 Paramètres physiques des anneaux déduits des profils synthétiques . . . . .	31
3.4 Reconstruction de la forme du corps . . . . .	37
<b>4 Occultations positives par Chariklo</b>	<b>41</b>
4.1 Présentation de Chariklo et de la découverte des anneaux . . . . .	42
4.2 Légendes et explications des sections suivantes . . . . .	43
4.3 3 juin 2013 . . . . .	46
4.4 16 février 2014 . . . . .	51
4.5 16 mars 2014 . . . . .	57
4.6 29 avril 2014 . . . . .	61
4.7 28 juin 2014 . . . . .	73
4.8 26 avril 2015 . . . . .	79
4.9 12 mai 2015 . . . . .	83
4.10 25 juillet 2016 . . . . .	87
4.11 8 août 2016 . . . . .	90

4.12	10 août 2016 - 14h UT . . . . .	95
4.13	10 août 2016 - 16h UT . . . . .	99
4.14	15 août 2016 . . . . .	102
4.15	1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	107
4.16	8 février 2017 . . . . .	115
4.17	9 avril 2017 . . . . .	118
4.18	22 juin 2017 . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Structure des anneaux de Chariklo</b>	<b>147</b>
5.1	Variation de la largeur radiale de C1R . . . . .	148
5.2	Structure interne dans C1R . . . . .	152
5.3	Étude de la géométrie et du pôle des anneaux . . . . .	152
5.4	Bords abrupts des anneaux . . . . .	156
5.5	Propriétés intégrales des anneaux : largeur et profondeur équivalentes . . . . .	158
5.6	Étude de C2R . . . . .	163
5.7	Étude du corps central . . . . .	164
5.8	Recherche de matériel orbitant autour de Chariklo . . . . .	165
<b>6</b>	<b>Un anneau autour d'Haumea</b>	<b>169</b>
6.1	Présentation d'Haumea . . . . .	170
6.2	L'occultation d'une étoile faible au dessus de l'Europe... . . . .	170
<b>7</b>	<b>Conclusion et perspectives dans l'ère Gaia</b>	<b>185</b>
	<b>Annexes</b>	<b>I</b>
7.1	Corps suivis par notre équipe . . . . .	I
7.2	Article en révision pour Astronomical Journal . . . . .	I
	<b>Nomenclature</b>	<b>LII</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>LXI</b>

# Liste des figures

1	Processus de préparation, d'observation et de traitement d'une occultation stellaire . . . . .	7
1.1	Principe d'une occultation stellaire . . . . .	12
1.2	Différents types d'occultation et leurs impacts sur la courbe de lumière . . . . .	13
2.1	Exemple d'une carte de prédiction . . . . .	17
2.2	Évolution des décalages observés de Chariklo en fonction du temps . . . . .	19
2.3	Couverture mondiale du réseau d'observation des occultations . . . . .	21
2.4	Images tirées de quelques campagnes auxquelles j'ai participé . . . . .	23
3.1	Figures de diffraction de Fresnel par un anneau . . . . .	28
3.2	Impact des différents effets lissants sur la courbe de lumière . . . . .	30
3.3	Types de largeurs accessibles lors d'une occultation . . . . .	33
3.4	Schématisme de la perte de flux lumineux dû à la diffraction . . . . .	35
3.5	Reconstruction de la géométrie d'Antiope grâce aux cordes observées . . . . .	38
4.1	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 3 juin 2013 . . . . .	46
4.2	Ajustement d'un profil synthétique aux données du 3 juin 2013 . . . . .	48
4.3	Ajustement d'un profil synthétique aux données du 3 juin 2013 (suite) . . . . .	49
4.4	Ajustement d'un profil synthétique aux données du 3 juin 2013 (suite) . . . . .	50
4.5	Géométrie de l'occultation du 3 juin 2013 . . . . .	51
4.6	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 16 février 2014 . . . . .	52
4.7	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à San Pedro de Atacama le 16 février 2014 . . . . .	54
4.8	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion des deux anneaux séparés observée au VLT le 16 février 2014 . . . . .	55
4.9	Même figure que la Fig. 4.8 pour l'émersion . . . . .	56
4.10	Géométrie de l'occultation du 16 février 2014 . . . . .	57
4.11	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 16 mars 2014 . . . . .	58
4.12	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion des anneaux non séparés observée le 16 mars 2014 . . . . .	59
4.13	Même figure que la Fig. 4.12 pour l'émersion . . . . .	60
4.14	Géométrie de l'occultation du 16 mars 2014 . . . . .	61
4.15	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 29 avril 2014 par l'étoile principale . . . . .	63
4.16	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R et C2R obtenues à Springbok le 29 avril 2014 . . . . .	65

4.17	Même figure que la Fig. 4.16 pour l'émergence de C1R et C2R. . . . .	66
4.18	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central obtenue à Springbok le 29 avril 2014 . . . . .	67
4.19	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion par C1R observée à SAAO le 29 avril 2014 . . . . .	68
4.20	Même figure que la Fig. 4.19 pour l'émergence de C1R. . . . .	69
4.21	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion par C2R de l'étoile B observée à Gifberg le 29 avril 2014 . . . . .	71
4.22	Même figure que la Fig. 4.21 pour l'émergence de C2R observée à Gifberg	72
4.23	Géométrie des deux occultations du 29 avril 2014 (par l'étoile principale à gauche et par l'étoile secondaire à droite) . . . . .	73
4.24	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 28 juin 2014	73
4.25	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion des anneaux (non séparés) observée à Hakos le 28 juin 2014 . . . . .	75
4.26	Même figure que la Fig. 4.25 mais pour l'émergence des anneaux . . . . .	76
4.27	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à Kalahari le 28 juin 2014 . . . . .	77
4.28	Même figure que la Fig. 4.27 mais pour Twee Rivieren . . . . .	78
4.29	Géométrie de l'occultation du 28 juin 2014 . . . . .	79
4.30	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 26 avril 2015	79
4.31	Ajustement d'un profil synthétique à l'immersion des anneaux observée à Los Molinos le 26 avril 2015 . . . . .	81
4.32	Même figure que la Fig. 4.31 pour l'émergence . . . . .	82
4.33	Géométrie de l'occultation du 26 avril 2015. L'absence d'occultation ob- servée dans les stations argentines nous permet de discriminer les deux géométries possibles. . . . .	83
4.34	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 12 mai 2015	84
4.35	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à Brisbane le 12 mai 2015 . . . . .	85
4.36	Ajustement d'un profil synthétique sur l'émergence des anneaux observée à Brisbane le 12 mai 2015 . . . . .	86
4.37	Géométrie de l'occultation du 12 mai 2015 . . . . .	87
4.38	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 25 juillet 2016	88
4.39	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 25 juillet 2016 . . . . .	89
4.40	Géométrie de l'occultation du 25 juillet 2016 . . . . .	90
4.41	Cartes de post-prédiction avec les deux décalages possibles du 8 août 2016	91
4.42	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à Windhoek le 8 août 2016 . . . . .	92
4.43	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion des anneaux observée à Windhoek le 8 août 2016 . . . . .	93
4.44	Même figure que la Fig. 4.43 pour l'émergence. . . . .	94
4.45	Géométrie de l'occultation du 8 août 2016 . . . . .	95
4.46	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 10 août 2016 à 14h UT . . . . .	96

4.47	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 10 août 2016 - 14h UT . . . . .	97
4.48	Géométrie de l'occultation du 10 août 2016 - 14h UT . . . . .	98
4.49	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 10 août 2016 à 16h UT . . . . .	99
4.50	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 10 août 2016 - 16h UT . . . . .	101
4.51	Géométrie de l'occultation du 10 août 2016 - 16h UT . . . . .	102
4.52	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 15 août 2016	104
4.53	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central le 15 août 2016 . . . . .	105
4.54	Géométrie de l'occultation du 15 août 2016 . . . . .	106
4.55	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	107
4.56	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à Rockhampton le 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	109
4.57	Ajustement d'un profil synthétique à l'immersion par les anneaux observée à Rockhampton le 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	110
4.58	Même figure que la Fig. 4.57 pour l'émergence . . . . .	111
4.59	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée à Adelaide le 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	112
4.60	Ajustement d'un profil synthétique à l'immersion par les anneaux observée à Adelaide le 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	113
4.61	Même figure que la Fig. 4.60 pour l'émergence . . . . .	114
4.62	Géométrie de l'occultation du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	115
4.63	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 8 février 2017	116
4.64	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps centrale observée le 8 février 2017 . . . . .	117
4.65	Géométrie de l'occultation du 8 février 2017 . . . . .	118
4.66	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 9 avril 2017	119
4.67	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 9 avril 2017 à Weaver Rocks . . . . .	121
4.68	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée le 9 avril 2017 à Weaver Rocks . . . . .	122
4.69	Même figure que la Fig. 4.69 mais pour l'émergence . . . . .	123
4.70	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 9 avril 2017 à Wabi Lodge . . . . .	124
4.71	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée le 9 avril 2017 à Wabi Lodge . . . . .	125
4.72	Même figure que la Fig. 4.72 mais pour l'émergence . . . . .	126
4.73	Ajustement d'un profil synthétique sur les émergences de C1R et C2R séparément observées à Hakos le 9 avril 2017 . . . . .	127
4.74	Géométrie de l'occultation du 9 avril 2017 . . . . .	128
4.75	Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 22 juin 2017	129
4.76	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Outeniqua . . . . .	131



4.77	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée à Outeniqua le 22 juin 2017 . . . . .	132
4.78	Même figure que la Fig. 4.77 pour l'émerision de C1R . . . . .	133
4.79	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Onduruquea . . . . .	134
4.80	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée à Onduruquea le 22 juin 2017 . . . . .	135
4.81	Même figure que la Fig. 4.80 pour l'émerision de C1R . . . . .	136
4.82	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Windhoek . . . . .	137
4.83	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée à Windhoek le 22 juin 2017 . . . . .	138
4.84	Même figure que la Fig. 4.83 pour l'émerision de C1R . . . . .	139
4.85	Ajustement d'un profil synthétique sur l'occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Tivoli . . . . .	140
4.86	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée à Tivoli le 22 juin 2017 . . . . .	141
4.87	Même figure que la Fig. 4.86 pour l'émerision de C1R . . . . .	142
4.88	Ajustement d'un profil synthétique sur l'immersion de C1R observée à Hakos le 22 juin 2017 . . . . .	143
4.89	Même figure que la Fig. 4.88 pour l'émerision de C1R . . . . .	144
4.90	Géométrie de l'occultation du 22 juin 2017 . . . . .	145
5.1	Variation de la largeur radiale de C1R en fonction de la longitude vraie	149
5.2	Meilleures sinusoides ajustées sur les variations de largeurs radiales observées le 29 avril 2014, le 9 avril 2017 et le 22 juin 2017 . . . . .	151
5.3	Comparaison des pôles des anneaux déduits lors des occultations du 3 juin 2013, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017 . . . . .	155
5.4	Exemple de modèle d'anneau pour étudier l'abruptitude des bords de C1R	157
5.5	Largeurs équivalentes pour C1R+C2R en fonction de la longitude vraie	159
5.6	Largeurs équivalentes pour C1R en fonction de la longitude vraie . . .	162
5.7	Largeurs équivalentes de C1R, lorsque celui-ci est résolu, en fonction de la largeur radiale . . . . .	163
5.8	Largeur radiale de C2R en fonction de la longitude vraie . . . . .	164
5.9	Recherche de matériel faible en dehors de C1R et C2R . . . . .	167
6.1	Carte de post-prédiction de l'occultation du 21 janvier 2017 . . . . .	173
6.2	Meilleure courbe de lumière obtenue à Konkoly Observatory. . . . .	175
6.3	Courbes de lumière de l'occultation d'Haumea à chaque station et ajustement d'un profil synthétique . . . . .	176
6.4	Projection d'Haumea dans le plan du ciel . . . . .	181
6.5	Géométrie de l'anneau d'Haumea . . . . .	182
7.1	Évolution de NIMA avec Gaia DR1 . . . . .	189
7.2	Carte de prédiction de la prochaine occultation par Chariklo le 23 Juillet 2017 . . . . .	191
7.3	Comparaison à l'échelle des systèmes d'Haumea, de Chariklo et Pluton	193

# Liste des tableaux

4.1	Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux observés au Danish . . . . .	46
4.2	Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés entre eux ajustés sur les cordes du 3 juin 2013 . . . . .	47
4.3	Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 3 juin 2013	47
4.4	Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 3 juin 2013	47
4.5	Circonstances des observations de l’occultation du 16 février 2014 . . .	52
4.6	Paramètres des anneaux ajustés sur la corde du VLT du 16 février 2014	53
4.7	Paramètres du corps central ajustés sur la corde de San Pedro de Atacama du 16 février 2014 . . . . .	53
4.8	Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 16 février 2014 . . . . .	53
4.9	Circonstances des observations de l’occultation du 16 mars 2014 . . . .	57
4.10	Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés ajustés sur la corde observée à Doi Inthanon le 16 mars 2014 . . . . .	58
4.11	Paramètres de l’ellipse ajustée sur la corde du 16 mars 2014 . . . . .	58
4.12	Circonstances des observations de l’occultation du 29 avril 2014 . . . .	64
4.13	Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux et du corps central ajustés sur les cordes du 29 avril 2014 . . . . .	64
4.14	Temps d’occultation du corps central ajustés sur l’occultation de l’étoile B observée à Springbok le 29 avril 2014 . . . . .	67
4.15	Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes de l’occultation de l’étoile A du 29 avril 2014 . . . . .	70
4.16	Circonstances des observations de l’occultation du 28 juin 2014 . . . . .	74
4.17	Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux ajustés sur la corde obtenue à Hakos le 28 juin 2014 . . . . .	74
4.18	Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 28 juin 2014 . . . . .	74
4.19	Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 28 juin 2014	75
4.20	Circonstances des observations de l’occultation du 26 avril 2015 . . . . .	80
4.21	Temps d’occultation et paramètres physiques des deux anneaux non séparés ajustés sur la corde obtenue à Los Molinos le 26 avril 2015 . . . . .	80
4.22	Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 26 avril 2015	80
4.23	Circonstances des observations de l’occultation du 12 mai 2015 . . . . .	83
4.24	Temps d’occultation et paramètres physiques de l’émersion des anneaux et du corps central ajustés sur la corde observée à Brisbane le 12 mai 2015	84

4.25 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 12 mai 2015	84
4.26 Circonstances des observations de l'occultation du 25 juillet 2016 . . . .	88
4.27 Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 25 juillet 2016 . . . . .	88
4.28 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 25 juillet 2016 . . . . .	89
4.29 Circonstances des observations de l'occultation du 8 août 2016 . . . . .	90
4.30 Temps d'occultation et paramètres physiques des anneaux et du corps central ajustés sur la corde observée à Windhoek le 8 août 2016 . . . . .	92
4.31 Les deux possibilités pour les paramètres de l'ellipse ajustée sur la corde du 8 août 2016 . . . . .	93
4.32 Circonstances des observations de l'occultation du 10 août 2016 - 14h UT	96
4.33 Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 10 août 2016 à 14h UT . . . . .	97
4.34 Paramètres de l'ellipse ajustée sur la corde du 10 août 2016 - 14h UT .	98
4.35 Circonstances des observations de l'occultation du 10 août 2016 - 16h UT	100
4.36 Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 10 août 2016 à 16h UT . . . . .	100
4.37 Paramètres de l'ellipse ajustée sur la corde du 10 août 2016 - 16h UT .	100
4.38 Circonstances des observations de l'occultation du 15 août 2016 . . . . .	103
4.39 Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 15 août 2016	103
4.40 Paramètres de l'ellipse ajustée sur la corde du 15 août 2016 . . . . .	103
4.41 Circonstances des observations de l'occultation du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . .	108
4.42 Temps d'occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés ajustés sur les cordes du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	108
4.43 Temps d'occultation du corps central ajustés sur les cordes du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	108
4.44 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	109
4.45 Circonstances des observations de l'occultation du 8 février 2017 . . . . .	116
4.46 Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 8 février 2017	116
4.47 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 8 février 2017 . . . . .	117
4.48 Circonstances des observations de l'occultation du 9 avril 2017 . . . . .	119
4.49 Temps d'occultation et paramètres physiques des anneaux ajustés sur les cordes du 9 avril 2017 . . . . .	120
4.50 Temps d'occultation du corps central ajustés sur les cordes du 9 avril 2017	120
4.51 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 9 avril 2017	120
4.52 Circonstances des observations de l'occultation du 22 juin 2017 . . . . .	129
4.53 Temps d'occultation et paramètres physiques de C1R ajustés sur les cordes du 22 juin 2017 . . . . .	130
4.54 Temps d'occultation du corps central ajustés sur les cordes du 22 juin 2017 . . . . .	130
4.55 Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 22 juin 2017	130

5.1	Paramètres optimaux de l'ajustement d'une sinusoïde sur les variations de largeur radiale de C1R observées le 29 avril 2014, le 9 avril 2017 et le 22 juin 2017. . . . .	150
5.2	Orbite de C1R ajustée sur les cordes des 3 juin 2013, 9 avril 2017 et 22 juin 2017. . . . .	153
5.3	Abruptitude des bords de C1R, $\Delta w_r$ , à partir des évènements du 29 avril 2014, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017 . . . . .	158
5.4	Largeurs équivalentes de C1R des profils résolus . . . . .	161
6.1	Paramètres astrométriques utilisés pour la prédiction et l'analyse des données. . . . .	171
6.2	Circonstances des observations de l'occultation par Haumea le 21 janvier 2017 . . . . .	172
6.3	Temps d'occultation des occultations par le corps principal d'Haumea .	178
6.4	Temps d'occultation et paramètres optimaux de l'anneau . . . . .	179
6.5	Temps d'occultation de l'anneau avec $W_r = 70$ km et $p_{app} = 0.5$ . . . .	179
7.1	Objets suivis par notre équipe . . . . .	I



# Résumé

## Résumé

Les occultations stellaires sont une méthode puissante pour étudier les petits corps du Système Solaire avec une précision kilométrique, trop faibles ou lointains pour être étudiés par d'autres techniques. Cette méthode consiste à observer le corps passant devant une étoile d'arrière plan. Le flux lumineux stellaire est alors intercepté quelques instants, ce qui permet de caractériser la forme de l'objet et d'étudier son environnement (anneau, atmosphère ou satellite).

Grâce à cette technique, deux anneaux denses et étroits ont été découverts en Juin 2013 pour la première fois autour du plus gros des Centaures connus actuellement : Chariklo dont le corps central mesure 250 km de diamètre. Le diamètre de l'orbite des anneaux a été estimé à  $\sim 800$  km.

Cette thèse présente les 16 occultations par Chariklo et ses anneaux observées depuis 2013. Il est important de noter que ces données représentent les seules observations de ce système planétaire qui existent à ce jour. En effet, ils sont trop faibles pour être étudiés par imagerie directe ou par mesure thermique. Elles sont donc notre unique chance d'étudier les anneaux autour des petits corps. Une première étude de leur structure et de leur géométrie est détaillée dans ces travaux (orbite, orientation du pôle, caractère abrupt des bords, largeur...)

Mes travaux ont également porté sur une occultation par la planète naine Haumea observée en Janvier 2017. Celle-ci nous a révélé la présence d'un anneau dense de rayon  $\sim 2281$  km autour de ce corps tri-axial. Haumea est donc le deuxième corps en dehors des planètes géantes à posséder un anneau. Cette occultation permet notamment de déduire la forme, la taille ( $1161 \times 852 \times 513$  km) et la densité d'Haumea.

Cette seconde découverte tend à montrer que les anneaux autour des petits corps ne sont pas si rares. Jusqu'à la publication du catalogue Gaia DR1 en 2016, les prédictions d'occultation étaient le facteur limitant de la méthode. Depuis septembre 2016, Gaia DR1 a permis d'améliorer par un facteur 2-3 la précision de nos prédictions donc le succès de nos observations. Cette précision devrait encore s'améliorer d'un facteur 5-10 avec la publication de Gaia DR2 en avril 2018. Les prochaines années seront alors consacrées à scanner plus en détails les anneaux de Chariklo et d'Haumea, mais aussi à chercher des anneaux autour d'autres petits corps afin de comprendre les mécanismes de formation et d'évolution de ces systèmes.

## Summary

Stellar occultations are a very powerful tool to study small bodies of the Outer Solar System, which are usually too faint or too far away to be studied by others techniques. They occur when a body passes in front of a background star. The stellar flux will then be intercepted during several seconds/minutes. Observation of the occulted star in time allows us to study the shape and size of the occulting object and its vicinity (ring, atmosphere or satellite).

For the first time, two dense and narrow rings have been discovered on June 2013 around the biggest known Centaur Chariklo (body's diameter : 250 km and rings diameter : 800 km).

My work shows the 16 observed occultations by Chariklo and/or its rings since 2013. Those data are the only one available about this planetary system today. A first study of their structure and their geometry is conducted.

Another part of my work was to study an occultation by the dwarf planet Haumea recorded on January 2017. It revealed the presence of a ring of radius  $\sim 2281$  km around this tri-axial body. This discovery made Haumea the second body with a ring orbiting around except the four giant planets. This occultation allows us to derive the shape, size ( $1161 \times 852 \times 513$  km) and density of the main body.

This second discovery tends to show that rings in small planetary systems are more common that we thought. The release of Gaia DR1 catalog in 2016 greatly improved our predictions of such occultations. In the forthcoming years, efforts will be made on detailed and localized studies of Chariklo's and Haumea's rings, but also on search for other small rings systems in order to better understand the origins and the evolution mechanisms of such systems.





# Introduction

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit utilisent les données obtenues lors d'observations d'occultations stellaires par des Objets Trans-Neptuniens (TNO) ou par des Centaures connus et en particulier par (10199) Chariklo, le plus gros des Centaures, et le premier petit corps de notre Système Solaire autour duquel un système d'anneaux a été découvert en 2013. Mes travaux ont commencé un an après cette découverte surprenante, et ont pour but d'observer et de mieux caractériser ces anneaux. Les questions fondamentales sous-jacentes sont de savoir si ces structures sont communes autour des petits corps de notre Système Solaire et comment ils se forment et se maintiennent autour de si petits corps. Jusqu'à cette découverte, les anneaux planétaires n'étaient connus qu'autour des quatre planètes géantes. Les masses et forces mises en jeu dans ces systèmes géants sont bien plus importantes que dans le système de Chariklo, impliquant probablement des mécanismes de formation et d'évolution différents.

Chariklo étant le premier, et le seul système planétaire connu autour d'un petit corps jusqu'à très récemment (voir Chapitre 7), il est une opportunité unique de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans ces petits systèmes. J'ai donc participé au cours de mes trois années de thèse aux efforts mis en place pour observer un maximum d'occultations par Chariklo tout en étudiant les nombreuses données obtenues pour chacune d'elles, et en continuant de chercher des anneaux autour d'autres corps (similaires ou non à Chariklo).

Ce manuscrit présente donc mes travaux, qui s'inscrivent dans les quatre étapes majeures des occultations stellaires : la prédiction, les observations, l'analyse des données, et leur interprétation physique. La Figure 1 récapitule tout ce processus, que nous détaillerons dans les chapitres suivants, que je menais de bout en bout (excepté l'astrométrie des étoiles et des objets étudiés décrite par la première ligne du diagramme).

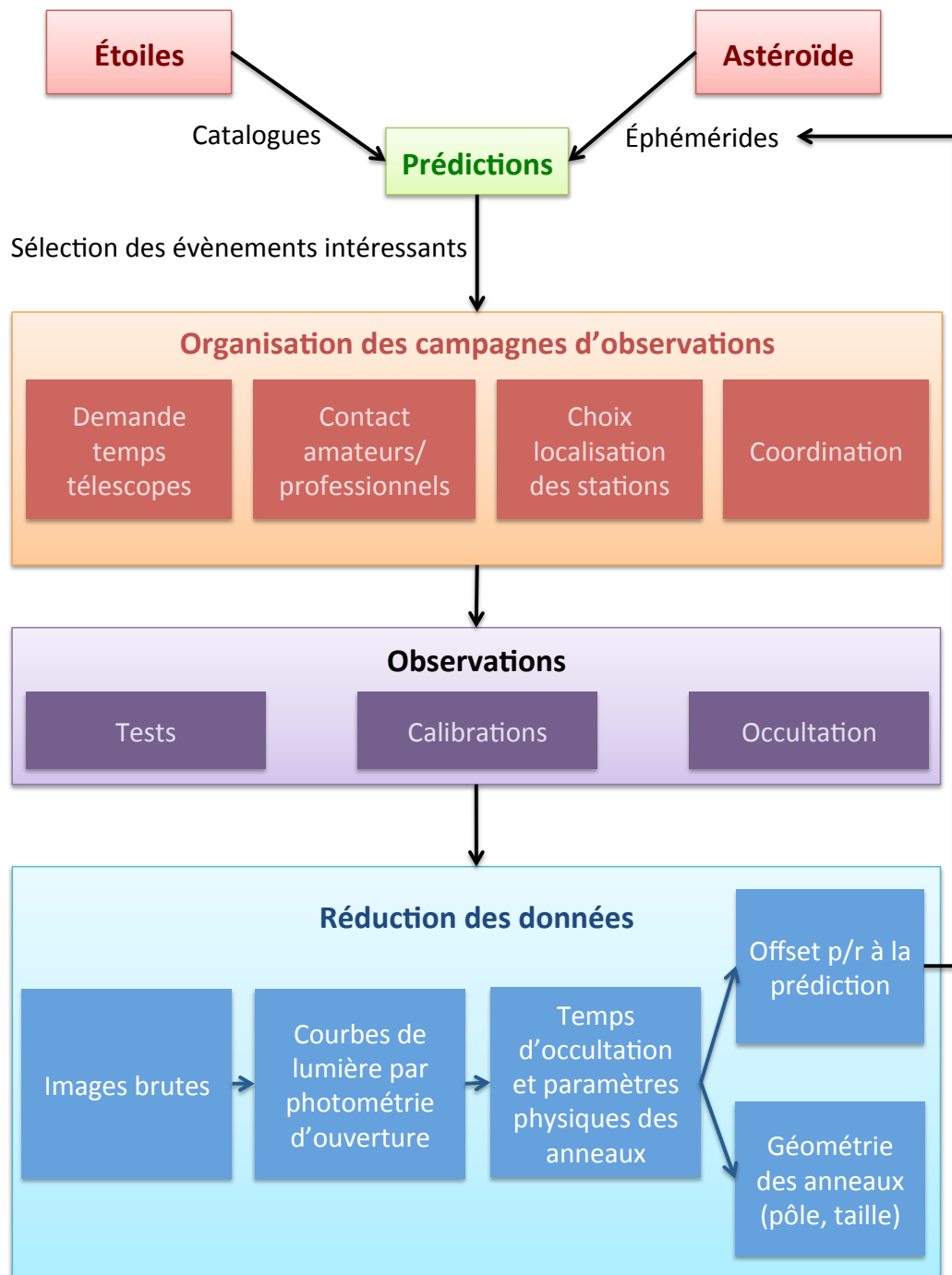


FIGURE 1 – Processus de préparation, d’observation et de traitement d’une occultation stellaire. En dehors de l’astrométrie des étoiles et de la mise à jour des éphémérides (partie haute du diagramme), j’étais en charge de toutes les autres étapes dans le cas de l’étude de Chariklo. J’ai également géré la partie prédictions, organisation des campagnes et observations pour les autres corps suivis par notre équipe (liste donnée en Annexe 7.1).

## Plan du manuscrit

Cette thèse a été conduite dans le cadre du projet European Research Council (ERC) “Lucky Star”, dont le but est d’étudier les petits corps de notre Système Solaire externe en utilisant la méthode des occultations stellaires.

Les trois premiers chapitres de ce manuscrit sont consacrés à des considérations générales et théoriques sur les corps étudiés et sur la méthode des occultations stellaires. Les chapitres 4 à 5 sont centrés sur l’étude du cas particulier des anneaux de Chariklo. Ils représentent le coeur de mon travail au cours de cette thèse. Finalement le chapitre 6 présente l’étude de la planète naine Haumea, autour de laquelle nous avons découvert également un anneau au début de l’année 2017. Notons que cette découverte intervient sur les derniers mois de ma thèse, et donne une nouvelle perspective quant à l’étude d’anneaux autour de petits corps qui n’était pas présente durant tous mes travaux. Le Chapitre 7 résume les progrès amenés par la publication du catalogue Gaia DR1 et les perspectives que cela amène. Les futures occultations et travaux à conduire dans un futur proche seront abordés.

# Chapitre 1

## Étude des petits corps du Système Solaire

■ *Il est grand temps de rallumer les étoiles* ■

---

Guillaume Apollinaire

### Sommaire

---

1.1	Les petits corps dans le Système Solaire externe . . . . .	10
1.2	Pourquoi étudier les petits corps du Système Solaire externe? . . . . .	11
1.3	La méthode des occultations stellaires . . . . .	11

---

## 1.1 Les petits corps dans le Système Solaire externe

Dans notre Système Solaire, de nombreux petits corps orbitent autour du Soleil. Ils peuvent avoir une partie de leur orbite très proche du Soleil (comme certaines comètes) ou orbiter à plusieurs dizaines de milliers d'unités astronomiques (ua) de notre étoile. On recense deux grandes régions occupées par ces petits corps : la ceinture principale d'astéroïdes qui occupe les orbites entre Mars et Jupiter et fait ainsi la jonction entre les planètes rocheuses internes et les planètes géantes gazeuses ; et les objets trans-neptuniens (TNO) dont les orbites sont en majeure partie situées au delà de Neptune. La ceinture de Kuiper (située entre 30 et 55 ua du Soleil) et le nuage d'Oort (réservoir supposé des comètes à longue période situé à plus de 50 000 ua du Soleil) sont des exemples de subdivisions des TNO.

Pluton est le premier TNO découvert en 1930. Il faut ensuite attendre 1992 pour qu'un deuxième objet, 1992 QB1, soit découvert par Jewitt et Luu. En moins de quelques années, une centaine d'objets sont alors découverts, conduisant ainsi à la création de la catégorie des TNO. Les découvertes de nouveaux corps s'accroissent avec les années grâce à de nouveaux instruments installés sur des télescopes toujours plus puissants, des sous-catégories sont apparues. On peut citer par exemple celle des planètes naines dont Pluton fait désormais partie, ainsi que les plus gros TNO connus à ce jour : Orcus, Haumea, Makemake, Quaoar, Sedna, Eris... On compte aujourd'hui près de 2000 petits corps recensés au delà de Neptune (Minor Planet Center - MPC - en 2017). Ils sont aujourd'hui regroupés en sous groupes en fonction de leurs propriétés dynamiques, déterminées par les interactions avec les planètes géantes lors de la migration de celles-ci au début de notre Système Solaire (Levison and Morbidelli, 2003).

Les Centaures sont une catégorie intermédiaire de petits corps entre les TNO et la ceinture principale d'astéroïde. Ce sont des petits corps orbitant entre Jupiter et Neptune, dont le premier a été découvert en 1977 (Chiron). D'après la définition donnée par le MPC, "Les Centaures ont leur périhélie au delà de l'orbite de Jupiter, et leur demi grand axe à l'intérieur de l'orbite de Neptune ", on compte aujourd'hui près de 200 Centaures recensés (MPC - avril 2017). Les simulations numériques montrent que ces corps ont des orbites instables au delà de quelques dizaines de millions d'années, à cause des perturbations par les planètes géantes gazeuses. Au delà de cette durée, un Centaure sera éjecté du Système Solaire, ou capturé par une planète géante, ou se déplacera sur une orbite transneptunienne, ou deviendra une comète de la famille de Jupiter (Tiscareno and Malhotra, 2003; Horner et al., 2004a,b). Les Centaures pourraient donc être des TNO perturbés par Neptune et/ou Uranus et envoyés dans cette zone de transit, au milieu des planètes géantes. Dans cette thèse nous ne nous intéressons qu'aux plus gros TNO et Centaures et en particulier le plus gros des Centaures connus aujourd'hui : (10199) Chariklo.

## 1.2 Pourquoi étudier les petits corps du Système Solaire externe ?

Ces corps glacés, orbitant loin du Soleil, n'ont été que peu altérés depuis leur création et sont donc considérés comme primitifs. Ils portent les stigmates des processus d'accrétion, de formation et d'évolution qui ont conduit au Système Solaire tel qu'on le connaît et tel qu'on l'observe aujourd'hui. On peut s'intéresser à leurs compositions et à leurs propriétés physiques afin d'étudier les processus chimiques en jeu dans le disque externe du Système Solaire. On peut également s'intéresser à leur répartition en taille et en orbite. Ces deux derniers paramètres peuvent nous donner des indices sur l'histoire du Système Solaire et son évolution dynamique depuis sa naissance.

Les études spectroscopiques ou photométriques permettent d'obtenir une partie de ces informations. Néanmoins, à cause de leur grand éloignement ( $> 30$  ua) pour certains, de leur petite taille pour d'autres et parfois de leur faible albédo, les dimensions et la forme de ces corps sont impossibles à obtenir de façon précise avec des méthodes d'imagerie directe, même avec les plus gros télescopes en service actuellement ou les télescopes spatiaux. On utilise donc d'autres méthodes telles que les occultations stellaires. Cette méthode très puissante permet d'étudier la géométrie de ces petits corps avec une précision kilométrique.

## 1.3 La méthode des occultations stellaires

Les TNO ou les Centaures étudiés par notre équipe mesurent entre 50 et 1500 km de rayon et ils sont situés, en règle générale, entre 14 et 50 ua. Leurs tailles vues depuis la Terre sont donc seulement de quelques dizaines de milli-arcseconde (mas). Pour comparaison, la résolution du télescope spatial Hubble (HST) est de 100 mas ce qui rend difficile une étude de ces petits corps par imagerie directe. La méthode des occultations stellaires permet une détection de ces objets tout en permettant une caractérisation de leur taille et de leur forme à une précision kilométrique. Elle permet également d'étudier les environs de l'objet : une possible atmosphère (jusqu'à des pressions de l'ordre du nanobar), des jets, des anneaux, des satellites, une coma (voir par exemple Sicardy et al. 2011; Braga-Ribas et al. 2013, 2014; Dias-Oliveira et al. 2015; Sicardy et al. 2016a)...

### *Principe de la méthode :*

Le principe d'une occultation stellaire est exactement le même que celui d'une éclipse solaire ou d'un transit, sauf que dans ce cas, l'étoile occultée n'est pas le Soleil (contrairement à une éclipse de Soleil) et le corps occultant est très proche de l'observateur par rapport à l'étoile occultée (contrairement à un transit).

Lorsque le corps étudié passe devant une étoile, il bloque la lumière provenant de celle-ci. Sur Terre, on observera alors l'ombre de l'objet occultant. En supposant l'étoile comme étant à l'infini, l'ombre du corps occultant n'est rien d'autre que sa projection en deux dimensions et à échelle réelle. Notons que les effets relativistes peuvent néanmoins



être importants et dévier la lumière jusqu'à modifier la taille de l'ombre de plusieurs dizaines de kilomètres pour Jupiter par exemple. Pour Chariklo, la déviation relativiste est de l'ordre de 50 m. Ainsi les plus gros TNO comme Pluton, projettent une ombre de  $\sim 2200$  km sur Terre, soit moins d'un demi rayon terrestre. Les vitesses projetées typiques de la Terre à travers l'ombre évoluent entre 10 et 30 km/s, ce qui induit des occultations d'une durée de quelques secondes à plusieurs minutes suivant la taille de l'objet et l'angle d'attaque de l'étoile sur le corps. *Il est donc nécessaire, pour observer une occultation stellaire, d'être au bon endroit, au bon moment.* La Figure 1.1 présente un schéma récapitulatif expliquant la méthode.

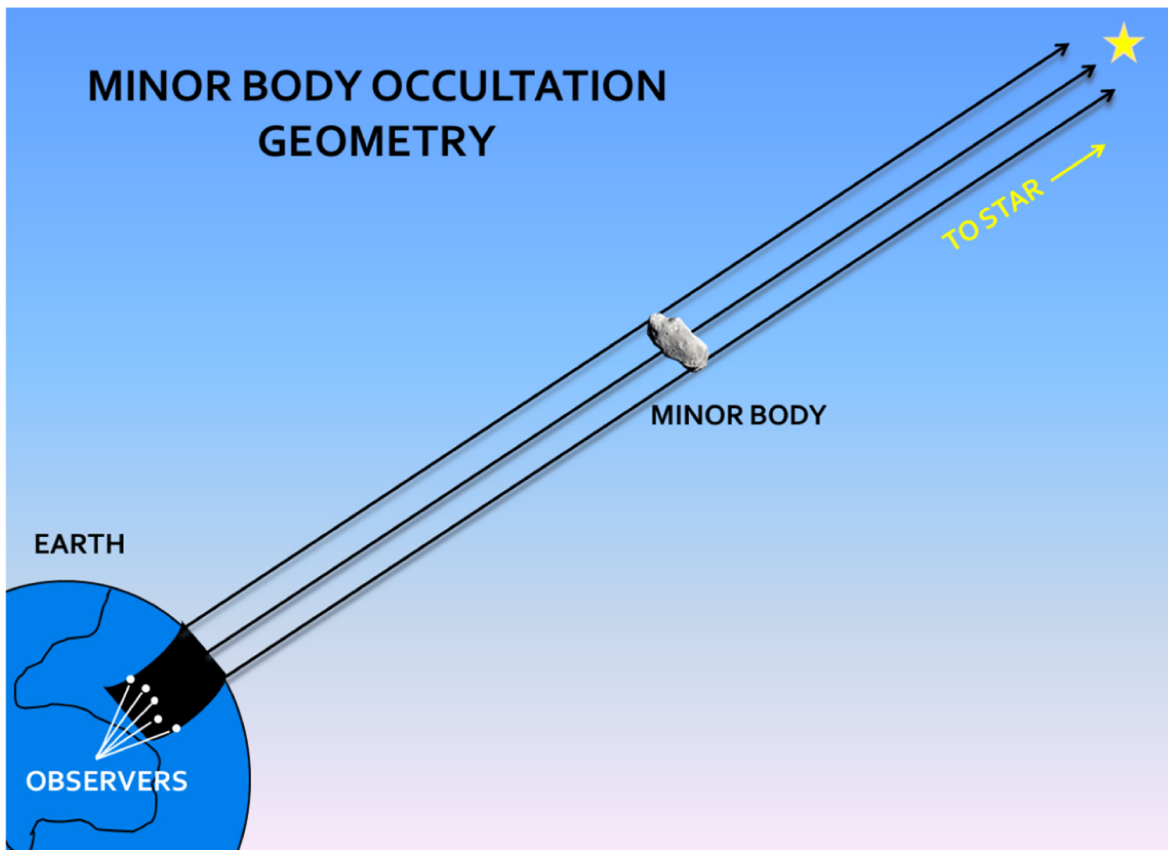


FIGURE 1.1 – Principe d'une occultation stellaire (schéma issu de Santos-Sanz et al. (2016)). Une occultation stellaire survient lorsque la lumière provenant d'une étoile est bloquée en partie ou totalement par un objet en avant plan passant devant. L'ombre créée par l'objet se propage alors sur la Terre et est observée par plusieurs observateurs répartis sur Terre. Grâce aux durées de disparition de l'étoile et aux positions respectives des stations d'observation, on peut reconstruire la forme projetée de l'objet occultant. La forme de la courbe de lumière lors de la disparition et de la réapparition de l'étoile nous renseigne alors sur la topographie locale et sur l'existence d'une potentielle atmosphère.

L'observation d'une occultation stellaire consiste à enregistrer le flux lumineux provenant de l'étoile en fonction du temps pendant que la Terre bouge relativement au corps observé. On mesure donc l'intensité lumineuse de l'étoile en suivant une ligne sur la projection 2D du corps occultant. Cette ligne est appelée *corde*. La Figure 1.2 montre les différents types d'occultations possibles et leur impact sur la courbe de lumière de

l'étoile occultée. En observant cette occultation depuis différents endroits sur la Terre, on obtient différentes cordes permettant la reconstitution de la forme de l'objet occultant comme nous le détaillerons à la Section 3.4 (voir également des exemples au Chapitre 4 et Braga-Ribas et al. 2013; Widemann et al. 2009).

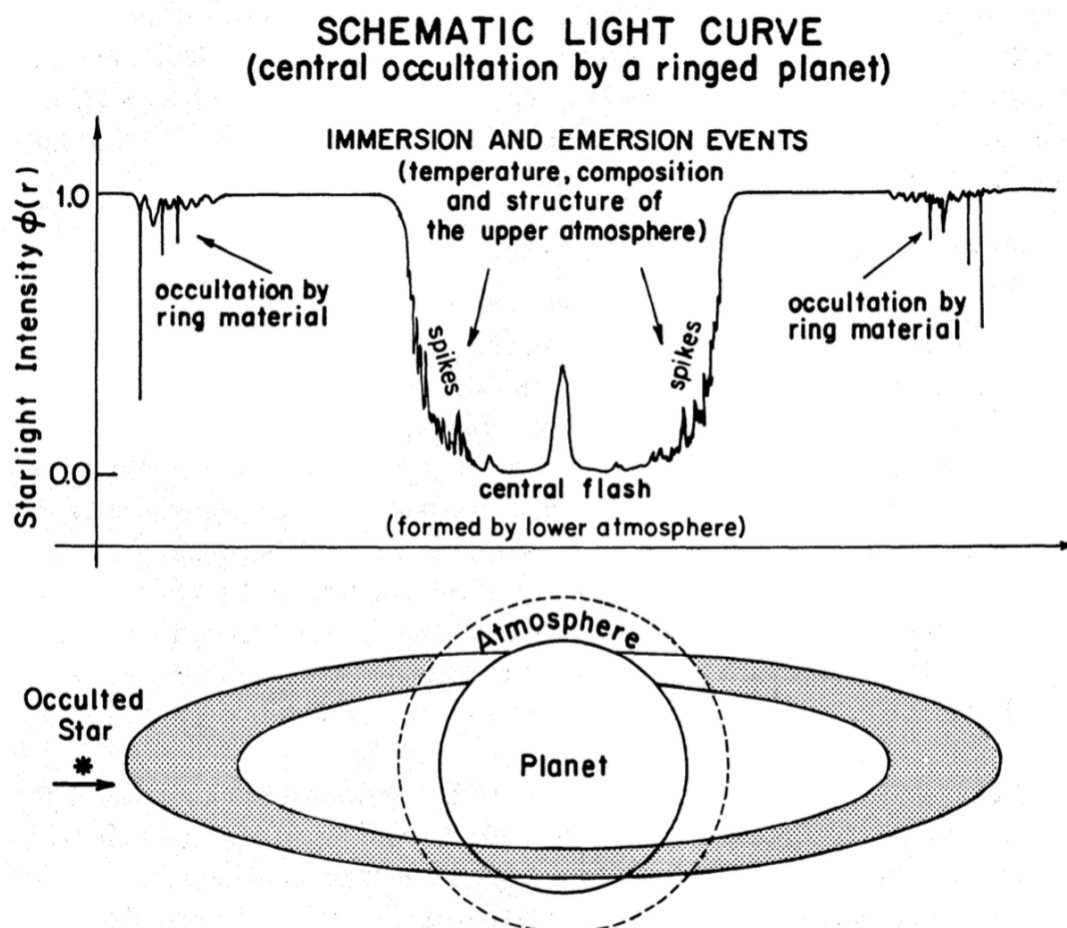


FIGURE 1.2 – Figure extraite de Elliot (1979) montrant la courbe de lumière schématisée déduite d'une occultation par un objet entouré d'une atmosphère et d'anneaux. La courbe de la partie supérieure est la courbe de lumière de l'étoile occultée, telle qu'elle serait observée depuis la Terre, en fonction de la position de l'étoile derrière l'objet. La première chute de signal est due aux anneaux semi-transparents qui cachent partiellement l'étoile. La baisse de flux associée n'est donc pas totale. Lorsque l'étoile passe derrière l'atmosphère de la planète, sa lumière est réfractée par les différentes couches atmosphériques, ce qui conduit à une atténuation graduelle de la lumière de l'étoile. Les fluctuations observés lors de la chute de signal sont dus à des variations locales de densité. Le "flash central" est observé lorsque l'étoile passe exactement derrière le centre de l'objet. Il permet de sonder les couches les plus basses de l'atmosphère.

Plusieurs occultations par des gros TNO ou Centaures ont été observées jusqu'à aujourd'hui. Elles ont par exemple montré la présence d'une atmosphère autour de Pluton (Hubbard et al., 1988; Elliot et al., 1989; Brosch, 1995). Depuis lors, cette atmosphère a été suivie grâce aux occultations, révélant son expansion (Elliot et al., 2003; Sicardy

et al., 2003; Dias-Oliveira et al., 2015; Sicardy et al., 2016b). Une occultation par un deuxième TNO a été observée, en 2009 : 2002 TX 300 (Elliot et al., 2010), donnant accès à son rayon ( $143 \pm 5$  km) et mettant en évidence un albédo géométrique très élevé : 0.88 ! On compte également des occultations par Eris (Sicardy et al., 2011), Makemake (Ortiz et al., 2012), Quaoar (Braga-Ribas et al., 2013), 2002 KX 14 (Alvarez-Candal et al., 2014), 2007 UK 126 (Benedetti-Rossi et al., 2016) et 2003 AZ 84 (Braga-Ribas et al., 2011). Des résultats non publiés ont également été obtenus par notre équipe grâce à des occultations par Varuna, Sedna, 2003 VS2, Asbolus et 2005 TV 189.

# Chapitre 2

## Prédictions et campagnes d'observations

■ *La prédiction est un exercice compliqué, spécialement quand elle concerne le futur* ■

---

Niels Bohr

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Prédictions . . . . .</b>	<b>16</b>
<b>2.2</b>	<b>Organisation des campagnes . . . . .</b>	<b>20</b>
<b>2.3</b>	<b>Matériel d'observation . . . . .</b>	<b>22</b>

---

## 2.1 Prédiction

Comme nous l'avons expliqué dans la Section 1.3, une occultation consiste donc en la projection d'une ombre (de la taille du corps occultant) qui passe sur la Terre. Dans le cas des TNO, le corps étant beaucoup plus petit que la Terre, son ombre est très localisée et l'occultation survient à un instant bien précis. Afin de savoir quand et où aura lieu une occultation stellaire, notre équipe a développé des procédures permettant de prédire ces évènements.

*Méthode générale de prédiction des occultations stellaires :*

Pour prédire la possibilité d'une occultation et le trajet de l'ombre sur la Terre, on compare la position des étoiles données dans un catalogue d'étoiles (UCAC4 (Zacharias et al., 2013) ou Gaia DR1 (Gaia Collaboration et al., 2016) par exemple) avec l'éphéméride du corps dont on souhaite observer une occultation. En utilisant les coordonnées géocentriques, on calcule les distances apparentes minimales entre la position des étoiles et l'éphéméride. Si cette distance est suffisamment petite, alors une occultation, visible depuis la Terre, est susceptible de se produire. Dans ce cas, on génère une carte comme celle présentée dans la Figure 2.1 (l'exemple est pris avec l'occultation par Chariklo survenue le 1<sup>er</sup> octobre 2016 et observée depuis l'Australie, voir section 4.15). Cette carte contient les informations nécessaires pour nous permettre de sélectionner les évènements qui seront réellement observés. La légende de la carte détaille toutes les informations disponibles sur celle-ci.

Les occultations surviennent partout dans le monde. Il y a néanmoins des biais qui rendent nos observations plus nombreuses dans l'hémisphère sud. Premièrement, le centre galactique est situé dans cet hémisphère, donc la quantité d'étoiles pouvant être occultées dans ces régions est bien plus élevée. De plus, la majorité des télescopes que nous utilisons pour l'astrométrie sont situés dans cet hémisphère, ce qui nous limite dans les objets suivis. Les prédictions sont donc plus fiables et les occultations plus nombreuses dans l'hémisphère sud.

Sachant que les erreurs typiques pour les orbites des corps étudiés sont de  $\sim 100$  mas, et que leur diamètre apparent est de quelques dizaines de mas (voire centaines pour les plus gros), l'erreur de prédiction est non négligeable et peut représenter plusieurs centaines de kilomètres sur Terre. À ces erreurs, il faut ajouter celles qui sont dues aux erreurs astrométriques sur la position de l'étoile qui peuvent également être de plusieurs dizaines de mas. Afin d'avoir une erreur raisonnable (de l'ordre de la centaine de kilomètres) sur Terre, il faut que les positions de l'étoile et du corps soient connues avec une précision de  $\sim 10$  mas environ. La prédiction est donc l'étape la plus critique de cette méthode et explique pourquoi les succès d'occultations stellaires par des TNO ou des Centaures sont encore rares par rapport aux occultations par les astéroïdes de la Ceinture Principale, dont les orbites sont mieux connues.

Chariklo: GAIasept16\_with\_pm, NIMA9

Offset (mas): 0.0 0.0

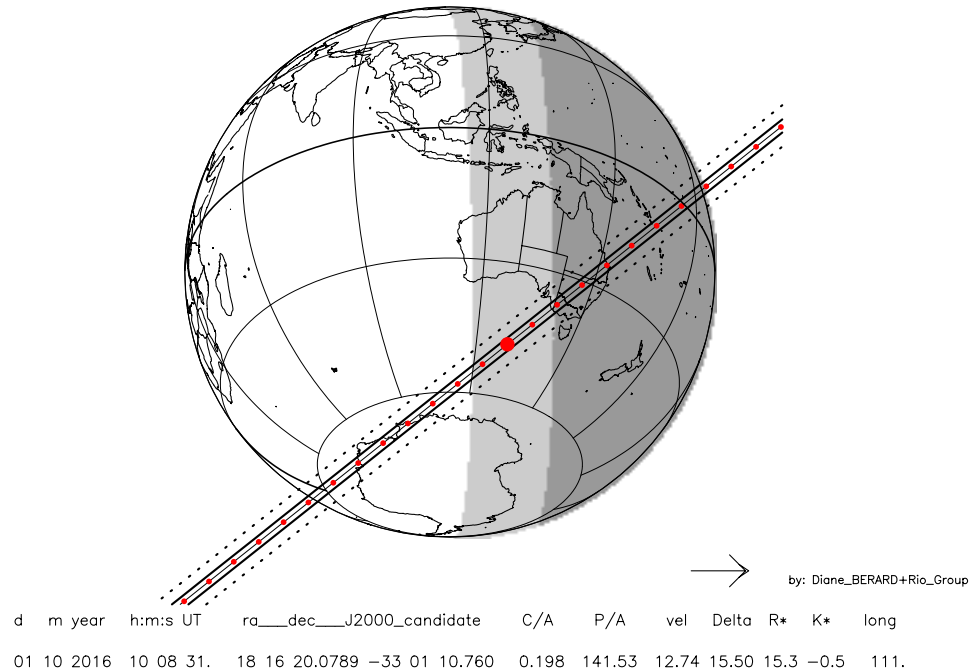


FIGURE 2.1 – Exemple d’une carte de prédiction générée afin de repérer les événements intéressants et de préparer les campagnes d’observations. Le titre en haut à gauche indique l’objet occultant (ici Chariklo), l’éphéméride utilisée (ici NIMA version 9), le catalogue stellaire utilisé (ici Gaia DR1 avec prise en compte du mouvement propre de l’étoile). Il est possible d’appliquer un décalage sur l’éphéméride en ascension droite et en déclinaison. (alors indiqué en haut à droite de la carte en mas). En bas de la carte se trouvent : la date et l’heure géocentrique nominale UT de l’occultation. Cette heure correspond à l’heure de plus courte approche (représentée par le plus gros point rouge sur la carte elle-même) ; la position ICRF/J2000 de l’étoile utilisée, la distance de plus courte approche (C/A) exprimée en mas, l’angle de position en degrés (PA) du corps par rapport à l’étoile au moment du point de plus courte approche, la vitesse du corps relative à l’étoile dans le plan du ciel, ou de manière équivalente, la vitesse de l’ombre sur la Terre en km/s (vitesse typique de 20 km/s), la distance entre la Terre et l’objet occultant (en ua), les magnitudes R et K normalisées pour un corps se déplaçant à 20 km/s, la longitude terrestre (long) du point sub-objet. Sur le globe terrestre lui-même, plusieurs informations sont également disponibles : la zone en blanc indique les endroits où il fait jour ( élévation du Soleil  $> 0^\circ$ ), la zone en gris clair correspond aux endroits où le Soleil est entre  $0^\circ$  et  $-18^\circ$ , et la zone en gris foncé montre les régions où la nuit est noire (nuit astronomique). Les points rouges indiquent le trajet du centre de l’ombre (qui se déplace dans le sens de la flèche en bas à droite de la carte). Ils sont espacés d’une minute. Par exemple sur la côte Est de l’Australie, l’occultation aura lieu 4 minutes après le temps nominal inscrit sur la carte. Les lignes continues indiquent les limites de l’ombre du corps central de Chariklo, alors que les lignes pointillées indiquent la limite de l’ombre des anneaux.

*Amélioration des prédictions :*

Jusqu'à récemment, UCAC4 était le catalogue d'étoiles disponible le plus précis : sa précision est de l'ordre de 15 – 100 mas sur chaque coordonnée des étoiles. Malheureusement, l'époque moyenne de ce catalogue est 1998-2004, et l'erreur sur le mouvement propre des étoiles est de l'ordre de 1 – 10 mas par an. Cela entraîne une détérioration non négligeable de la position des étoiles du catalogue après quelques années. Notre équipe a ainsi développé des outils pour améliorer au maximum les prédictions et ainsi assurer le succès de nos campagnes d'observations.

Dans un premier temps, nous avons cherché à améliorer l'astrométrie des étoiles en construisant notre propre catalogue local. En collaboration avec une équipe basée à l'Observatoire National de Rio de Janeiro (Brésil), nous avons conduit des campagnes d'astrométrie entre 2012 et 2014 puis en 2016, à l'ESO/MPG 2.2m avec l'instrument Wide Field Imager (WFI) (Camargo et al., 2014). L'observation des champs d'étoiles traversés par les corps que nous souhaitions étudier, nous a permis de développer un catalogue interne à notre équipe, basé sur UCAC4, et appelé catalogue WFI, contenant la position des étoiles dans les régions d'intérêt, et leurs mouvements propres, de façon plus précise que le catalogue UCAC4 sur lequel il s'appuie. Notons qu'en 2015, le programme d'astrométrie n'a pas pu être maintenu, entraînant une interruption du catalogue WFI et ainsi des prédictions moins précises donc un plus grand nombre d'échecs dans nos observations (voir Chapitre 4).

Ces observations ont également permis d'obtenir des observations des objets eux mêmes. Les images ont été réduites à partir du catalogue WFI, supprimant ainsi certaines erreurs systématiques et permettant l'amélioration des éphémérides

Finalement, nous obtenions des précisions de l'ordre de 30 mas grâce au catalogue WFI. Notons que le catalogue Gaia DR1 (publié en septembre 2016) atteint des précisions inférieures à la dizaine de mas pour la majorité des étoiles, ce qui rend obsolète la mise à jour de WFI et des campagnes d'astrométrie des champs d'étoiles (voir Chapitre 7).

La même problématique de réduction des erreurs se pose pour les éphémérides. Nous avons ainsi utilisé le programme NIMA (Numerical Integration of the Motion of an Asteroid, Desmars et al. (2015), dont les résultats sont accessibles en ligne<sup>1</sup>) pour élaborer nos propres éphémérides en prenant en compte nos observations des corps (dont la réduction est basée sur WFI), les observations issues du MPC, et les positions astrométriques issues des occultations positives. Avant l'utilisation de cette nouvelle procédure de détermination d'orbite, nous utilisions les éphémérides du JPL auxquelles on appliquait un décalage constant pour compenser la divergence des éphémérides depuis la dernière observation. Ce décalage était déterminé en menant des observations quelques semaines (ou mois) avant l'occultation, que l'on comparait à l'éphéméride de référence. Cette méthode suppose donc que le décalage reste constant jusqu'au jour de l'occultation. Cela peut être vrai si l'occultation a lieu quelques jours seulement après la détermination du décalage, ou si l'orbite du corps est très bien connue. Ces deux contraintes étant rarement satisfaites dans la pratique, les prédictions n'étaient pas très précises, et nécessitaient beaucoup d'efforts de dernière minute pour une occultation

1. <http://lesia.obspm.fr/lucky-star/nima/>

qui pouvait finalement s'avérer peu favorable.

Desmars et al. (2015) ont donc développé NIMA qui permet d'utiliser toutes les observations disponibles, et de prendre en compte leurs précisions dans la détermination d'orbite. Ainsi NIMA est constamment mis à jour avec les observations régulières menées par notre équipe, et les positions astrométriques déduites des occultations positives observées. En effet lors d'une occultation, la position absolue de l'objet peut être reliée à la position de l'étoile. Si la position de l'étoile est connue très précisément, la position du corps est alors connue avec la même précision. Les Tables 4.4, 4.8, 4.11, 4.15, 4.19, 4.22, 4.25, 4.28, 4.31, 4.34, 4.37, 4.40, 4.44, 4.47, 4.51 et 4.55 récapitulent les décalages de Chariklo déduits de chacune des occultations. Ces décalages correspondent à la différence entre la position prédite et la position réellement observée (qui dépend de la position de l'étoile utilisée). La Figure 2.2 montre l'évolution du décalage en ascension droite et en déclinaison pour chaque occultation par Chariklo observée, en fonction du temps. Entre chaque occultation, NIMA est actualisée avec le décalage de la dernière occultation, et des potentielles récentes observations, améliorant ainsi les futures prédictions.

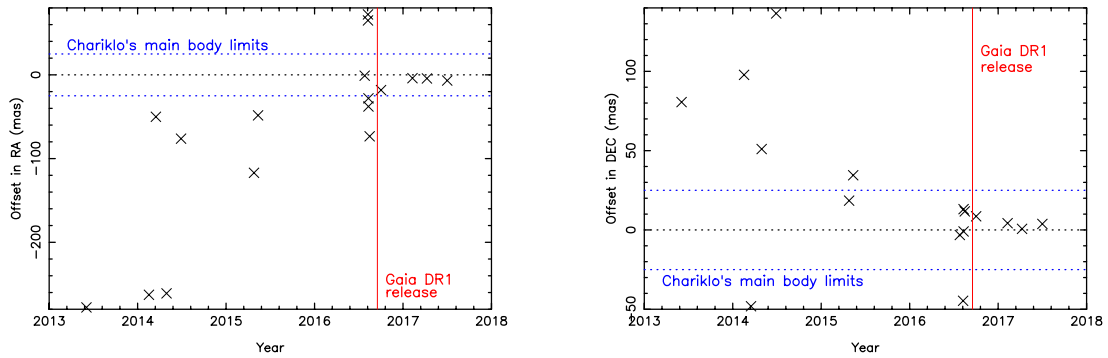


FIGURE 2.2 – Amélioration du décalage (différence entre la position prédite et observée) en ascension droite (RA, panneau de gauche) et en déclinaison (DEC, panneau de droite) pour chaque occultation par Chariklo observée depuis 2013. Chaque décalage déduit des occultations a été implémenté dans NIMA, et a permis d'améliorer l'éphéméride. Les précisions obtenues dépendent de la précision sur la position de l'étoile occultée (issues des catalogues WFI ou UCAC4). La ligne rouge matérialise la publication du catalogue Gaia DR1. A partir de cette date les observations ont été réduites avec ce catalogue très précis donc le décalage s'améliore considérablement. Pour information, les limites du corps principal de Chariklo ont été tracées en pointillés bleus de part et d'autre du niveau zéro. On remarque qu'à partir de 2016, les décalages restent inférieurs à ces valeurs.

Avant la publication de Gaia DR1, nous essayions de prendre des images quelques jours avant l'occultation, lorsque le corps occulté et l'étoile étaient dans le même champ. Cette technique permet d'avoir une excellente prédiction de dernière minute, puisque on obtient une bonne précision sur la position relative de l'étoile et du corps. Cette méthode peut néanmoins être difficile à mettre en place notamment dans le cas de Chariklo qui est dans une région très dense en étoiles. L'astrométrie relative de Chariklo



et de l'étoile peut donc être fortement perturbée par cette densité. Il peut également être difficile d'obtenir du temps sur des télescopes au moment voulu.

Pour des corps dont plusieurs occultations ont été observées, comme Chariklo ou Pluton par exemple, l'éphéméride peut être connue avec des précisions de 20-30 mas (correspondant aux précisions atteintes par WFI). Le catalogue Gaia DR1, en améliorant grandement la précision sur la position des étoiles, a également permis d'améliorer considérablement l'éphéméride des corps (voir Chapitre 7, et les points situés au delà de la ligne rouge dans la Figure 2.2) et ainsi atteindre des précisions inférieures à 10 mas, soit entre 100 et 200 km sur Terre pour des objets situés entre Chariklo et Pluton.

## 2.2 Organisation des campagnes

Une fois les prédictions générées, il est nécessaire de les sélectionner afin de retenir uniquement les occultations prometteuses. Nous générons les cartes de prédiction pour tous les évènements de l'année à venir pour tous les objets que nous étudions (la liste est donnée en Annexe 7.1). En fonction de la position de l'objet dans le ciel (notamment si il est dans la région du centre galactique), le nombre d'évènements annuels peut atteindre la centaine. Nous sélectionnons alors les évènements potentiellement intéressants et nous les sélectionnons suivant les critères suivants :

- magnitude de l'étoile (en général la magnitude  $R$  est entre 12 et 16),
- région de visibilité de l'occultation,
- hauteur sur l'horizon,
- intérêt scientifique de l'objet,
- confiance accordée à la prédiction.

Pour les occultations sélectionnées, nous organisons une campagne d'observations dont le but est d'obtenir un maximum d'observations les mieux réparties le long de l'ombre, tout en anticipant les potentielles erreurs de prédiction. Afin d'avoir une bonne couverture du globe et des régions souvent traversées par les occultations, nous collaborons avec de nombreux amateurs et professionnels à travers la planète. La Figure 2.3 montre tous les sites (professionnels ou amateurs) qui ont observés des occultations avec notre équipe dans les 20 dernières années.

Il existe des grands réseaux d'amateurs habitués à observer des occultations, ou des phénomènes mutuels, appelés IOTA basés en Europe et aux Etats Unis. Les amateurs japonais, australiens et néo-zélandais sont également fortement mobilisés, et très bien organisés et équipés. On remarque néanmoins que l'Afrique et l'Asie sont peu impliqués dans nos campagnes, à cause notamment du manque de télescopes et/ou d'observateurs. Nous tentons néanmoins de développer des partenariats en Chine, au Sénégal et en Ethiopie.

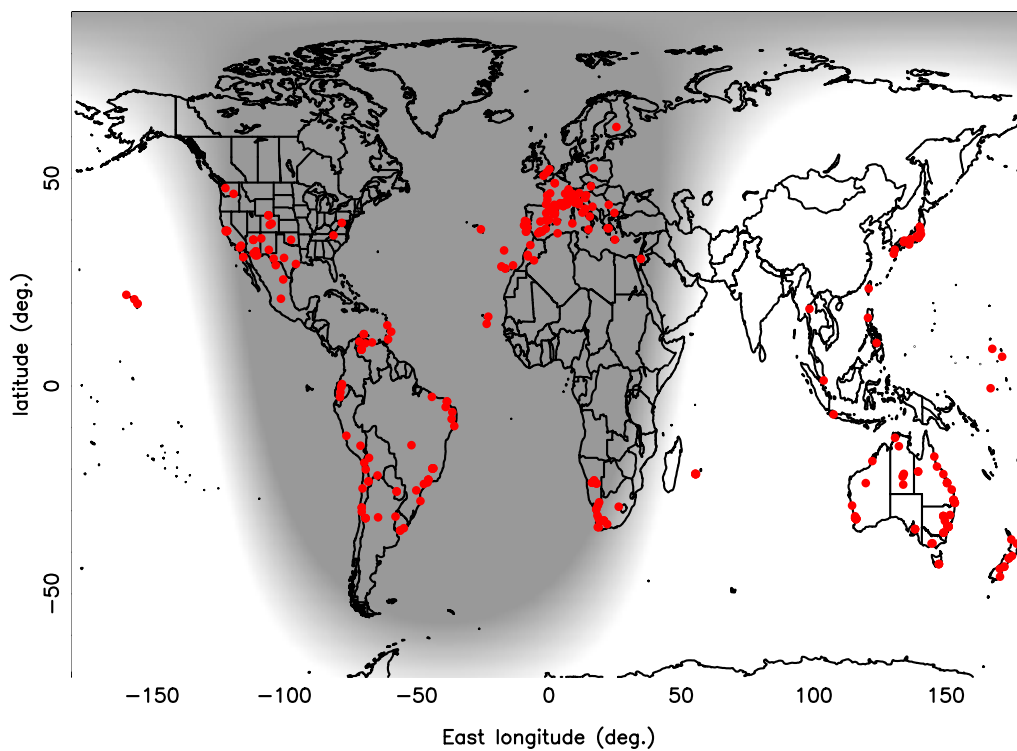


FIGURE 2.3 – Localisation de tous les sites d'observations (amateurs ou professionnels) utilisés dans nos campagnes d'observation au cours des vingt dernières années.

## 2.3 Matériel d'observation

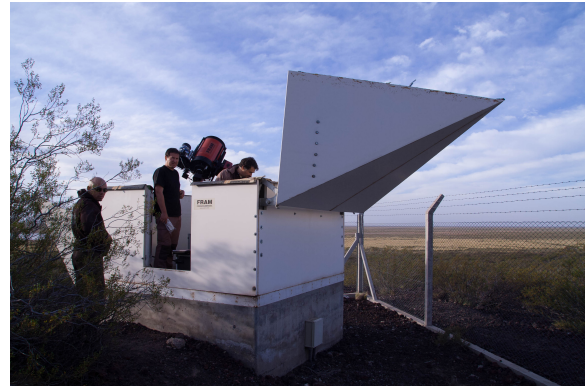
La méthode des occultations est intéressante notamment parce qu'elle ne nécessite qu'un matériel réduit. En effet on n'observe pas l'astéroïde directement mais l'étoile qui, contrairement au corps, peut être brillante. Des télescopes d'une vingtaine de centimètres de diamètre peuvent donc être suffisants pour observer l'occultation d'une étoile brillante (magnitudes  $R$  allant généralement de 12 à 16). On utilise également des télescopes de plus gros diamètre (professionnels ou non) si ils sont situés dans la bonne zone géographique. Il est en effet crucial d'être au bon endroit et les petits télescopes présentent l'intérêt d'être portables, et donc de pouvoir se répartir le long de l'ombre, et/ou de réagir en fonction de la météo.

L'autre instrument crucial pour enregistrer une occultation est la caméra. Elle doit avoir une fréquence d'acquisition la plus rapide possible puisque la résolution temporelle détermine directement la résolution spatiale sur le corps étudié. Les temps morts entre les images (correspondants aux temps de lecture et d'écriture) doivent être les plus faibles possibles afin de perdre le moins d'information. Par exemple si on considère une fréquence d'acquisition de 10 images/secondes, lors d'une occultation ayant une vitesse typique de 20 km/s, on obtient une résolution spatiale de 2 km. Cette longueur est de l'ordre de grandeur de la topographie des corps qu'on observe, des petites structures dans les anneaux, et des ondes de gravité observées dans l'atmosphère de Pluton ou de Titan. À l'inverse, des fréquences d'acquisition trop élevées (par exemple 40 images/s) ne sont pas nécessaire non plus. En effet, à ces fréquences, la distance parcourue à chaque image est de l'ordre de grandeur de la tâche de diffraction de Fresnel ou du diamètre stellaire, qui deviendront les facteurs limitants dans la résolution spatiale (voir Chapitre 3). Une trop grande fréquence n'apporte donc rien à part un rapport signal sur bruit (S/B) plus faible et un volume important de données.

De plus, pour détecter des structures fines (dans les anneaux, ou dans l'atmosphère par exemple), il est nécessaire de capter le plus de photons possible et donc d'avoir un bruit très faible. Les caméras utilisées lors des occultations rapportées dans cette thèse sont récapitulées dans les tables 4.5, 4.9, 4.12, 4.16, 4.20, 4.23, 4.26, 4.29, 4.32, 4.35, 4.38, 4.41, 4.45, 4.48 et 4.52. Les plus utilisées par les amateurs sont les Watec et notre équipe dispose de 6 caméras Raptor Merlin 127, plus sensibles que les Watec. Les deux modèles présentent l'avantage d'un temps mort quasiment nul et d'une haute fréquence d'acquisition possible. Ces caméras occupent une dizaine de centimètres cube et ont un poids inférieur à 500 g. De plus elles ne nécessitent qu'un ordinateur portable pour être contrôlées. Ainsi le matériel d'observation tient dans une petite valise ce qui permet de voyager facilement sur les lieux d'une occultation.

Au cours de ma thèse, j'ai organisé les 30 campagnes d'observations de Chariklo que nous avons tentées, ainsi qu'une quinzaine d'autres campagnes par d'autres corps. Il s'agit donc de coordonner les observateurs amateurs et/ou professionnels, obtenir du temps d'observation sur les grands télescopes et sélectionner les réglages nécessaires à l'observation, voire d'organiser des expéditions pour des observateurs européens dans des pays où notre expertise et/ou notre matériel sont nécessaires. Dans ce cadre j'ai personnellement participé à trois campagnes d'observations pour des occultations par Chariklo en Argentine en mai 2015 (à l'observatoire El Leoncito puis à Pierre Auger)

et en Namibie en août 2015 (au milieu du désert), ainsi que pour une occultation par Pluton en Andalousie en juillet 2016 (Fig. 2.4).



(a) Observatoire El Leoncito (CASLEO), Argentine, Campagne Chariklo 22 mai 2015

(b) Observatoire Pierre Auger, Argentine, Campagne Chariklo 22 mai 2015



(c) Dans un village d'Andalousie, Espagne, Campagne Pluton 19 juillet 2016

FIGURE 2.4 – Images tirées de quelques campagnes (Chariklo ou Pluton) auxquelles j'ai participé. A CASLEO ou Pierre Auger (Argentine), les télescopes utilisés sont installés dans des observatoires professionnels donc fixes. En Andalousie, j'ai collaboré avec des amateurs et nous avons déplacé leur télescope, entièrement construit par leurs soins (un Dobson 60cm), jusque dans un village à 1h de Grenade pour échapper à une mauvaise météo.



# Chapitre 3

## Réduction des données d'occultation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Réduction des images . . . . .</b>	<b>26</b>
<b>3.2</b>	<b>Construction d'un profil synthétique d'anneau . . . . .</b>	<b>26</b>
3.2.1	Effets de diffraction . . . . .	26
3.2.2	Autres paramètres influençant le profil théorique . . . . .	29
<b>3.3</b>	<b>Paramètres physiques des anneaux déduits des profils syn-</b>	
	<b>thétiques . . . . .</b>	<b>31</b>
3.3.1	Quels sont les paramètres physiques réels pertinents? . . . . .	31
3.3.2	Ajustement du modèle rectangulaire . . . . .	31
3.3.3	Liens entre les paramètres apparents et les paramètres réels . . . . .	32
3.3.4	Propriétés intégrales des anneaux . . . . .	36
<b>3.4</b>	<b>Reconstruction de la forme du corps . . . . .</b>	<b>37</b>

---

## 3.1 Réduction des images

Les observations pouvant être conduites à la fois par des amateurs et des observatoires professionnels, les caméras utilisées et les formats d'images ou vidéo que nous recevons sont loin d'être standardisées. Chaque station qui enregistre des images demande donc un traitement unique, difficilement reproductible aux autres. Néanmoins le principe de la réduction reste le même (réduction "classique" d'images) : le courant d'obscurité et la plage de lumière uniforme (si disponibles) sont retirés aux images. Le fond de ciel est estimé dans un rectangle proche de l'étoile occultée (dite étoile cible), et soustrait à toutes nos mesures. L'extraction du flux de l'étoile cible est effectuée par photométrie d'ouverture, où l'ouverture est ajustée dans chaque cas, afin de minimiser le bruit (et de maximiser le rapport signal sur bruit (S/B)). Le flux d'une ou plusieurs étoiles de référence, proche(s) de l'étoile cible, et plus brillante(s) (dans la mesure du possible), est également extrait. Ce flux est alors divisé à celui de l'étoile cible afin de supprimer les variations dues aux effets locaux tels que le passage d'un nuage par exemple... Finalement afin de normaliser la courbe de lumière et de supprimer les variations basses fréquences, on divise le flux normalisé par un polynôme de degré 4 s'ajustant au mieux aux points situés en dehors de l'occultation.

Après cette réduction, on obtient une courbe de lumière normalisée à 1, où l'unité correspond à la somme du flux de l'étoile occultée et de l'objet occultant, et où le niveau du fond de l'occultation par le corps correspond au flux résiduel de l'objet occultant (l'étoile étant entièrement occultée).

Ce flux normalisé est exprimé en fonction du temps de milieu d'exposition,  $t_0$ . Le temps de début d'exposition est en général inscrit dans l'en-tête des images, ou incrusté directement dans chacune des images (notamment lors de l'utilisation des caméras Watec, très employées chez les amateurs). À ce temps est ajouté la moitié du temps d'exposition pour obtenir  $t_0$ . Tous les temps donnés dans la suite de ce manuscrit correspondent donc à des temps de milieu d'exposition.

## 3.2 Construction d'un profil synthétique d'anneau

Afin de pouvoir interpréter physiquement cette courbe de lumière, on va modéliser les phénomènes subis par la lumière au cours de son trajet entre l'étoile et l'observateur terrestre. Cette étude nous permettra d'interpréter la courbe de lumière observée et ainsi d'en déduire les paramètres physiques de l'objet occultant.

### 3.2.1 Effets de diffraction

Lors d'une occultation, la lumière provenant de l'étoile subit la diffraction en arrivant sur le bord abrupt de l'objet (corps principal, anneau ou satellite). Les articles Elliot et al. (1984); Cuzzi (1985) et Roques et al. (1987) sont les références dans ce domaine et pourront être consultés pour plus de détails. Dans cette section, nous étudierons plus précisément l'impact de la diffraction sur le profil obtenu lors d'une occultation par un anneau, type d'occultation majoritairement étudié pendant mes travaux de thèse.

Un anneau pouvant être très fin (quelques kilomètres de large), il est intéressant d'étudier le profil théorique obtenu lors d'une occultation par celui-ci, dans le but de discriminer une occultation due à un anneau d'un artefact par exemple. Les détails des calculs pourront être trouvés dans Roques et al. (1987). Nous présentons ici seulement une étude qualitative afin appréhender les phénomènes physiques influençant la courbe de lumière.

Un anneau peut être vu comme un écran rectangulaire semi-transparent (c'est à dire ni complètement opaque ni transparent) et dont l'une des dimensions est infinie. Lorsque une onde plane de longueur d'onde  $\lambda$  arrive sur le bord abrupt de l'anneau, une figure de diffraction est créée en accord avec la diffraction de Fresnel. En effet d'après le principe de Huygens-Fresnel, chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme le centre d'une onde secondaire sphérique de même amplitude, même phase et même fréquence. Comme une partie du front d'onde initial est bloqué par l'anneau (ou le corps), une partie des ondes secondaires est bloquée ce qui fait apparaître de la diffraction. On peut étudier la forme de la figure de diffraction en étudiant les équations de Kirchhoff, dans le cas d'un écran dont une de dimension est infinie (cas d'un anneau). Les autres cas plus généraux sont présentés dans Roques et al. (1987).

L'amplitude diffractée par un écran rectangulaire S en un point  $(x, y)$ , coordonnées d'un point M situé à l'intersection entre la ligne de visée et le plan P perpendiculaire à la ligne de visée et contenant la surface S occultante, est donnée par :

$$a_S(x, y) = 1 - N\lambda[F(x_2 - x) - F(x_1 - x)] \times [F(y_2 - y) - F(y_1 - y)] \quad (3.1)$$

où  $N = 1/2\lambda i$  et  $F(x)$  est la fonction complexe de Fresnel définie par :

$$F(x) = \int_0^x e^{i\frac{\pi}{2}X^2} dX \quad (3.2)$$

$(x_1, y_1)$  (resp  $(x_2, y_2)$ ) sont les coordonnées minimum (resp. maximum) de R. Toutes les longueurs sont exprimées en nombre d'échelle de Fresnel  $\sqrt{\lambda D/2}$  où  $D$  est la distance séparant l'observateur de l'objet occultant.

Considérons maintenant une bande de demi-largeur  $w$ . En utilisant les relations asymptotiques  $F(+\infty) = -F(-\infty) = \frac{1}{2}(1 + i)$ , l'amplitude diffractée s'écrit :

$$a_w(x) = 1 + \frac{1}{2}(i - 1)[F(w - x) + F(w + x)] \quad (3.3)$$

En écrivant  $F(x) = C(x) + iS(x)$ , l'intensité diffractée par un écran semi-transparent qui enlève une fraction  $p$  ( $0 < p \leq 1$ ) de l'amplitude, peut être déduite de l'amplitude totale diffractée grâce à la relation  $I = |a_w^2|$  :

$$I_{w,p}(x) = \frac{1}{2}\{[pC(w - x) + pC(w + x) - 1]^2 + [pS(w - x) + pS(w + x) - 1]^2\} \quad (3.4)$$

En utilisant l'équation 3.4, on peut alors tracer le profil théorique d'une occultation par un anneau d'une largeur  $2w$  et d'une opacité  $p$  ( $p = 0$  signifie que l'anneau est transparent,  $p = 1$  signifie que l'anneau est opaque). La Figure 3.1 montre quelques exemples de profils diffractants créés par un anneau opaque dont la largeur varie autour de la valeur de l'échelle de Fresnel. On remarque que pour des tailles inférieures ou de l'ordre de l'échelle de Fresnel (Figures 3.1a, 3.1b, 3.1c), les figures de diffraction



créées par chaque bord interfèrent entre elles, donnant des franges de plus grande amplitude autour de l'occultation. Lorsque l'anneau est suffisamment large (Figure 3.1d), les bords n'interfèrent plus entre eux et on retrouve de part et d'autre de l'occultation, le profil créé par un simple bord abrupt. Dans tous les cas, nous sommes à des échelles inférieures à l'échelle d'Airy, donc la figure d'Airy module toute la diffraction de Fresnel.

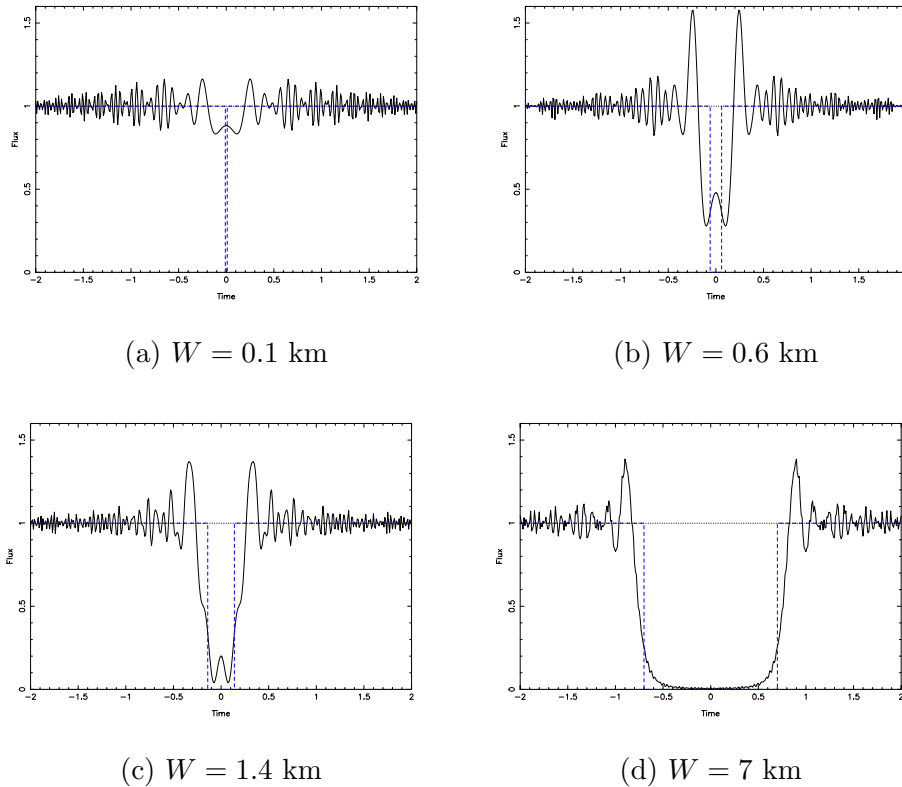


FIGURE 3.1 – Figures de diffraction produites par un anneau opaque de largeur  $W = 0.1$  km (a),  $W = 0.6$  km (b),  $W = 1.4$  km (c),  $W = 7$  km (d). Ce profil théorique géométrique (sans prise en compte de la diffraction) est représenté en pointillés bleus sur les graphiques. L'échelle de Fresnel vaut dans ce cas  $\lambda_F = \sqrt{\lambda D/2} \approx 1$  km (pour une distance à Chariklo de  $2 \cdot 10^9$  km et une longueur d'onde  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ ). On remarque que comme nous sommes à des échelles très inférieures à l'échelle d'Airy ( $\lambda_A = \lambda D/r \approx 1300$  km), toutes les figures de diffraction sont modulées par la figure d'Airy. De plus, chaque bord de l'anneau crée une diffraction de Fresnel. Dans le cas d'un anneau très fin (a), on retrouve presque la figure donnée par la diffraction d'un rayon sur un cheveu. Lorsque l'on élargit l'anneau (b et c), la diffraction créée par chaque bord interfère avec l'autre bord, augmentant ainsi la flux des premières franges. En continuant d'élargir l'anneau (d), les deux bords n'interfèrent plus et on retrouve le profil de diffraction donné par un simple bord abrupt. Si l'anneau n'était pas totalement opaque, l'amplitude des franges serait atténuée.

La diffraction est le facteur limitant ultime de la résolution spatiale atteignable au cours d'une occultation. En effet, prenons l'exemple d'une occultation par les anneaux de Chariklo. À la distance typique Chariklo-Terre de  $D = 2.5 \cdot 10^9$  km et à une longueur d'onde typique d'observation  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ , l'échelle de Fresnel qui caractérise la

taille typique de la diffraction de Fresnel est  $F = \sqrt{\lambda D/2} = 900$  m. Ainsi les franges de diffraction brouilleront le bord et rendront la détermination du bord de l'anneau impossible à moins de 900 m.

### 3.2.2 Autres paramètres influençant le profil théorique

D'autres effets que la diffraction peuvent, selon les circonstances, avoir un impact non négligeable sur le profil théorique :

- l'étendue du diamètre stellaire,
- la bande passante de la caméra,
- la résolution temporelle atteinte par la caméra.

La Figure 3.2 montre l'effet de chacun de ces paramètres que nous détaillons ci-dessous.

*L'étendue du diamètre stellaire :*

L'étoile, bien que considérée comme étant située à l'infini, ne peut pas être supposée comme ponctuelle. L'étoile ne disparaîtra pas instantanément derrière le corps occultant. Il est donc nécessaire de prendre en compte le flux de la partie de l'étoile non occultée lors de la génération de la courbe de lumière synthétique. Le diamètre stellaire, projeté à la distance du corps occultant, peut être estimé grâce aux magnitudes B, V, K de l'étoile (van Belle, 1999). Le diamètre de l'étoile projetée dans le ciel est généralement de quelques centaines de mètres. Une fois le diamètre stellaire connu, on découpe l'étoile en bandes fines et on calcule le flux observé en prenant en compte le flux incident non occulté et le flux incident occulté accompagné de diffraction, comme décrit dans la section précédente. Aucun assombrissement de bord n'est pris en compte car on le considère comme négligeable devant les limitations dues à la réponse instrumentale (voir paragraphe suivant) et à la diffraction (voir section précédente).

*Bande passante de la caméra :*

La caméra (comme tout système optique) a une bande passante en longueur d'ondes. La figure de diffraction étant sensible à la longueur d'onde, il est nécessaire de prendre en compte cette bande passante. On cherche donc le profil de diffraction pour les deux longueurs d'ondes extrêmes enregistrées par la caméra et on en fait la moyenne pour avoir le flux final théorique reçu par la caméra. Comme dans le cas de l'assombrissement des bords de l'étoile, on n'affine pas l'étude de ce paramètre car il est négligeable devant les limitations de la diffraction et du temps d'exposition.

*La résolution temporelle atteinte par la caméra :*

C'est, en règle générale, le facteur le plus limitant dans toutes nos mesures. En effet, le temps de pose lisse les mesures puisque le flux final enregistré par la caméra est l'intégrale du flux théorique reçu pendant la pose. Il est donc nécessaire de lisser le flux obtenu après correction de la diffraction, du diamètre stellaire et de la bande passante

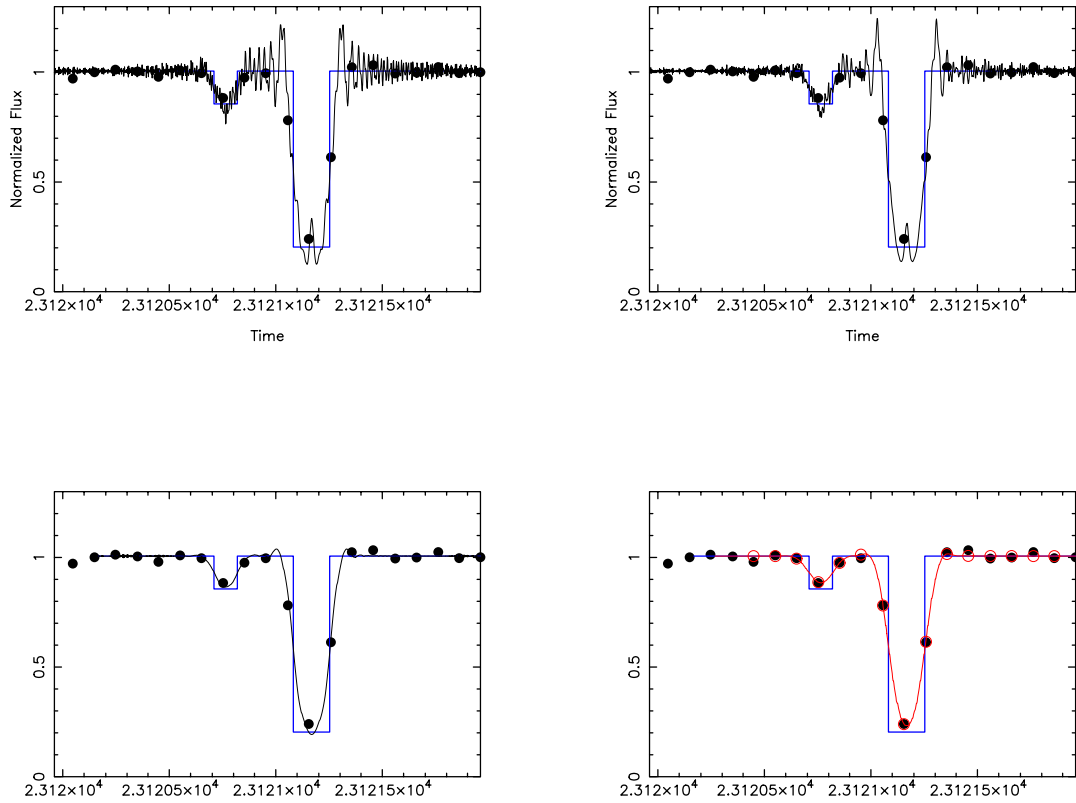


FIGURE 3.2 – Impact des différents effets lissants sur la courbe de lumière. On étudie la courbe de lumière d’une étoile, interceptée par deux écrans semi-transparents décrits par la courbe bleue. La courbe noire est le profil synthétique modélisé. Les points noirs correspondent aux données enregistrées par le Danish Telescope le 3 juin 2013 (pour exemple). La figure en haut à gauche provient d’une source ponctuelle et monochromatique. Dans la figure en haut à droite, nous avons pris en compte une bande spectrale plus large pour l’émission de l’étoile (ou inversement pour la bande spectrale de la caméra). En bas à gauche, la source n’est plus ponctuelle mais avec un certain diamètre (ici 0.220 km). Finalement en bas à droite, la figure présente le modèle lorsque on prend en compte le temps d’exposition de la caméra. On remarque que chaque effet a tendance à lisser le profil diffracté initial.

de la caméra par le temps de pose, pour avoir un profil synthétique proche de la réalité. Pour une vitesse moyenne de 20 km/s, et un temps d'exposition typique de 0.5 s, la distance parcourue pendant une exposition, et reprojetée dans le ciel, est de 10 km. En comparaison à la diffraction qui limite la résolution spatiale à 900 m typiquement pour Chariklo (voir sous-section 3.2.1), et au diamètre stellaire qui correspond à quelques centaines de mètres projeté dans le ciel, le temps d'exposition est le plus gros facteur limitant de la résolution spatiale de nos observations. Cette limitation n'est plus pertinente pour des très petits temps de pose (voir par exemple l'occultation par Chariklo du 29 avril 2014, Section 4.6). Dans ce cas, la diffraction sera le facteur limitant.

De plus, certaines caméras utilisent des temps importants pour la lecture des images. Ces temps ne sont alors pas utilisés pour enregistrer des images. Si ces temps ne sont pas négligeables par rapport au temps de pose, ils conduisent à une perte nette d'information. Il est donc important de connaître précisément ces temps morts afin de contraindre au mieux les temps d'occultation.

### 3.3 Paramètres physiques des anneaux déduits des profils synthétiques

#### 3.3.1 Quels sont les paramètres physiques réels pertinents ?

Les paramètres physiques que l'on souhaite déduire de nos observations ne sont pas les mêmes en fonction du type d'occultation observé. Trois cas peuvent se présenter : le corps occultant peut être (1) un corps solide totalement opaque (corps principal ou satellite), (2) un ou plusieurs anneaux que l'on arrive à séparer entre eux. (3) plusieurs anneaux non séparés entre eux (à cause de la résolution spatiale trop faible). Les paramètres pertinents sont alors : (1) les temps d'immersion (disparition de l'étoile) et d'émersion (réapparition de l'étoile), (2) le temps du milieu de l'occultation,  $t_0$ , la largeur radiale projetée dans le plan des anneaux,  $W_r$  et l'opacité normale locale,  $p_N$  pour chaque anneau, (3) le temps du milieu de l'occultation,  $t_0$  (la largeur et l'opacité n'ayant pas de sens réel dans ce cas puisqu'elles correspondraient à celles de plusieurs anneaux réunis).

#### 3.3.2 Ajustement du modèle rectangulaire

Afin de déterminer les paramètres physiques pertinents, comme décrits dans la section précédente, on modélise l'objet occultant comme un écran, semi-transparent (d'opacité apparente  $p_{app}$ ), de largeur apparente  $W_{app}$ . Si l'objet occultant est un corps solide, l'opacité apparente vaut 1 (totalement opaque) et le niveau de fond de l'occultation correspond donc au flux résiduel de Chariklo. La largeur n'a pas d'importance puisque l'on étudie chaque bord séparément. L'étude d'une occultation par un corps est donc un cas particulier, et simplifié de l'occultation par un anneau. Nous ne détaillerons donc dans ce chapitre que le cas d'une occultation par un anneau. Dans ce cas l'écran semi-transparent considéré a une de ses dimensions infinie.

Ce profil géométrique simple (appelé modèle rectangulaire) permet d'obtenir un profil synthétique après l'application des corrections décrites dans les sous-sections 3.2.1

et 3.2.2). En comparant ce profil théorique avec les données par minimisation de la fonction du  $\chi^2$ , on peut en déduire le profil géométrique optimal pour expliquer la courbe de lumière observée. La fonction du  $\chi^2$  à minimiser est donnée par :

$$\chi^2 = \sum \frac{(\Phi_{i,\text{obs}} - \Phi_{i,\text{calc}})^2}{\sigma_i^2} \quad (3.5)$$

où  $\Phi$  est le flux,  $i$  se réfère au  $i^{\text{ème}}$  point de données, “obs” correspond aux données observées, et “calc” au modèle calculé.  $\sigma_i$  est l’erreur à  $1\sigma$  du  $i^{\text{ème}}$  point. L’erreur à  $1\sigma$  sur chaque paramètre indépendamment est calculé telle que  $\chi^2$  varie de sa valeur minimale,  $\chi_{\text{min}}^2$ , à  $\chi_{\text{min}}^2 + 1$ .

Les paramètres  $W_{\text{app}}$  et  $p_{\text{app}}$  ainsi déduits représentent la largeur et l’opacité apparentes d’un anneau qui occulterait exactement la lumière comme observée lors de l’occultation, si cet anneau était vu de face et depuis une distance assez proche. Or l’anneau est vu depuis une grande distance et peut être observé dans n’importe quel orientation. On s’attache donc maintenant à lier ces paramètres *apparents* aux paramètres réels.

### 3.3.3 Liens entre les paramètres apparents et les paramètres réels

*Interprétation de la largeur de l’anneau :*

Afin de déduire la largeur radiale de l’anneau dans le plan des anneaux (et non plus dans le plan du ciel), à partir de la largeur du profil théorique, il est nécessaire de prendre en compte l’angle entre le trajet de l’étoile et la direction dans laquelle on souhaite mesurer la largeur (en général perpendiculaire ou radiale), comme le montre la Figure 3.3.

La largeur perpendiculaire dans le plan du ciel (resp. radiale dans le plan des anneaux) de l’anneau (telle que schématisée dans la Figure 3.3) est donnée par  $W_{\perp} = W_{\text{app}} \cdot \frac{v_{\perp}}{v_{\text{app}}}$  (resp.  $W_r = W_{\text{app}} \cdot \frac{v_r}{v_{\text{app}}}$ ), où  $v_{\perp}$  (resp.  $v_r$ ) est la vitesse perpendiculaire à l’anneau (resp. radiale) et  $v_{\text{app}}$  la vitesse apparente dans le plan du ciel. Ces vitesses sont accessibles par reconstruction de la géométrie de l’occultation et avec la connaissance du pôle des anneaux (voir Sections 3.4).

*Interprétation de l’opacité :*

La correspondance entre l’opacité apparente  $p_{\text{app}}$  (“apparente” signifie telle qu’observée depuis la Terre dans le plan du ciel), obtenu grâce au profil théorique et l’équation 3.4, avec l’opacité réelle de l’anneau (“réelle” signifie telle qu’observée à proximité de l’anneau et dans le plan des anneaux) a été étudiée par Cuzzi (1985) et démontrée d’une autre façon par Roques et al. (1987), lors d’études sur les anneaux d’Uranus.

Pour comprendre le lien entre les deux, il est nécessaire d’envisager les anneaux, non plus comme un écran semi-transparent, mais comme un assemblage de particules. En effet, l’énergie transmise mesurée depuis la Terre dépend à la fois de la fraction de surface occupée par les anneaux mais également des effets de diffraction induits par *chaque* particule contenue dans l’anneau. Ces articles aboutissent à ce que l’on

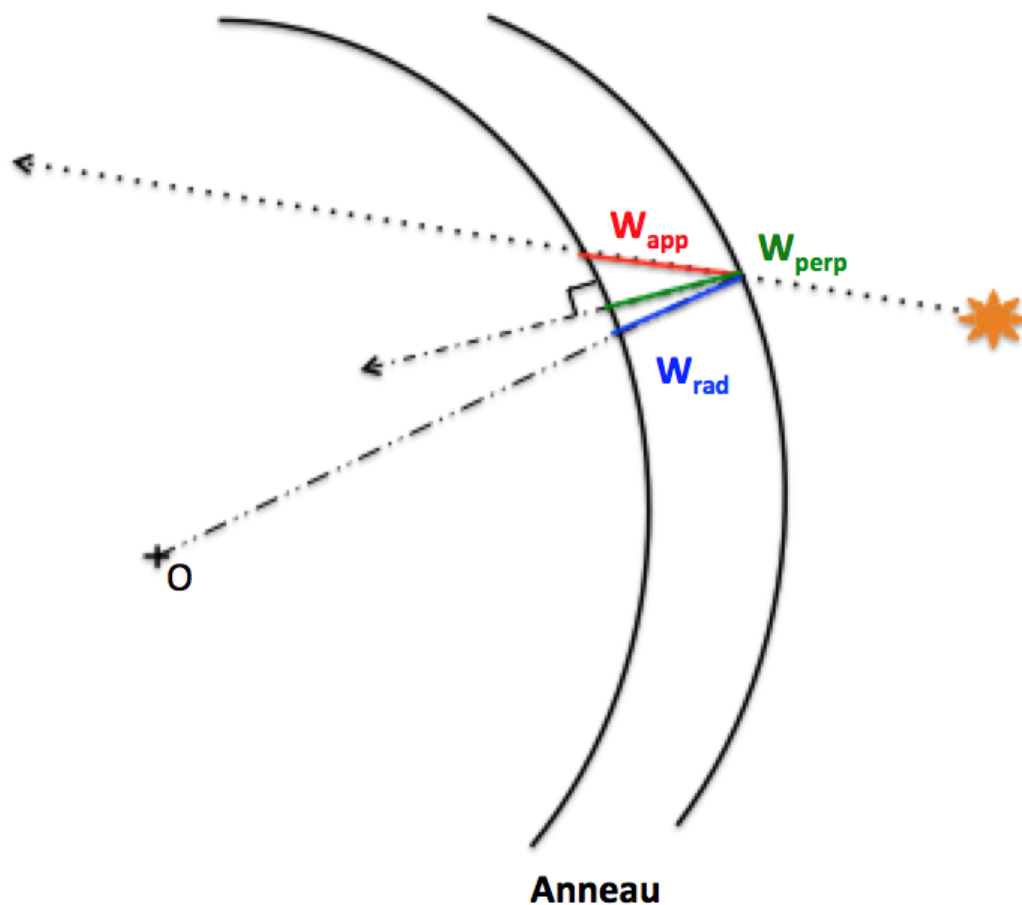


FIGURE 3.3 – Schéma des différentes largeurs que l'on peut mesurer sur un anneau. Le profil théorique déduit des formules de diffraction (Eq 3.4) donne accès à la largeur apparente “scannée” par l'étoile lors de son trajet relatif au corps ( $W_{app}$ , en rouge sur la figure). Pour obtenir une largeur pertinente vis à vis de l'anneau réel, on utilise l'angle que fait le trajet de l'étoile (matérialisé en pointillés sur la figure) avec la perpendiculaire locale à l'anneau dans le plan du ciel, donnant ainsi accès à la largeur perpendiculaire dans le plan du ciel ( $W_{\perp}$  en vert sur la figure), ou avec la direction radiale, donnant accès à la largeur radiale dans le plan des anneaux ( $W_r$  en bleu sur la figure).

appelle le paradoxe de l'extinction (*extinction paradox*) : dans les limites de l'optique géométrique, les particules enlèvent deux fois plus de lumière du flux incident que ce que leur surface occulte physiquement. Cela signifie que, en les observant depuis une grande distance, *les anneaux apparaissent deux fois plus épais optiquement que ce qu'ils sont en réalité.*

Pour le vérifier, considérons un anneau de surface  $S$  composé de particules qui couvrent une surface totale  $s$ . La fraction de surface couverte est alors  $s/S$ , donc les anneaux enlèvent une fraction  $s/S$  de l'énergie totale incidente. Or les particules diffractent la lumière et dans le régime de l'optique géométrique, la quantité d'énergie diffractée est exactement égale à la quantité d'énergie directement enlevée par la surface physique des particules. Et cette énergie est confinée dans un cône d'angle au sommet  $\theta_d = \lambda/2r$  (en considérant un rayon de longueur d'onde  $\lambda$  et une particule de rayon  $r$ ). Si on se place juste après l'anneau, la lumière diffractée est encore suffisamment proche de la lumière directe incidente pour que l'on ne voit pas la différence entre les deux. On captera ainsi l'énergie totale incidente moins ce qui a été enlevé physiquement par les anneaux (à savoir  $s/S$ ). En revanche, si on se place à grande distance des anneaux, le cône de diffraction se sera considérablement élargi, et aura une projection beaucoup plus grande dans le ciel. L'énergie diffractée sera alors perdue dans le bruit autour de l'occultation. Dans ce cas, l'énergie retirée au flux incident par l'anneau est égale à  $2s/S$ . On peut donc voir l'anneau comme un écran en amplitude (qui enlève  $s/S$  à l'amplitude incidente) au lieu d'un écran en énergie (enlevant  $s/S$  de l'énergie incidente).

En réalité Cuzzi (1985) montre que le facteur d'extinction  $Q_c$  entre les deux n'est pas exactement 2 car, les anneaux redirigent une partie de la lumière diffractée vers l'observateur. La Figure 3.4 extraite de Cuzzi (1985), schématise la situation.

L'angle de diffraction (sommet du cône de diffraction), vu à une grande distance  $D$ , correspond à un cercle de diamètre  $\Phi_d = \lambda D/r$  projeté dans le ciel. Pour des particules de rayon  $r \sim 1$  m, à la distance typique de Chariklo  $D \sim 2 \cdot 10^9$  km et pour une longueur d'onde typique  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ , la diffraction représente un cercle de  $\sim 1300$  km, valeur très grande par rapport aux quelques kilomètres qu'occupent les anneaux. On a alors  $Q_c = 2 - f(r)$  avec

$$f(r) = \sum_{i=1}^2 (2D\theta_d w_i) / \pi (D\theta_d)^2 \quad (3.6)$$

où  $\theta_d$  est la déviation angulaire ( $\theta_d \sim \lambda/2r$ ), et  $w_i$  la largeur du  $i$ -ème anneau du système. Pour les anneaux de Chariklo,  $f(r) = 9.8 \cdot 10^{-2}$  donc  $Q_c \sim 2$ . En effet la surface des anneaux est très faible par rapport à la projection du cône de diffraction dans le plan du ciel.

Finalement, pour une particule de rayon moyen  $r$ , une largeur d'anneau  $W$  et une distance entre l'anneau et l'observateur  $D$ ,  $Q_c \approx 2$  si  $r \ll \lambda D/W$  et  $Q_c \approx 1$  si  $r \geq \lambda D/W$ . Ainsi, les observations faites depuis la Terre des anneaux d'Uranus (ou de Chariklo) vérifient bien  $Q_c \approx 2$ . Ce doublement de l'opacité apparente doit être pris en compte pour interpréter l'opacité extraite du profil théorique.

L'opacité apparente  $p_{app}$  mesurée correspond directement à la chute du flux stellaire observée. On définit alors la profondeur optique apparente par  $\tau_{app} = -\ln(1 - p_{app})$ . Comme la profondeur optique apparente est en réalité deux fois plus grande que la

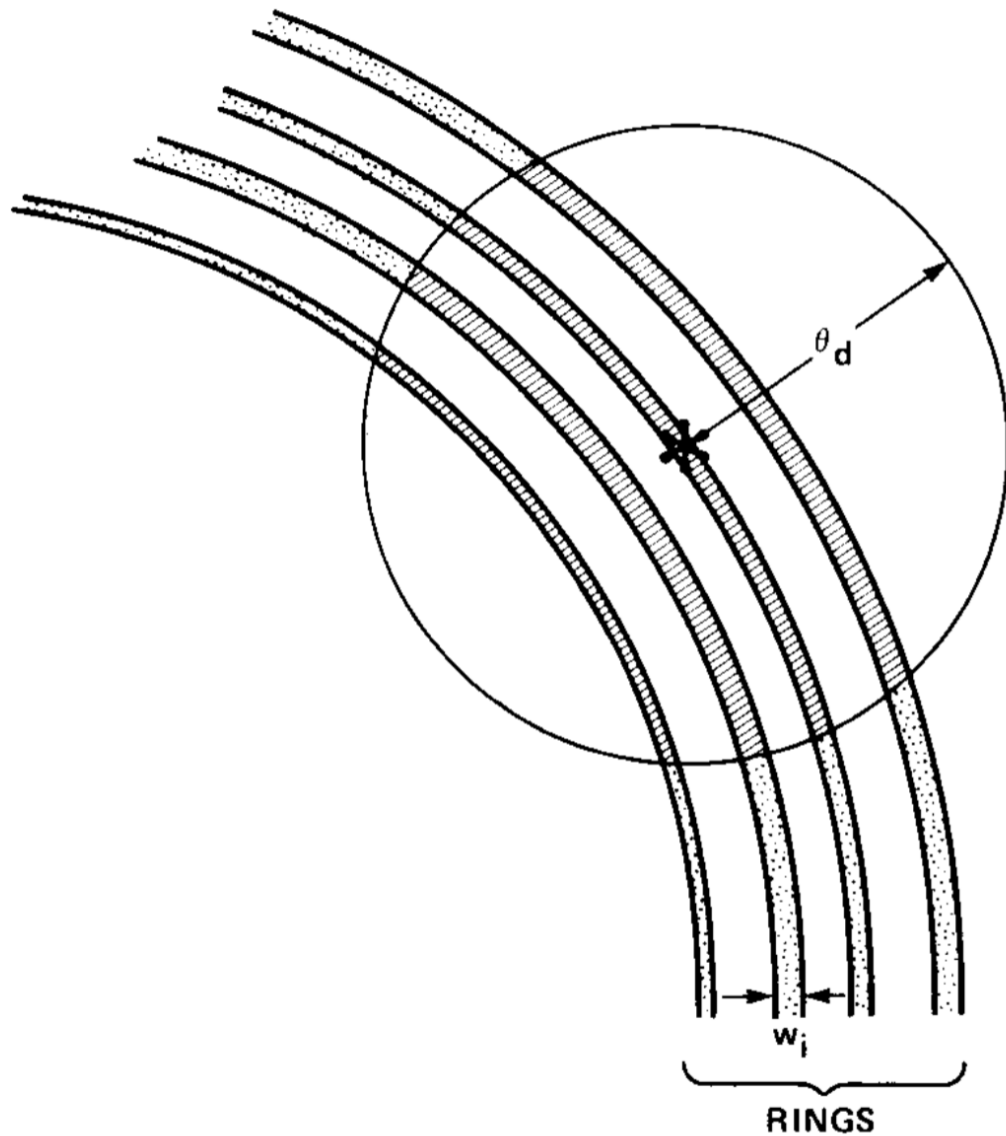


FIGURE 3.4 – Figure extraite de Cuzzi (1985) montrant la projection du cône de diffraction (de diamètre angulaire  $\lambda/2r$ ) dues aux particules contenues dans les anneaux, de largeur  $w_i$ . La matière des anneaux se trouvant dans le disque de diffraction (zones hachurées sur la figure) peut rediriger la lumière vers l'observateur. Sans cette matière, la lumière n'aurait pas atteint l'observateur et aurait donc été perdue. Cet effet entraîne une opacité apparente deux fois plus grande qu'en réalité, lorsque les anneaux sont vus depuis une grande distance. L'étoile occultée est dessinée comme un astérisque.



profondeur optique réelle, on a  $\tau = 2\tau_{app}$ . De façon équivalente,  $(1 - p)^2 = 1 - p_{app}$ , où  $p$  est l'opacité réelle de l'anneau.

### 3.3.4 Propriétés intégrales des anneaux

On peut définir la largeur équivalente  $E_p$  comme l'intégrale de l'opacité normale (c'est-à-dire vu normalement à l'anneau dans le plan de l'anneau)  $p_N$  sur le profil radial de l'anneau de largeur  $W_r$  dans le plan de l'anneau :

$$E_p = \int_{W_r} (v_r p_N) dt \quad (3.7)$$

Sur le même principe, la profondeur équivalente  $A_\tau$  est l'intégrale de la profondeur optique normale  $\tau_N$  sur  $W_r$  :

$$A_\tau = \int_{W_r} (v_r \tau_N) dt, \quad (3.8)$$

Afin d'obtenir ces paramètres normaux (indéxés "N"), on considère deux structures extrêmes d'anneau : (1) si l'anneau est monocouche, c'est à dire que son épaisseur est de l'ordre de grandeur de la taille d'une particule, ou (2) si l'anneau est polycouche, c'est à dire que son épaisseur représente plusieurs fois la taille des particules qui le composent). La différenciation entre ces deux cas extrêmes est justifiée par l'existence (resp. l'absence) de jeux d'ombre entre les particules pour le cas polycouche (resp. monocouche). Les paramètres réels ( $p$  et  $\tau$ ) doivent être corrigés de l'angle sous lequel ils sont vu, l'élévation  $B$ . On a ainsi pour un anneau monocouche :

$$p_N = p \cdot |\sin(B)| = |\sin(B)| \cdot (1 - \sqrt{1 - p_{app}}) \quad (3.9)$$

Et pour un anneau polycouche :

$$\tau_N = \tau \cdot |\sin(B)| = -\frac{|\sin(B)|}{2} \cdot \ln(1 - p_{app}) \quad (3.10)$$

ce qui nous donne les intégrales suivantes pour calculer  $E_p$  et  $A_\tau$  :

$$E_p = |\sin(B)| \cdot v_r \int_{\text{profil}} (1 - \sqrt{1 - p_{app}}) dt \quad (3.11)$$

$$A_\tau = -\frac{|\sin(B)|}{2} \cdot v_r \int_{\text{profil}} \ln(1 - p_{app}) dt \quad (3.12)$$

Si l'anneau est polycouche,  $A_\tau$  est indépendant de  $B$  alors que si l'anneau est monocouche,  $E_p$  est indépendant de  $B$  (dans la limite  $p_{app} \ll 1$ ). Plus de détails peuvent être trouvés dans Elliot et al. (1984) et French et al. (1991).

Les convolutions par la diffraction de Fresnel et par le diamètre stellaire conservent l'énergie, donc *si le profil est résolu*,  $E_p$  et  $A_\tau$  peuvent être calculées en utilisant les équations 3.11 et 3.12 directement sur les profils observés. Ces quantités représentent alors une mesure de la quantité de matière (par unité de longueur) contenue dans une coupe radiale de l'anneau, sur leurs domaines de validité respectifs (monocouche ou polycouche), voir French et al. (1991). Si le profil de l'anneau n'est pas résolu pendant le temps d'intégration  $\Delta t$ , ce qui est majoritairement le cas dans nos observations,  $p_{app}$

n'est pas connu. On ne peut donc pas calculer les équations 3.11 et 3.12 directement sur les profils observés.

Considérons le cas simple d'une opacité uniforme sur le profil total de l'anneau (modèle rectangulaire). La largeur équivalente apparente  $E_{app} = p_{app}W_{\perp}$  (où  $W_{\perp}$  est la largeur de l'anneau perpendiculaire à celui-ci et vu dans le plan du ciel) peut être évaluée en considérant la conservation de l'énergie :  $E_{app} = f'v_{\perp}\Delta t$  où  $f'$  est la fraction de chute du signal stellaire pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$ . D'après la définition de  $E_p$  donnée précédemment (Eq 3.11) et d'après  $(1-p)^2 = 1-p_{app}$ , on obtient :

$$E_p = |\sin(B)| \frac{v_r}{v_{\perp}} \cdot \frac{E_{app}}{2-p} \quad (3.13)$$

Comme  $0 \leq p \leq 1$ , on a :

$$|\sin(B)| \cdot \frac{v_r}{v_{\perp}} \cdot \frac{E_{app}}{2} \leq E_p \leq |\sin(B)| \cdot \frac{v_r}{v_{\perp}} \cdot E_{app}, \quad (3.14)$$

Cette dernière équation montre une incertitude d'un facteur deux sur  $E_p$ , dépendant de la valeur supposée de  $p$ . Néanmoins, l'ajustement du profil synthétique basé sur le modèle rectangulaire permet une mesure de  $E_p$ , mais avec  $p$  mal contraint. Ainsi les profils non résolus présenteront une erreur beaucoup plus grande que les profils résolus, mais  $E_p$  reste défini dans les deux cas.

On peut néanmoins noter que  $p_{app} = E_{app}/W_{\perp} = (E_{app}/W_r)(v_r/v_{\perp})$ . Comme la valeur de  $W_r$  peut être connue grâce à l'ajustement du profil synthétique, on peut contraindre  $p_{app}$  donc  $E_p$ .

Jusqu'à présent, nous avons discuté plus en détails le cas de la largeur équivalente  $E_p$ , car le cas de la profondeur équivalente est en général encore plus compliqué. Même si le profil est résolu, certaines parties de l'anneau peuvent avoir des opacités importantes, i.e.  $p_{app} \sim 1$ , impliquant de grandes incertitudes sur  $\tau_{app} = -\ln(1-p_{app})$  provenant du bruit dans les données, ou de l'incertitude sur les flux de référence (hors et dans l'occultation). C'est pourquoi, durant ces travaux de thèse, la profondeur équivalente et les profondeurs optiques n'ont pas été déterminées.

### 3.4 Reconstruction de la forme du corps

Les temps d'occultation déterminés comme expliqué dans la section 3.2 permettent de reconstituer la géométrie de l'objet occultant. En effet, en connaissant la position de l'observateur sur Terre, on peut traduire la durée de l'occultation observée à cette station en une longueur projetée sur le ciel. Cette longueur est appelée corde et correspond au mouvement de l'étoile occultée par rapport au corps occultant projeté dans le plan du ciel. Les extrémités de cette corde délimitent la position du limbe apparent du corps occultant. Ces cordes sont alors utilisées pour reconstituer la géométrie du corps occultant, projetée dans le plan du ciel. La Figure 3.5 montre une occultation où de nombreuses stations ont enregistré une occultation. L'échantillonnage spatial étant très fin, le limbe et la topographie du corps sont immédiatement accessibles.

La reconstitution de la géométrie de l'occultation permet de déduire la taille de l'objet, mais également son centre et son orientation. La position de son centre correspond

à la position observée du corps au moment de l'occultation. Elle peut être comparée à la position prédite par l'éphéméride, donnant ainsi un décalage indiquant l'erreur de notre éphéméride. Naturellement la position réelle déduite de l'occultation dépend entièrement de la position de l'étoile utilisée. C'est cet décalage que l'on utilisera pour améliorer l'éphéméride NIMA (voir Section 2.1).

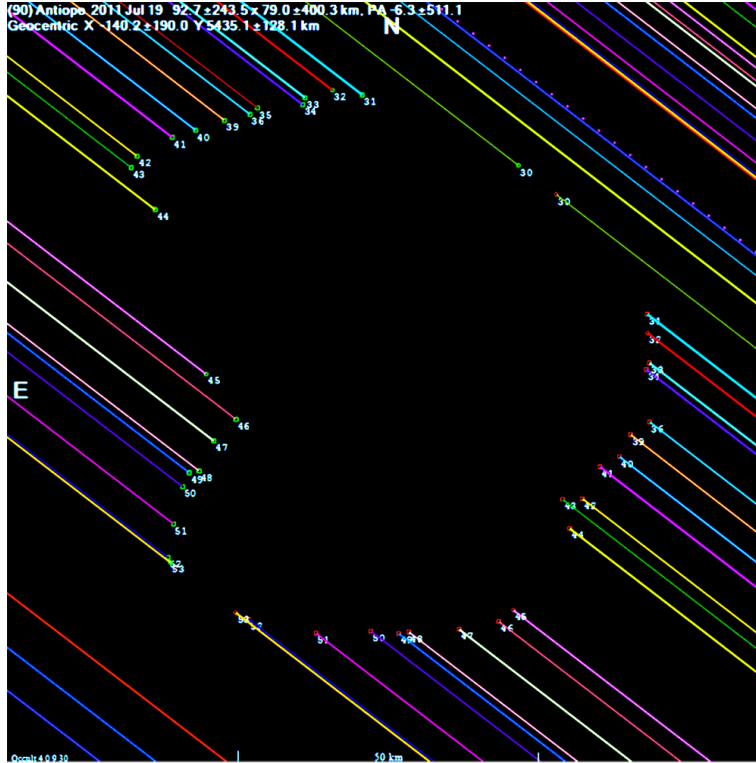


FIGURE 3.5 – Figure extraite du <http://autourduciel.blog.lemonde.fr/2014/03/26/la-decouverte-inattendue-et-surprenante-dun-double-anneau-autour-dun-petit-asteroide/antiope-1000/> montrant la reconstruction des cordes de l'observation d'Antiope, un astéroïde de la ceinture principale. Un grand nombre d'observateurs ont enregistré des données "scannant" ainsi régulièrement le corps. La projection des cordes dans le plan du ciel permet donc de déduire la taille et la topographie d'Antiope en 2D. On remarque notamment que sa forme est très irrégulière. L'objectif lors d'une observation d'occultation est donc de répartir au mieux un grand nombre d'observateurs dans l'ombre du corps afin de bien échantillonner sa forme.

Malheureusement, les occultations traitées dans cette thèse n'ont pas un échantillonnage aussi élevé (en partie à cause du manque de précision des prédictions). J'ai donc été amenée à faire des hypothèses simplificatrices sur la forme des corps étudiés.

On suppose donc que le limbe apparent des corps peut être décrit par une ellipse. De même, dans l'étude des anneaux, on fait l'hypothèse simplificatrice de leur circularité. Dans ce cas, leur projection dans le plan du ciel est une ellipse. Nous ajusterons donc une ellipse aux points de données (extrémités des cordes), que l'on étudie un corps central ou des anneaux. Les 5 paramètres pour décrire l'ellipse sont alors :  $a'$  le demi grand axe de l'ellipse apparente,  $(f_c, g_c)$  le centre de l'ellipse (qui correspondra également à la différence entre la position du corps prédite et observée),  $P$  l'angle de position

du demi-petit axe apparent (compté positivement vers l'Est et le Nord célestes) ,  $\epsilon'$  l'aplatissement.

Dans le cas d'un anneau circulaire,  $\epsilon'$  est lié à  $B$ , l'élévation (angle entre le plan des anneaux et la ligne de visée), par la relation  $\epsilon' = 1 - \sin(B)$ .

Une fois la géométrie reconstituée, il est possible de calculer les vitesses perpendiculaire ou radiale à l'anneau par projection de la vitesse de l'étoile par rapport au corps occultant, et donc obtenir les largeurs perpendiculaire ou radiale (voir Section 3.3).



# Chapitre 4

## Occultations positives par Chariklo

### Sommaire

---

4.1	Présentation de Chariklo et de la découverte des anneaux	42
4.2	Légendes et explications des sections suivantes . . . . .	43
4.3	3 juin 2013 . . . . .	46
4.4	16 février 2014 . . . . .	51
4.5	16 mars 2014 . . . . .	57
4.6	29 avril 2014 . . . . .	61
4.6.1	Une étoile double occultée... . . . .	61
4.6.2	Résultats . . . . .	63
4.7	28 juin 2014 . . . . .	73
4.8	26 avril 2015 . . . . .	79
4.9	12 mai 2015 . . . . .	83
4.10	25 juillet 2016 . . . . .	87
4.11	8 août 2016 . . . . .	90
4.12	10 août 2016 - 14h UT . . . . .	95
4.13	10 août 2016 - 16h UT . . . . .	99
4.14	15 août 2016 . . . . .	102
4.15	1 <sup>er</sup> octobre 2016 . . . . .	107
4.16	8 février 2017 . . . . .	115
4.17	9 avril 2017 . . . . .	118
4.18	22 juin 2017 . . . . .	128

---

## 4.1 Présentation de Chariklo et de la découverte des anneaux

Le Centaure (10199) Chariklo (1997 CU26) a été découvert le 15 février 1997 et est actuellement situé à 14-16 ua de la Terre. Depuis sa découverte, plusieurs études photométriques ont été menées. Grâce au programme “TNO are Cool : A survey of the Trans-Neptunian region” mené à l’aide du télescope spatial Hershel, Fornasier et al. (2014) ont déterminé sa période synodique ( $7.004 \pm 0.036$  h), sa magnitude absolue ( $H_V = 7.03 \pm 0.10$ ), son rayon ( $r_{ck} = 119 \pm 5$  km) et son albédo ( $4.2 \pm 0.5$ )%. Ces paramètres font de lui l’un des corps les plus sombre du Système Solaire et le plus gros des centaures connus.

Belskaya et al. (2010) a mis en évidence une variation importante dans sa magnitude absolue depuis sa découverte (0.8 mag). Une variation dans le spectre de Chariklo a également été mise en évidence : des bandes d’absorption correspondant à la glace d’eau amorphe ont été détectées dans des spectres enregistrés peu après la découverte de Chariklo en 1999 - 2000 (Brown and Koresko, 1998; Dotto et al., 2003). Ces bandes ont disparu dans les spectres enregistrés en 2007 - 2008 (Guilbert et al., 2009). Jusqu’en 2014, ces variations de spectre et de magnitude absolue étaient expliquées par une possible activité cométaire sporadique ou par des effets d’orientation de Chariklo avec un passage du pôle dans la ligne de visée en 2000 et de l’équateur en 2008.

En 2013, deux anneaux denses ont été découverts autour de ce petit corps lors d’une occultation stellaire observée depuis l’Amérique du Sud le 3 juin 2013 (Braga-Ribas et al., 2014). Cette première observation des anneaux depuis une dizaine de stations au sol, a permis de donner une première estimation des paramètres physiques des anneaux. L’anneau principal 2013C1R, appelé C1R dans la suite (respectivement l’anneau secondaire 2013C2R, appelé C2R), a une largeur de 7 km (resp. 3 km), un rayon moyen de 391 km (resp. 405 km) et une épaisseur optique de 0.4 (resp. 0.06). L’espace entre les deux anneaux est très peu dense (profondeur optique inférieure à 0.004).

Cette surprenante découverte d’un système d’anneau autour d’un si petit corps explique les variations observées dans le spectre et dans la magnitude absolue par l’évolution de la surface des anneaux visibles au cours du temps. En effet, l’orientation déduite de l’occultation du 03 juin 2013 conduit les anneaux à être vus par la tranche en 2008, expliquant ainsi le minimum de magnitude absolue observé cette année là. La disparition des raies de la glace d’eau dans le spectre à cette même période indique que celle-ci se trouve principalement dans les anneaux et non pas dans le corps central.

Cette première occultation a permis de déterminer quelques caractéristiques physiques des anneaux (présentés dans l’article Braga-Ribas et al. (2014)) mais il reste encore beaucoup de questions en suspens. Les travaux effectués durant cette thèse, en plus d’apporter une première base de données d’observations sur les anneaux, essaient donc de répondre ou d’apporter des éléments de réponse aux questions suivantes :

- Quelle est la forme de l’orbite des anneaux ? Sont-ils elliptiques ? circulaires ? Ou ont ils des modes propres d’oscillation plus complexes ?
- Si les anneaux sont elliptiques, quel est leur taux de précession ?

- Quelle est la forme du corps principal de Chariklo? Et son impact sur la dynamique des anneaux?
- Y a-t-il d'autres anneaux plus faibles?
- Y a-t-il des structures à l'intérieur des anneaux? Que nous apprennent-elles sur la dynamique du système de Chariklo?
- Les anneaux ont-ils des bords abrupts? Comment sont-ils contraints et maintenus à leur position actuelle?
- Y a-t-il des anneaux autour d'autres corps?

Chariklo étant le premier petit corps du Système Solaire à avoir un système d'anneaux, il représente une opportunité unique de mieux comprendre les phénomènes conduisant à leur formation et participant à leur évolution. Néanmoins les anneaux de Chariklo sont trop petits angulairement pour être étudiés via des techniques d'imagerie directe. J'ai donc utilisé toutes les occultations stellaires par Chariklo que nous avons observées depuis la découverte des anneaux, pour tenter de mieux comprendre les anneaux de Chariklo. Depuis 2013, 32 occultations ont été tentées, et seule une observation sur deux a conduit à un enregistrement d'une occultation. Ce sont les seules données existantes, à ma connaissance, sur les anneaux de Chariklo, aucun autre groupe n'ayant observé d'occultation par ce corps et son système d'anneaux.

## 4.2 Légendes et explications des sections suivantes

Ce chapitre présente les résultats de la réduction de toutes les occultations positives par Chariklo et/ou ses anneaux. Chaque étude est basée sur le même schéma (détaillé dans le chapitre 3) : une courbe de lumière du flux stellaire en fonction du temps est extraite des images brutes recalibrées (voir section 3.1). Un profil synthétique est alors généré et optimisé pour ajuster au mieux les données (voir section 3.2). On en déduit les temps d'occultation et les paramètres physiques des anneaux (voir Section 3.3). A partir des temps d'immersion et d'émersion, on peut reconstituer la géométrie de l'occultation (voir section 3.4). On en déduit alors un décalage entre la position de Chariklo prédite et la position réellement observée. Cet écart est utilisé pour mettre à jour et améliorer l'éphéméride de Chariklo (voir sections 2.1 et 7).

Les sections suivantes présentent donc les figures et les tables pertinentes pour chaque étape du processus de réduction et d'étude des courbes de lumière. Chaque section sera composée comme suit, dans l'ordre :

- la carte de post-prédiction, i.e. la carte de prédiction reconstruite *une fois l'observation effectuée*, en corrigeant la position de Chariklo du décalage obtenu à la fin de l'étude. Cette carte montre donc le vrai trajet de l'ombre sur Terre, tel qu'il a été observé. Les points verts indiquent les stations ayant détecté Chariklo et/ou ses anneaux. Les points rouges indiquent les stations n'ayant rien détecté. Les points bleus montrent les stations où aucune donnée n'a été enregistrée, à cause d'une mauvaise météo ou de problèmes techniques. Les lignes continues délimitent l'ombre du corps principal, alors que les lignes pointillées encadrent l'ombre des anneaux. Les étoiles roses indiquent la position du centre de l'ombre de Chariklo toutes les minutes. Le fond gris foncé montre la zone sur Terre dans



la nuit astronomique (Soleil avec une élévation locale inférieure à  $18^\circ$ ), le gris clair la zone dans le crépuscule astronomique, et le blanc la zone dans le jour.

- une table contenant les informations astrométriques utilisées pour la prédiction initiale et la réduction : la position de l'étoile (ascension droite et déclinaison) et le catalogue dont elle est extraite (OPD : Observatorio Pico Dos Dias, Brazil, astrométrie réalisée par nos équipes quelques jours/semaines avant l'évènement en utilisant le T60 de l'OPD, basé sur UCAC4; WFI : catalogue interne à notre équipe réalisé en utilisant le Wide Field Imager à l'ESO basé sur UCAC4; Gaia DR1 avec ou sans mouvement propre (mp), Gaia DR2), sa magnitude R (issue du catalogue NOMAD), son diamètre projeté à la distance de Chariklo, la position de Chariklo prédite et l'éphéméride dont elle est issue, et la distance que représente une seconde d'arc projetée à la distance de Chariklo.
- une table récapitulant le lieu des observations, le matériel utilisé, les réglages choisis, les observateurs et ce qui a été observé dans chacun des cas.
- une table contenant les temps d'occultation et les paramètres physiques des anneaux (si pertinents) pour chaque évènement enregistré, résultant d'un ajustement d'un profil rectangulaire comme nous l'avons défini dans la Section 3.3. "Imm" signifie immersion c'est-à-dire la première disparition de l'étoile due à l'anneau *avant* l'occultation par le corps central, "Eme" émergence, c'est-à-dire la disparition de l'étoile *après* l'occultation par le corps central. Le temps  $t_0$  UTC est donné en heures, minutes, secondes et correspond dans le cas d'une occultation par les anneaux au temps central de l'occultation, et dans le cas d'une occultation par le corps central, au temps d'immersion ou d'émergence. Dans le cas d'occultation par un anneau, d'autres paramètres physiques sont pertinents pour les définir. Les tables comporteront donc les informations supplémentaires suivantes :  $v_\perp$  (resp.  $v_r$ ) représente la vitesse perpendiculaire à l'anneau projetée dans le plan du ciel (resp. la vitesse radiale projetée dans le plan des anneaux).  $L$  est la longitude inertielle de la zone de l'anneau "scannée" par l'étoile comptée à partir du noeud ascendant J2000 du plan des anneaux.  $W_r$  est la largeur radiale de l'anneau projetée dans le plan des anneaux calculée lorsque les anneaux C1R et C2R sont séparés entre eux.  $E_p$  est la largeur équivalente et correspond à  $W_r \times p_N$ , où  $p_N$  est l'opacité normale à l'anneau. Comme nous l'avons expliqué dans la Section 3.3.4, cette largeur est définie même lorsque les anneaux ne sont pas résolus et séparés entre eux. Ainsi la table donnera, en fonction des cas, la largeur équivalente pour C1R et C2R rassemblés comme un seul anneau, ou la largeur équivalente de chaque anneau séparément lorsqu'ils ont été séparés. Toutes les barres d'erreur sont données à  $1\sigma$ . Dans le cas où on s'intéresse aux barres d'erreur sur un seul paramètre (indépendamment des autres), elles sont calculées de façon à ce que  $\chi^2$  passe de sa valeur minimale  $\chi_{min}^2$  (dont la valeur est donnée dans le tableau) à  $\chi_{min}^2 + 1$ . L'estimation du  $\chi^2$  permet d'estimer la qualité de l'ajustement et la bonne estimation du bruit des données. Cette qualité est atteinte si  $\chi^2 \sim N - M \pm \sqrt{2N}$  où  $N$  est le nombre de points du modèle, et  $M$  le nombre de paramètres libres.  $N$  et  $\chi_{min}^2$  sont donnés dans les tables.
- des figures montrant l'ajustement des profils synthétiques, ayant donné les paramètres de la table précédente, avec la courbe de lumière. Celle-ci est tracée

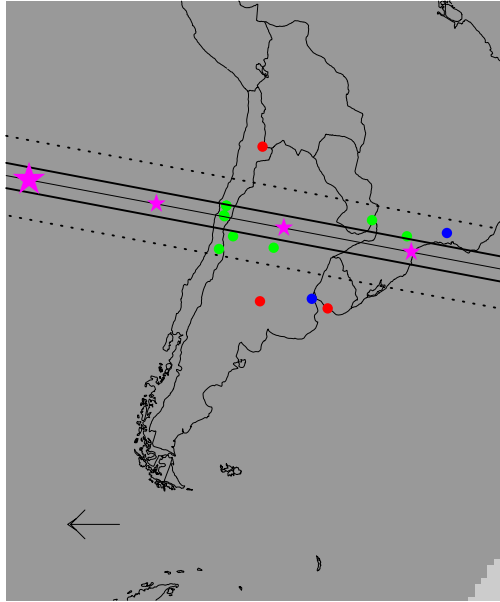
en noir, alors que le profil géométrique est en bleu, et le profil synthétique prenant en compte la diffraction, le diamètre stellaire non nul, le temps d'exposition et la réponse spectrale de la caméra, et ajusté sur chaque point de mesure est dessiné en rouge. Les points verts montrent le résidu de l'ajustement en chaque point. Les lignes pointillées montrent le niveau zéro, correspondant au flux résiduel de Chariklo et du ciel (sauf dans le cas de l'occultation du 9 avril, voir sous-section 4.6.1), et le niveau un, correspondant au flux normalisé de l'étoile et de Chariklo. La variation du  $\chi^2$  en fonction du temps d'immersion, d'émergence ou central en fonction des cas sera présentée à chaque fois. Dans le cas d'occultation par les anneaux, nous présenterons également les domaines de confiance dans le plan  $(E_p, p_N)$ . Sur ces graphes, les lignes continues indiquent le domaine de confiance à 68.3% ( $\chi_{min}^2 + 2.3$ ) et les lignes pointillées délimitent le domaine de confiance 99.73% ( $\chi_{min}^2 + 11.8$ ), car nous considérons deux paramètres à la fois (Press et al., 1992).

- la reconstruction de la géométrie de l'occultation déduite des temps de disparition de l'étoile *derrière les anneaux* rapportés dans la table précédente. Lorsque les anneaux n'ont pas été détectés, l'ajustement se fait sur le corps central, en supposant celui-ci sphérique avec un rayon de 124 km (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. 2014). On suppose alors que les anneaux sont concentriques et circulaires, donc que le centre de Chariklo coïncide avec celui des anneaux. Les axes sont en kilomètres, le Nord céleste local est vers le haut, l'Est céleste local vers la gauche. La position du centre des anneaux (croix bleue) correspond au décalage en ascension droite et en déclinaison entre la position de Chariklo prédite et observée, par rapport à la position de l'étoile (voir la première table de chaque section). Les traits rouges indiquent les erreurs à  $1\sigma$  sur les extrémités des cordes, déduites des erreurs sur les temps d'occultation. Les lignes pointillées montrent le trajet de l'étoile occultée projeté dans le plan du ciel vu depuis chaque station d'observation. Pour ces figures, on utilise la position du pôle et les rayons trouvés par Braga-Ribas et al. (2014) :  $r_{C1R} = 390.6$  km,  $r_{C2R} = 404.8$  km et  $r_{Ck} = 124$  km.
- une table contenant les paramètres de l'ellipse ajustée sur les extrémités des cordes (comme décrit dans la section 3.4). Le couple  $(f_c, g_c)$  correspondent à l'décalage en ascension droite et déclinaison entre la position observée et prédite de Chariklo (et indiqué par la croix bleue dans la figure précédente),  $B$  est l'élévation des anneaux, i.e. l'angle sous lequel est vu le plan des anneaux depuis la Terre.  $P$  est l'angle de position du demi-petit axe de l'ellipse apparente. Le nombre d'extrémités correspond au double du nombre de cordes obtenues (une corde = 2 extrémités).  $B$  et  $P$  sont déduits de la position du pôle de Braga-Ribas et al. (2014), en prenant en compte le changement de configuration Terre-Chariklo. Ainsi  $B$  et  $P$  sont des paramètres a priori connus du problème et seuls  $(f_c, g_c)$  sont ajustés de façon à minimiser la fonction  $\chi^2$ , et donc représenter au mieux les cordes obtenues (le demi grand axe de l'ellipse étant lui aussi fixé à la valeur donnée par Braga-Ribas et al. (2014)).

### 4.3 3 juin 2013

Cette occultation est celle au cours de laquelle les anneaux ont été découverts. C'est également l'occultation avec le plus de cordes sur le corps et les anneaux obtenue avant celle du 22 juin 2017 (Figure 4.5). La courbe obtenue au Danish Telescope qui a séparé C1R et C2R (sans les résoudre) est une de celle avec le meilleur S/B jamais obtenu. Je présente ici une prolongation des études menées par Braga-Ribas et al. (2014).

Les temps d'occultation sont donnés par Braga-Ribas et al. (2014) et ne sont pas recalculés ici. Les cartes de  $\chi^2(t_0)$  ne sont donc pas données dans cette section. En revanche une évaluation de la largeur équivalente  $E_p$  et de l'opacité normale à l'anneau  $p_N$  a été effectuée en complément de Braga-Ribas et al. (2014). Les graphes sont montrés dans les Figures 4.2, 4.3 et 4.4 et les valeurs obtenues dans les Tables 4.1 et 4.2.



Position de l'étoile	$\alpha = 16\text{h}56\text{m}06.4876\text{s}$ $\delta = -40^\circ 31' 30.205''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	12.070
Diamètre de l'étoile	0.121 km
Position de Chariklo prédite	à 06:25:30 UT $\alpha_{Ck} = 16\text{h}56\text{m}06.5314\text{s}$ $\delta_{Ck} = -40^\circ 31' 30.1997''$
Ephéméride utilisée	JPL 20
1''	9846 km

FIGURE 4.1 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 3 juin 2013

TABLE 4.1 – Temps d'occultation et paramètres physiques des de C1R et C2R séparément ajustés sur la courbe de lumière observée au Danish Telescope du 3 juin 2013

Station	$t_0$ UT	$v_\perp$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$W_r$ (km)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi^2_{min}$	# points
C1R imm	06:25:21.166±0.0007	20.345	36.113	341.76	6.16 ± 0.11	1.90 ± 0.022	0.308 ± 0.003	6.501	10
C1R eme	06:25:40.462±0.0012	22.031	36.504	124.38	7.14 ± 0.04	1.73 ± 0.023	0.24 ± 0.004	7.752	10
C2R imm	06:25:20.765±0.011	20.412	36.283	341.76	3.380 <sup>+1.424</sup> <sub>-1.797</sub>	0.168 ± 0.02	0.05 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.01</sub>	3.405	8
C2R eme	06:25:40.847±0.006	22.029	36.632	124.38	3.231 <sup>+0.899</sup> <sub>-1.124</sub>	0.228 ± 0.02	0.07 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.01</sub>	3.518	8

TABLE 4.2 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés entre eux ajustés sur les cordes du 3 juin 2013

Station	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
Foz do Iguacu imm	06:24:17.5±1.7	18.059	28.899	2.44	7.602 <sup>+2.198</sup> <sub>-5.195</sub>	7.602 <sup>+2.198</sup> <sub>-5.594</sub>	1.460	3
Foz do Iguacu eme	06:24:34.1±2.0	21.246	30.446	104.20	2.580 <sup>+3.712</sup> <sub>-1.713</sub>	3.806 <sup>+6.194</sup> <sub>-2.997</sub>	10 <sup>-6</sup>	3
Bosque Alegre 154cm eme	06:25:11.44±0.14	18.889	32.663	176.11	3.806 <sup>+1.199</sup> <sub>-2.198</sub>	3.806 <sup>+1.199</sup> <sub>-2.198</sub>	0.141	3
Ponta Grossa imm	06:23:58.6±2.5	19.781	34.398	348.04	9.600 <sup>+0.400</sup> <sub>-4.795</sub>	9.600 <sup>+0.400</sup> <sub>-6.593</sub>	4.369	3
Ponta Grossa eme	06:24:18.0±2.5	21.965	35.520	120.30	4.605 <sup>+3.596</sup> <sub>-3.340</sub>	4.605 ± 3.597	4.067	3
PROMPT imm	06:25:20.046±0.011	21.373	38.269	326.56	2.208 <sup>+3.196</sup> <sub>-0.200</sub>	2.208 <sup>+3.196</sup> <sub>-0.200</sub>	9.083	11
Santa Martina imm	06:25:21.03±0.29	17.556	18.537	264.53	2.208 <sup>+2.997</sup> <sub>-0.200</sub>	2.208 <sup>+2.997</sup> <sub>-0.200</sub>	5.603	5
Santa Martina eme	06:25:31.811±0.025	14.605	22.124	200.07	2.408 <sup>+5.394</sup> <sub>-0.200</sub>	2.408 <sup>+5.394</sup> <sub>-0.200</sub>	1.073	4
SOAR imm	06:25:18.8±1.3	21.444	38.320	325.16	2.208 <sup>+4.196</sup> <sub>-0.400</sub>	2.208 <sup>+4.196</sup> <sub>-0.599</sub>	2.884	3
SOAR eme	06:25:38.4±1.4	21.660	38.310	140.37	5.205 <sup>+0.799</sup> <sub>-3.596</sub>	5.205 <sup>+0.799</sup> <sub>-3.796</sub>	0.095	3
Bosque Alegre 0.275m imm	06:24:55.45±1.85	21.522	30.340	287.37	4.206 <sup>+3.297</sup> <sub>-2.597</sub>	4.206 <sup>+3.297</sup> <sub>-2.797</sub>	2.863	5
Bosque Alegre 0.275m eme	06:25:09.45±1.75	17.882	30.062	183.50	4.206 <sup>+3.396</sup> <sub>-2.597</sub>	4.206 <sup>+3.396</sup> <sub>-2.797</sub>	2.733	5
TRAPPIST imm	06:25:20.9±1.9	20.293	36.229	341.31	4.605 <sup>+3.796</sup> <sub>-2.198</sub>	4.605 <sup>+3.796</sup> <sub>-2.198</sub>	0.437	3

TABLE 4.3 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 3 juin 2013

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Danish imm	06:25:27.861±0.014	2.683	10
Danish eme	06:25:33.188±0.014	29.821	10
PROMPT imm	06:25:24.835±0.009	14.873	22
PROMPT eme	06:25:35.402±0.015	14.618	26
TRAPPIST imm	06:25:27.893±0.019	6.700	9
TRAPPIST eme	06:25:33.155±0.007	13.208	10
SOAR imm	06:25:24.34±0.59	1.438	3
SOAR eme	06:25:34.597±0.009	1.146	3

TABLE 4.4 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 3 juin 2013

$f_c$	$g_c$	$B$ (deg)	$P$ (deg)	nombre d’extrémités
-2734.7 km <sup>(a)</sup>	793.8 km <sup>(a)</sup>	33.77 <sup>(a)</sup>	-61.54 <sup>(a)</sup>	12
-277.7 mas	80.6 mas			

<sup>(a)</sup> Valeurs extraites de Braga-Ribas et al. (2014) et considérées comme des données a priori

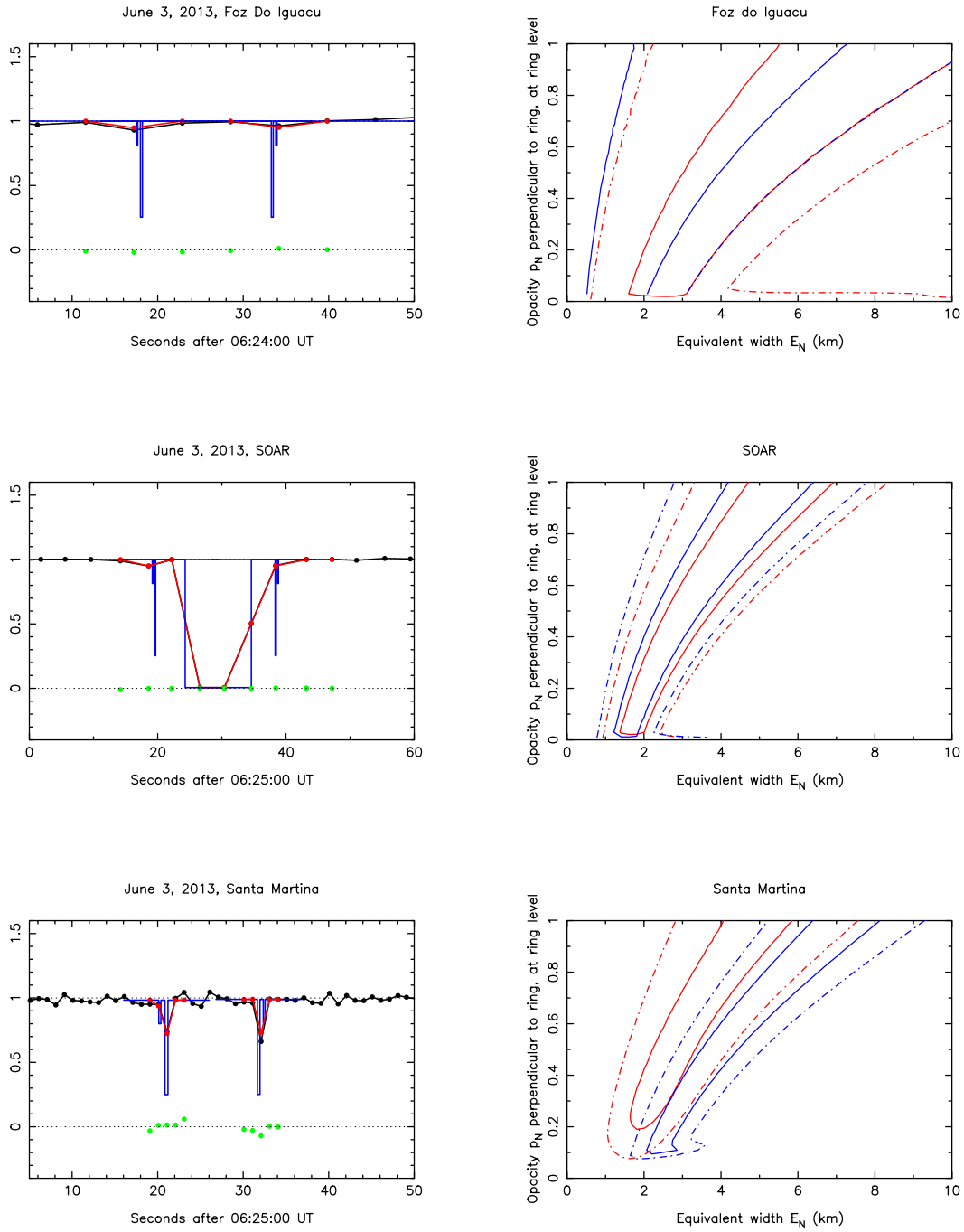


FIGURE 4.2 – Ajustement du meilleur modèle diffractant aux courbes de lumière du 3 juin 2013 et variation du  $\chi^2$  en fonction de  $E_p$  et  $p_N$ . Les courbes rouges (resp. bleues) montent les isovalues de la fonction  $\chi^2$  pour l’immersion (resp. l’émersion). Les lignes continues délimitent le domaine de confiance à 68.3% ( $\chi_{min}^2 + 2.3$ ) et les lignes pointillées entourent le domaine de confiance à 99.73% ( $\chi_{min}^2 + 11.8$ ), voir Press et al. (1992).

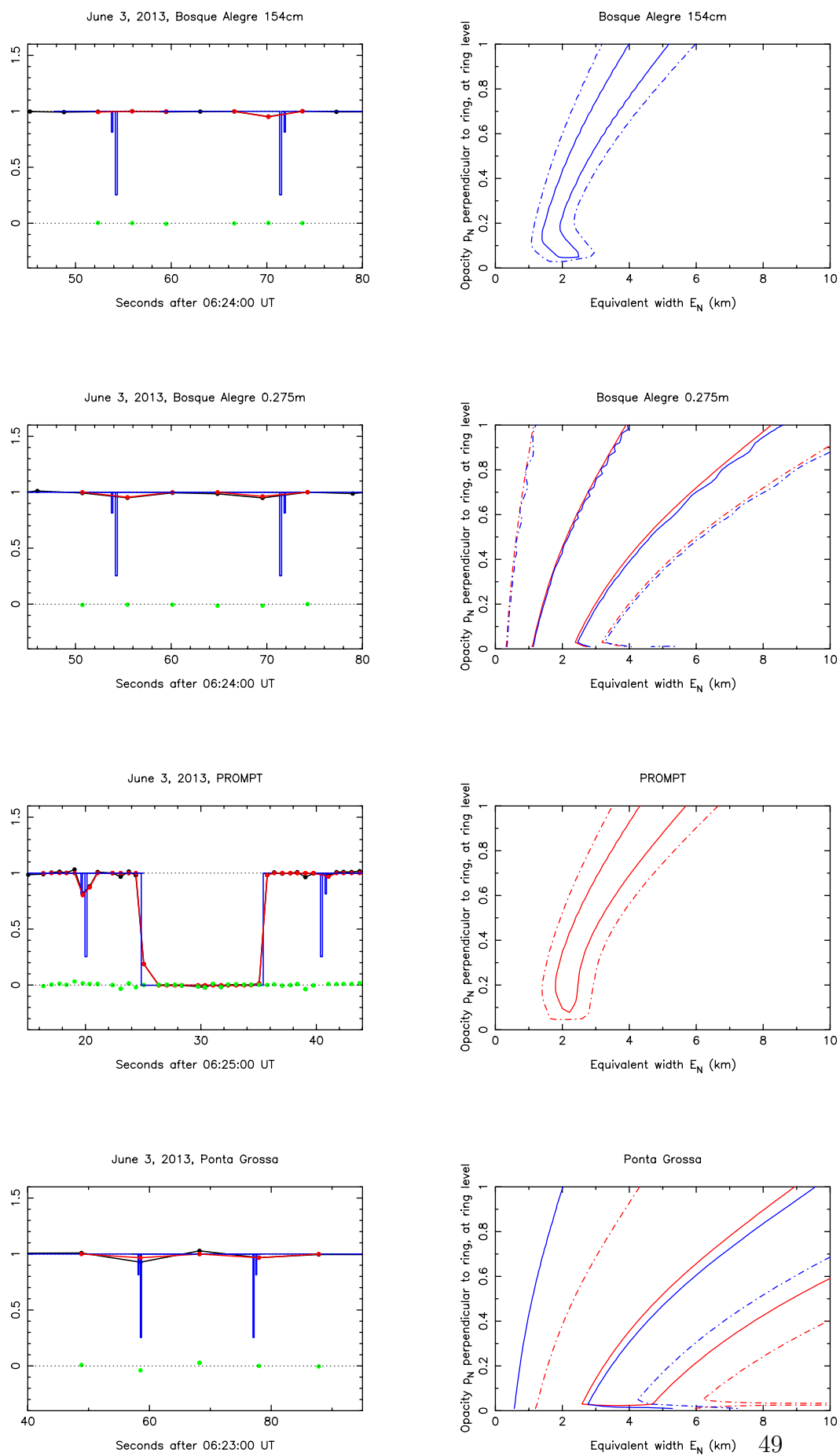


FIGURE 4.3 – Suite de la Figure 4.2

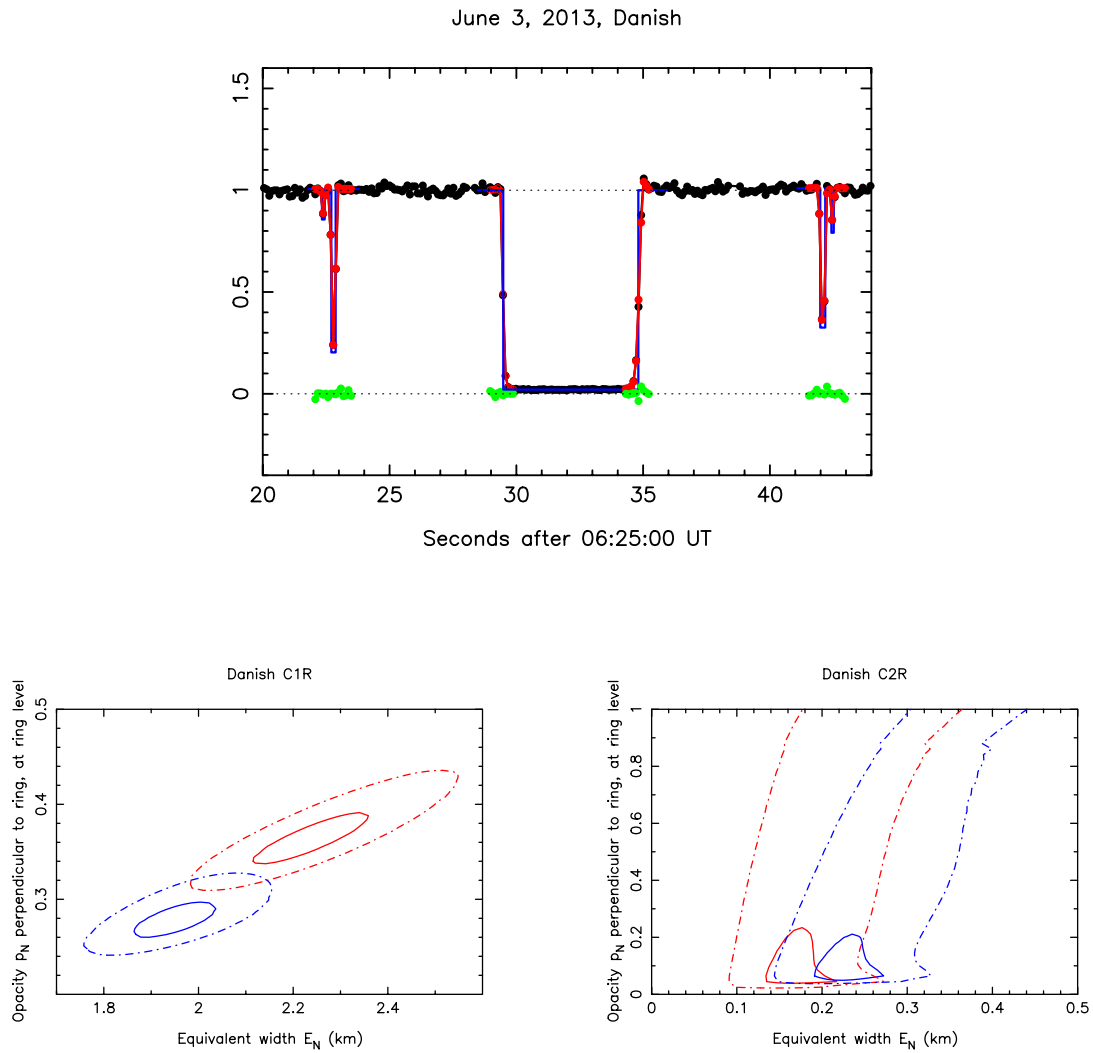


FIGURE 4.4 – Suite des Figures 4.2 et 4.3 pour la courbe de lumière obtenue au Danish Telescope. Les deux anneaux ont été détectés et traités séparément (C1R à gauche et C2R à droite)

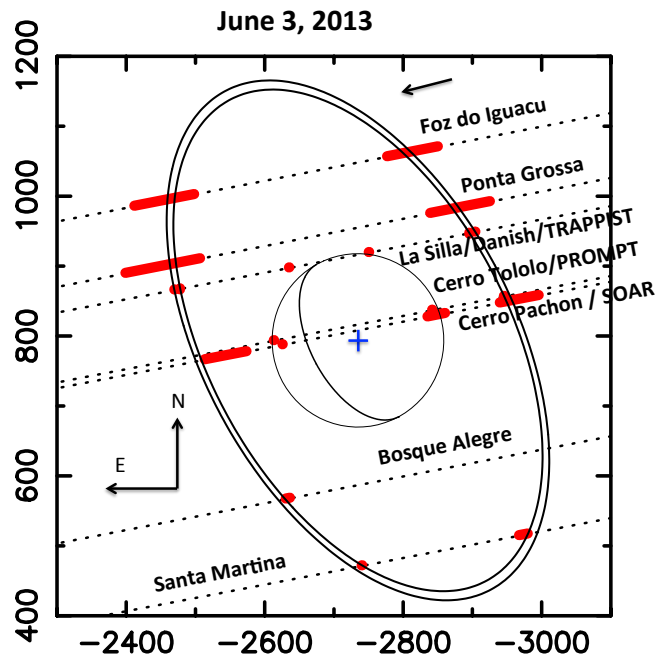


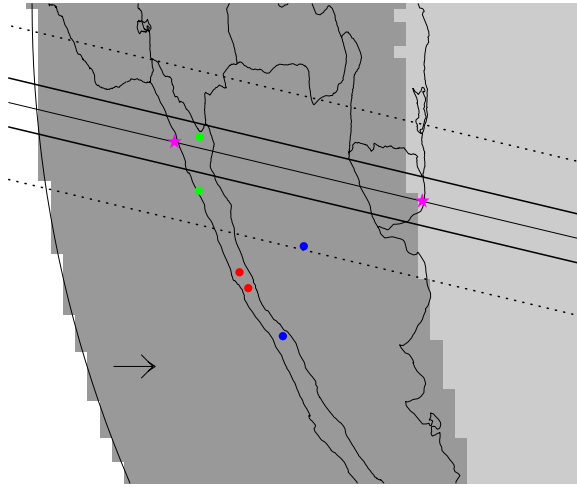
FIGURE 4.5 – Géométrie de l'occultation du 3 juin 2013

#### 4.4 16 février 2014

Cette occultation a été observée par deux stations au Chili (Figure 4.6). Le VLT a observé les anneaux qu'il a partiellement résolu (l'occultation a lieu sur plusieurs points de données), alors que San Pedro de Atacama a observé le corps central. Le grand temps de pose à cette station (10 s, voir Table 4.5) a empêché la détection des anneaux. Cette détection du corps central n'est pas résolue (détection sur un seul point de données) ce qui ne donne pas beaucoup de contraintes sur le corps central. Elle permet néanmoins de discriminer les deux géométries possibles (Figure 4.10).

Afin de tirer parti de la quasi résolution des anneaux au VLT, je crée un profil synthétique généré par deux anneaux simultanément afin d'expliquer l'unique chute de signal observée par C1R et C2R.





Position de l'étoile	$\alpha = 17^{\text{h}}35^{\text{m}}55.3333^{\text{s}}$ $\delta = -38^{\circ}05'17.184''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	16
Diamètre de l'étoile	0.265 km
Position de Chariklo prédite	à 07:45:35 UT $\alpha_{Ck} = 17^{\text{h}}35^{\text{m}}55.3135^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -38^{\circ}05'17.351''$
Ephéméride utilisée	JPL 21
1''	10 986 km

FIGURE 4.6 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 16 février 2014

TABLE 4.5 – Circonstances des observations de l'occultation du 16 février 2014

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Paranal Chili	24 37 31. S 70 24 07.95 W 2635.43	UT4 8.2m H-filter	HAWK-I 0.25	F. Selman, C. Herrera G. Carraro, S. Brillant C. Dumas, V.Ivanov	C1R et C2R partiellement résolus
San Pedro Atacama Chili	22 57 12.3 S 68 10 47.6 W 2397.	50 cm	10	A. Maury N. Morales	Corps principal
Cerro Tololo Chili	30 10 03.36 S 70 48 19.01 W 2207.	0.4m 4 telescopes	PROMPT 6.0/2.0	J. Pollock	Négatif
La Silla Chili	29 15 16.59 S 70 44 21.82 W 2315.	TRAPPIST 60 cm	FLI PL3041-BB 4.5	E. Jehin	Négatif
La Silla Chili	29 15 32.1 S 70 44 01.5 W 2375.	NTT 3.55m H-filter	SOFI 0.05	L. Monaco + visitor team	Négatif

Les stations de Santa Martina (Chili) et Bosque Alegre (Argentine)  
n'ont pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.

TABLE 4.6 – Paramètres des anneaux ajustés sur la corde du VLT du 16 février 2014

Corps ou anneaux	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$W_r$ (km)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
C1R imm	07:45:25.541 $^{+0.010}_{-0.004}$	19.532	28.794	183.37	5.316 $^{+0.868}_{-1.916}$	1.996 $^{+0.092}_{-0.031}$	0.375 $^{+0.125}_{-0.025}$	13.854	12
C1R eme	07:45:45.133 $^{+0.313}_{-0.332}$	21.293	29.602	300.99	4.833 $^{+1.667}_{-0.476}$	2.04 $^{+0.36}_{-0.14}$	0.443 $^{+0.078}_{-0.103}$	9.101	14
C2R imm	07:45:25.285 $^{+0.057}_{-0.033}$	19.532	28.794	183.37	5.053 $^{+1.000}_{-2.385}$	0.491 $^{+0.445}_{-0.227}$	0.091 $^{+0.495}_{-0.00}$	13.854	12
C2R eme	07:45:45.473 $^{+0.037}_{-0.053}$	21.293	29.602	300.99	3.333 $^{+1.667}_{-1.333}$	0.522 $^{+0.078}_{-0.050}$	0.119 $^{+0.609}_{-0.118}$	9.101	14

La détection du corps central à San Pedro de Atacama ne s’est faite que sur un seul point. Le corps n’est donc pas résolu et je ne peux pas étudier chaque bord de l’occultation séparément. Je traite donc cette occultation par le corps central comme une occultation par un anneau: au lieu de modéliser chaque bord, je modélise le corps par une bande semi-transparente dont je trouve le temps milieu  $t_0$ , la largeur  $W_r$  et l’opacité  $p$  (cf Table 4.7).

TABLE 4.7 – Paramètres du corps central ajustés sur la corde de San Pedro de Atacama du 16 février 2014

Station	$t_0$ UT	$v$ (km/s)	$W_r$ (km)	$p$	$\chi_{min}^2$	# points
San Pedro	07:45:29.3 $\pm$ 1.9	20	142 $^{+88.3}_{-5.2}$	0.98 $^{+0.02}_{-0.305}$	12.723	14

TABLE 4.8 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 16 février 2014

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-2886.1	1074.1	39.49	-63.61	2
-262.7	97.8			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

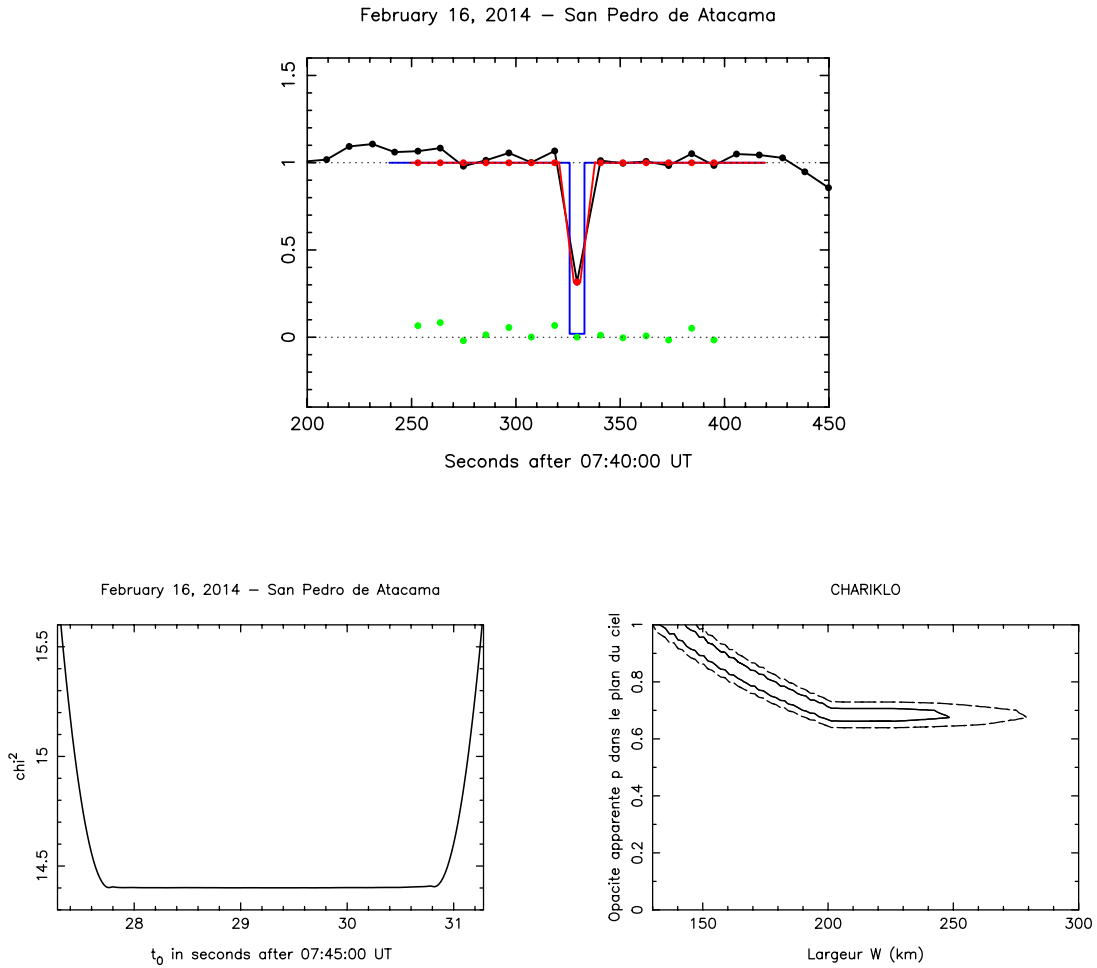


FIGURE 4.7 – Ajustement du meilleur modèle rectangulaire sur l’occultation par le corps central observée à San Pedro de Atacama le 16 février 2014. L’occultation ayant eu lieu sur un seul point de donnée (corps central non résolu), cette occultation a été traitée comme un anneau. Les deux graphes du panneau inférieur présentent la variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $W_r$  et  $p$ ).

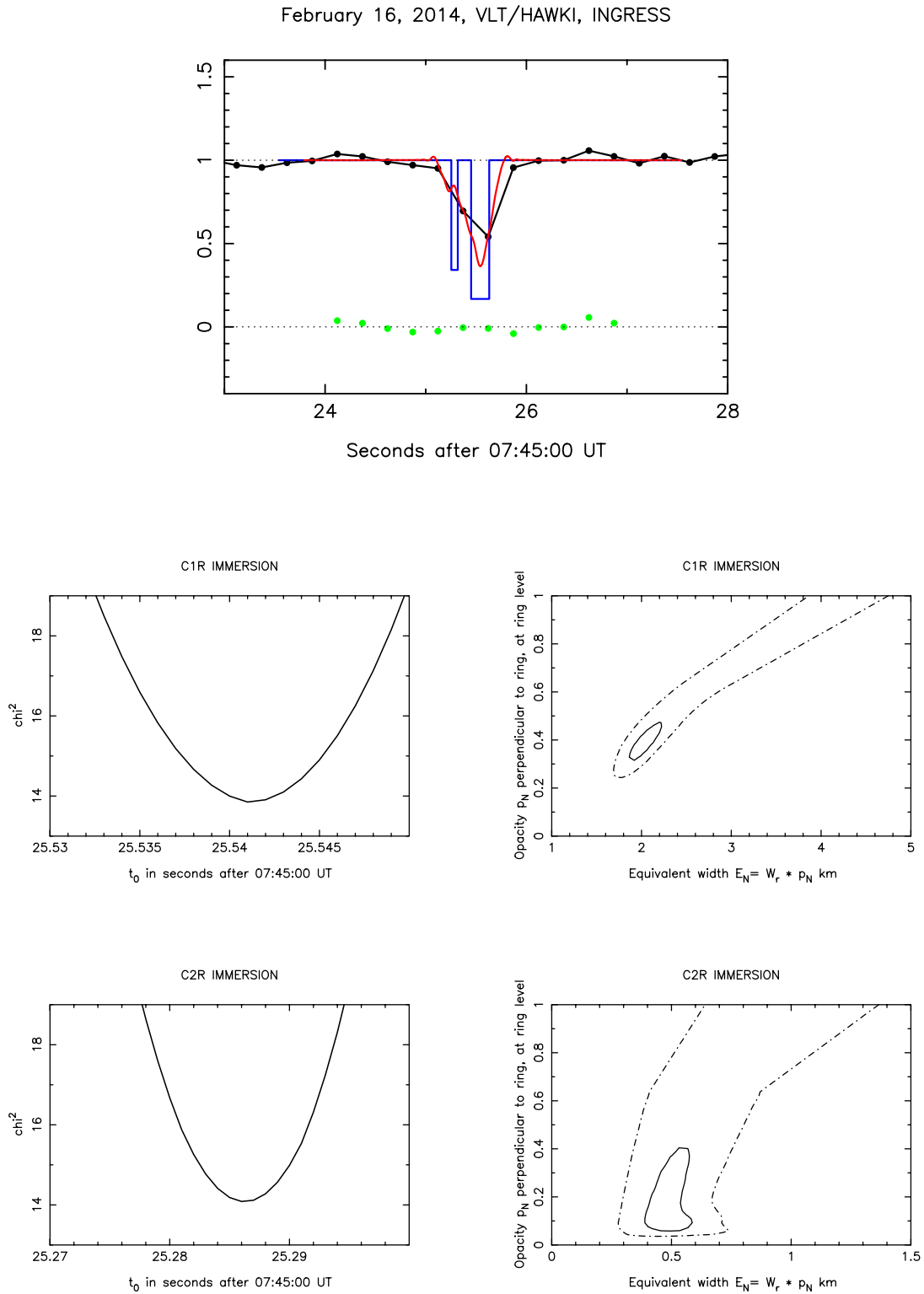


FIGURE 4.8 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion des deux anneaux séparés observée au VLT le 16 février 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

February 16, 2014, VLT/HAWKI, EGRESS

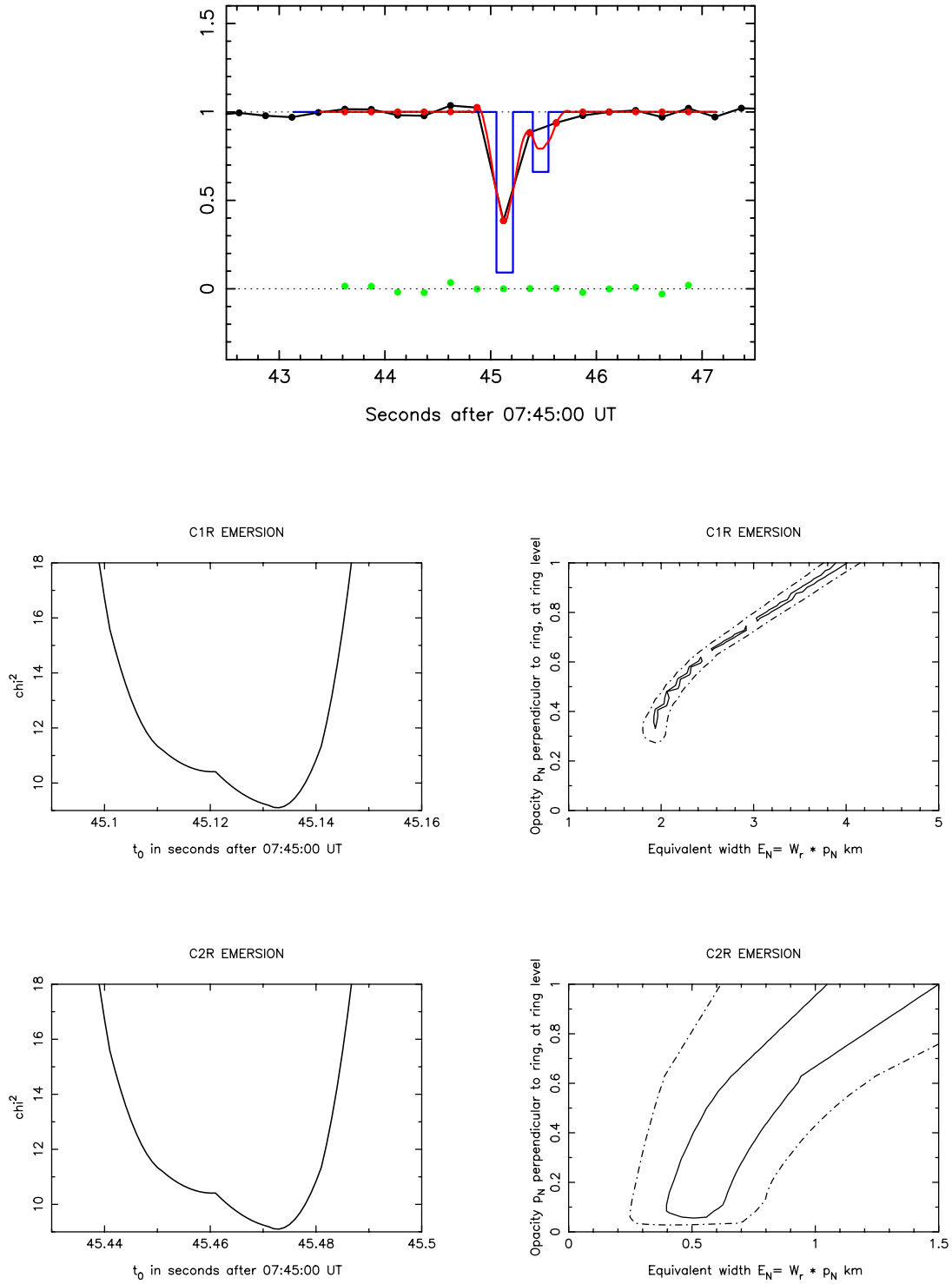


FIGURE 4.9 – Même figure que la Fig. 4.8 pour l'émerision

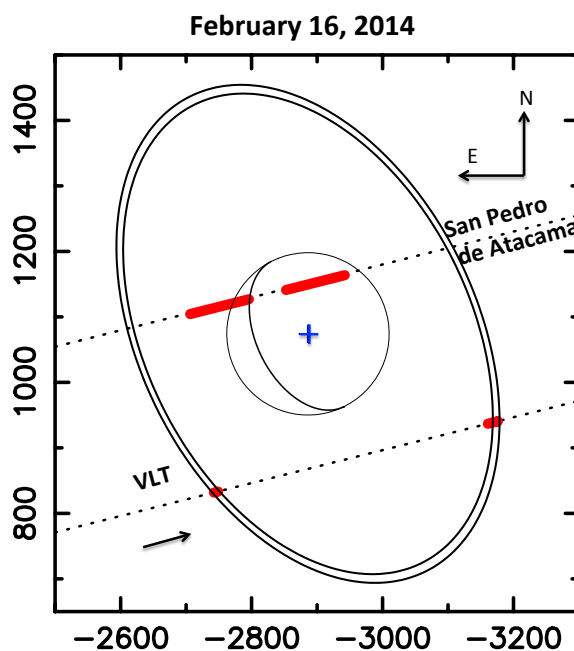


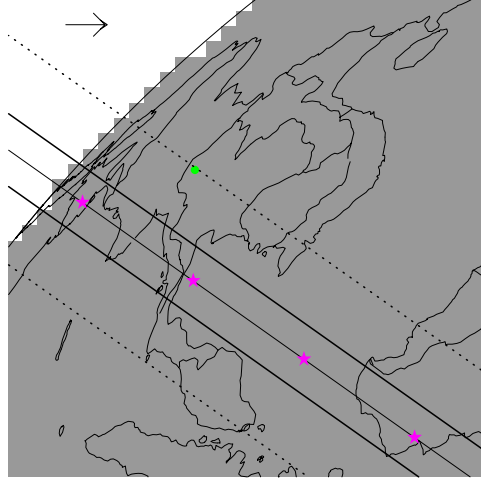
FIGURE 4.10 – Géométrie de l’occultation du 16 février 2014. La détection du corps central à San Pedro de Atacama n’a eu lieu que durant une exposition et n’est pas très contraignante. Elle n’est donc utilisée que pour choisir la bonne géométrie d’occultation.

## 4.5 16 mars 2014

Cette occultation n’a été observée que par une seule station en Thaïlande qui a détecté les anneaux (Figure 4.11). Il y a donc une incertitude sur la géométrie de l’occultation. Mais on remarque que la corde est assez proche de l’anse des anneaux (Figure 4.14). Si on considère la géométrie opposée, cela implique une différence de  $\sim 70$  mas entre les deux géométries. Or la prédiction que nous avons est très proche de la géométrie présentée Figure 4.14. Si on suppose que ce n’est pas la bonne géométrie, cela implique que notre prédiction était fautive à près de 70 mas ce qui est bien supérieur à nos estimations d’erreur ( $\sim 30$  mas). Nous choisissons donc la géométrie la plus proche de la prédiction soit celle présentée Figure 4.14

TABLE 4.9 – Circonstances des observations de l’occultation du 16 mars 2014

Site	Coordonnées	Télescope	Instrument	Observateurs	Résultats
	Altitude (m)		DIT		
Doi Inthanon	18 34 25.41 N	1.9m	ULTRASPEC	P. Irawati	Anneaux
Thailand	98 28 56.06 E		3.3	A. Richichi	non résolus
	2450.	filtre R			



Position de l'étoile	$\alpha = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}39.8690^{\text{s}}$ $\delta = -38^{\circ}25'46.887''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	15.45
Diamètre de l'étoile	0.121 km
Position de Chariklo prédite	à 20:31:45 UT $\alpha_{Ck} = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}39.8380^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -38^{\circ}25'46.468''$
Ephéméride utilisée	NIMA 4
1''	10 676 km

FIGURE 4.11 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 16 mars 2014

TABLE 4.10 – Temps d'occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés ajustés sur la corde observée à Doi Inthanon le 16 mars 2014

Corps ou anneaux	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
imm	20:31:37.640±1.33	-3.656	-3.821	95.06	1.856 <sup>+0.948</sup> <sub>-1.197</sub>	0.802 <sup>+0.198</sup> <sub>-0.742</sub>	6.194	9
eme	20:31:53.885±0.175	3.990	4.290	60.85	1.856 <sup>+0.150</sup> <sub>-0.801</sub>	0.119 <sup>+0.020</sup> <sub>-0.010</sub>	5.292	9

TABLE 4.11 – Paramètres de l'ellipse ajustée sur la corde du 16 mars 2014

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d'extrémités
-534.47 km	-513.71 km	40.48	-64.26	2
-50.1 mas	-48.1 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

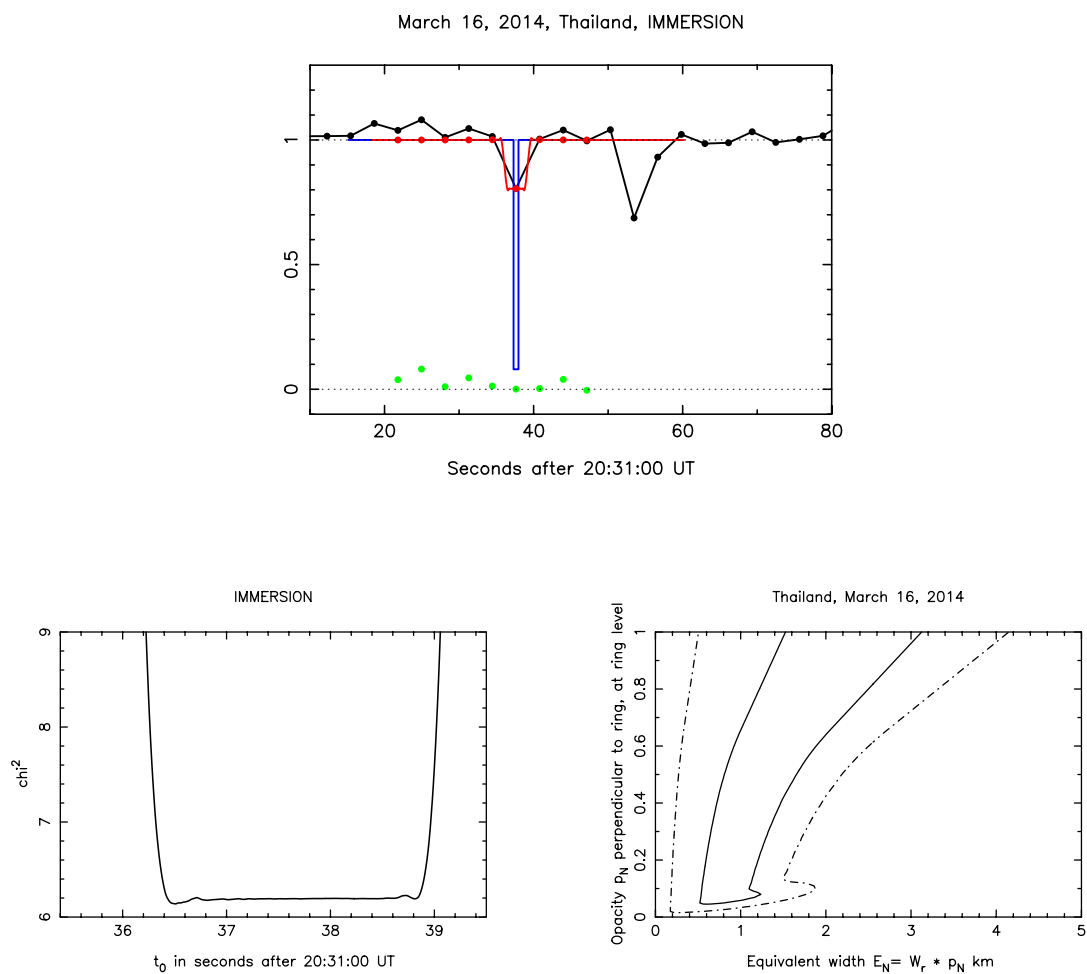


FIGURE 4.12 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion des anneaux non séparés observée en Thaïlande le 16 mars 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).



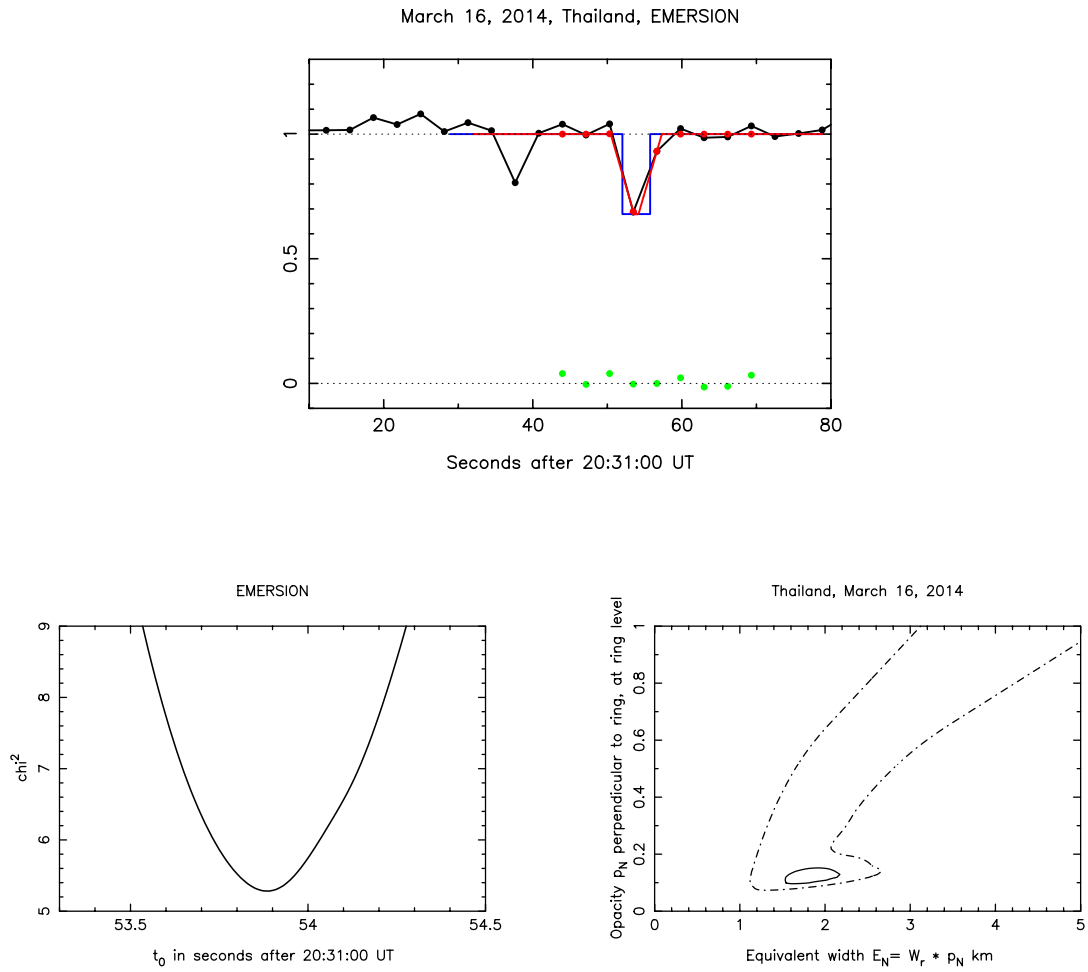


FIGURE 4.13 – Même figure que la Fig. 4.12 pour l'émerision.

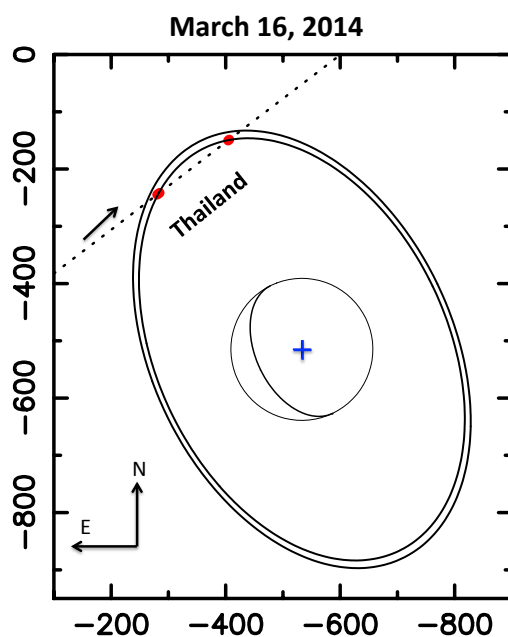


FIGURE 4.14 – Géométrie de l’occultation du 16 mars 2014. Avec une seule corde, deux géométries sont possibles (symétriques par rapport au corps central) mais l’occultation étant rasante, l’autre géométrie implique une erreur de plus de 80 mas sur notre prédiction, ce qui est peu probable. Nous choisissons donc la géométrie la plus proche de la prédiction.

## 4.6 29 avril 2014

### 4.6.1 Une étoile double occultée...

L’étoile occultée le 29 avril 2014 en Afrique du Sud s’est avérée être une étoile binaire. En effet deux séries d’évènements ont été observées. Dans la suite de ce manuscrit, nous appellerons l’étoile principale “A” et l’étoile secondaire plus faible “B”. L’étoile A a été occultée par C1R et C2R à Springbok (Afrique du Sud), mais a manqué le corps principal; et elle a été occultée par C2R uniquement de façon rasante à Gifberg (Afrique du Sud). L’étoile B a été occultée par le corps principal à Springbok, et par l’anneau principal C1R au South African Astronomical Observatory - SAAO - (Afrique du Sud). Pour cette dernière occultation, le signal de l’étoile B étant beaucoup plus faible que A, le rapport signal sur bruit atteint ne permet pas la détection des occultations par C1R à Springbok et C2R à SAAO. En effet, B étant environ 9 fois plus faible que A, et d’après la chute observée par l’occultation de A par C1R à Springbok, on s’attend à ce que C1R occulte B et entraîne une chute du flux lumineux de 8% environ à Springbok. Cette valeur est trop faible pour être détectée avec le S/B d’environ 7 obtenu à cette station. Le S/B obtenu à SAAO lors de l’occultation de l’étoile B est à peu près le même que celui obtenu à Springbok lors de l’occultation de A grâce au diamètre beaucoup plus important du télescope (1.9 m vs 30 cm).

Afin de calibrer les courbes de lumière obtenues, il est nécessaire de connaître le flux relatif de chaque étoile. Cela est possible grâce à la courbe de lumière obtenue à Springbok. En effet,, si on néglige le flux de Chariklo par rapport aux flux des deux

étoiles, lors de l’occultation de B par le corps principal, le flux résiduel est uniquement dû à A. On en déduit ainsi le rapport de flux entre les deux composantes:  $\Phi_A/\Phi_B$ . A partir de la magnitude absolue de Chariklo  $H_V = 7.0$  mesurée en 2014 (Duffard et al., 2014), et ses distances héliocentriques et géocentriques au moment de l’occultation de (respectivement) 14.8 ua et 14.1 ua, on obtient une magnitude apparente de  $\sim 18.6$  environ pour Chariklo. Or d’après le catalogue NOMAD<sup>1</sup>, la magnitude de l’étoile est  $V = 13.0$  ce qui la rend 174 fois plus brillante que Chariklo. Ainsi, Chariklo participe pour moins de 0.6% au flux total, ce qui est négligeable par rapport aux précisions atteintes dans nos courbes.

La baisse de flux observée lors de l’occultation de B par Chariklo nous donne la contribution de B au flux total,  $\Phi_B = 0.1036 \pm 0.0075$  (et donc  $\Phi_A = 1 - \Phi_B = 0.8964 \pm 0.0075$ ). Cela implique un rapport de flux entre les deux étoiles  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{TC247}} = 8.65 \pm 0.65$ , tel qu’il a été mesuré par le détecteur Texas Instrument TC247 utilisé à Springbok. On en déduit ainsi directement le flux de la composante A, qui nous servira de zéro pour calibrer les courbes de lumière de l’occultation de A.

Malheureusement, la même calibration n’est pas possible à SAAO, car aucune occultation par le corps principal n’a été observée empêchant ainsi d’accéder au flux d’une des deux étoiles. De plus, on ne peut pas utiliser le même ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{TC247}}$  car la caméra utilisée à SAAO (Andor iXon 888 CCD) a une réponse spectrale différente. Le ratio des deux étoiles va donc dépendre de la couleur des deux étoiles.

Finalement pour conclure, nous avons utilisé les magnitudes B, V, R, J, H, K, L et M de l’étoile (issues du catalogue NOMAD). En prenant en compte les effets de rougissement, nous avons généré un spectre synthétique global de l’étoile, en ajoutant les contributions des deux composantes, et en utilisant des températures effective  $T_{\text{eff}}$  différentes pour A et B. Les contributions relatives des deux étoiles ont été ajustées afin d’expliquer à la fois à la magnitude observée et au ratio de flux observé avec le capteur TC247. On peut alors, connaissant la réponse spectrale du capteur Andor, estimer le ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{Andor}}$  pour ce détecteur.

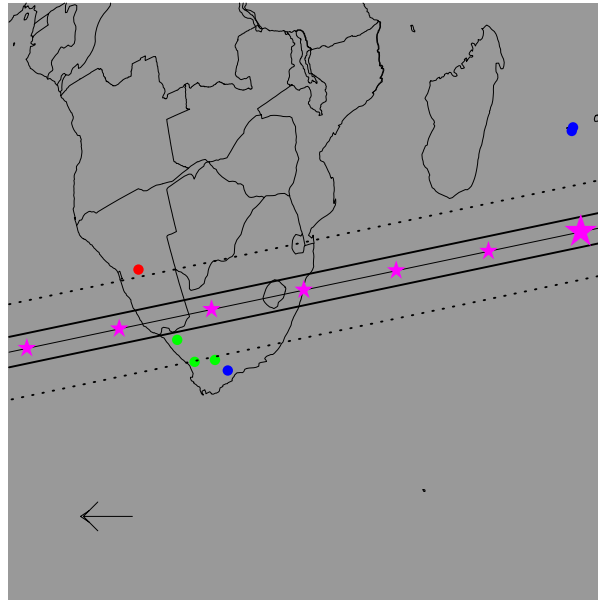
Or il existe un lien entre les températures effectives des deux étoiles,  $T_{\text{eff}}(A)$  et  $T_{\text{eff}}(B)$ : B ne peut pas être beaucoup plus froide que A, sinon son diamètre serait beaucoup plus grand et une forte signature spectrale apparaîtrait dans le proche infrarouge du spectre composite. On suppose donc une différence de température moyenne  $T_{\text{eff}}(A) - T_{\text{eff}}(B) \sim 1000$  K, et on suppose que les deux étoiles sont dans la séquence principale. Une bonne solution pour les magnitudes observées est donnée par  $T_{\text{eff}}(A) = 5000$  K and  $T_{\text{eff}}(B) = 4000$  K, conduisant à un ratio de  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{Andor}} = 7.66$ , et donc à une contribution au flux total de A  $\Phi_A = 0.885 \pm 0.025$ . Les erreurs sont ici estimées à partir des valeurs possibles des températures effectives  $T_{\text{eff}}(A)$  et  $T_{\text{eff}}(B)$ .

Finalement, en utilisant les résultats de Kervella et al. (2004), on peut estimer le diamètre apparent de chaque composante projeté à la distance de Chariklo:  $\theta_A = 0.199 \pm 0.015$  km et  $\theta_B = 0.092 \pm 0.015$  km.

La reconstruction des géométries des deux occultations nous permet d’estimer une distance entre les deux étoiles de 20.6 mas avec un angle de position les séparant de  $P = 209.8^\circ$ ,  $P$  est ici compté positivement du Nord vers l’Est céleste.

1. See <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

## 4.6.2 Résultats



Position de l'étoile	$\alpha_A = 17^{\text{h}}39^{\text{m}}02.1336^{\text{s}}$ $\delta_A = -38^{\circ}52'48.801''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	12.72
Diamètre de l'étoile	0.199 km
Position de Chariklo prédite	à 23:14:12 UT $\alpha_{Ck} = 17^{\text{h}}39^{\text{m}}02.1296^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -38^{\circ}52'48.807''$
Ephéméride utilisée	JPL 21
1''	10 222 km

FIGURE 4.15 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 29 avril 2014 par l'étoile principale

TABLE 4.12 – Circonstances des observations de l’occultation du 29 avril 2014

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Sutherland	32 22 46.0 S	1.9m	SHOC	H. Breytenbach	C1R et C2R résolus
South Africa	20 48 38.5 E 1760.		0.0334	A. Sickafoose	Corps central
Gifberg	31 48 34.6 S	30 cm	Raptor Merlin 127	J.-L. Dauvergne	C2R rasant
South Africa	18 47 0.978 E 338		0.047	P. Schoenau	
Springbok	29 39 40.2 S	30 cm	Raptor Merlin 127	F. Colas	C1R et C2R
South Africa	17 52 58.8 W 900.		0.06	C. de Witt	résolus
Hakos	23 14 50.4 S	50 cm AK3	Raptor Merlin 127	K.-L. Bath	Négatif
Namibie	16 21 41.5 E 1825.		0.075		
Hakos	23 14 50.4 S	50 cm RC50	i-Nova	R. Prager	Négatif
Namibie	16 21 41.5 E 1825.		1.		
Windhoek	22 41 54.5 S	35 cm	Raptor Merlin 127	W. Beisker	Négatif
Namibie	17 06 32.0 E 1920.		0.1		

Les stations de Rodrigues, Sainte Marie, Les Makes (La Réunion); Calitzdorp et LCOGT (Afrique du Sud) n’ont pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.

TABLE 4.13 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux et du corps central ajustés sur les cordes du 29 avril 2014

Station	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$W_r$ (km)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi^2_{min}$	# points
C1R									
Springbok imm	23:14:25.884±0.007	13.432	16.493	287.42	5.575 ± 0.398	1.80 <sup>+0.122</sup> <sub>-0.143</sub>	0.313 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.027</sub>	33.098	33
Springbok eme	23:15:04.362±0.006	10.720	16.655	157.83	6.75 <sup>+0.48</sup> <sub>-0.21</sub>	2.595 <sup>+0.148</sup> <sub>-0.166</sub>	0.33 <sup>+0.017</sup> <sub>-0.033</sub>	37.883	33
SAAO imm	23:13:56.191±0.007	12.756	13.895	273.09	5.68 ± 0.2	1.88 <sup>+0.22</sup> <sub>-0.12</sub>	0.32 <sup>+0.037</sup> <sub>-0.021</sub>	51.927	50
SAAO eme	23:14:28.964±0.008	9.260	14.249	172.60	6.625 ± 0.2	1.695 <sup>+0.175</sup> <sub>-0.115</sub>	0.241 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.022</sub>	50.909	50
C2R									
Springbok imm	23:14:24.990±0.020	13.430	16.460	287.26	0.34 <sup>+1.37</sup> <sub>-0.24</sub>	0.125 <sup>+0.076</sup> <sub>-0.064</sub>	0.368 <sup>+0.632</sup> <sub>-0.288</sub>	8.923	14
Springbok eme	23:15:5.324±0.019	10.722	16.620	158.33	0.6 <sup>+1.7</sup> <sub>-0.1</sub>	0.253 <sup>+0.079</sup> <sub>-0.069</sub>	0.582 <sup>+0.32</sup> <sub>-0.45</sub>	7.04	12
Gifberg imm	23:14:30.109 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.008</sub>	(a)	(a)	227.190	0.522 <sup>+0.227</sup> <sub>-0.399</sub>	0.090 <sup>+0.039</sup> <sub>-0.000</sub>	0.186 <sup>+0.814</sup> <sub>-0.043</sub>	3.009	12
Gifberg eme	23:14:33.750±0.008	(a)	(a)	217.761	0.181 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.091</sub>	0.129 <sup>+0.000</sup> <sub>-0.039</sub>	0.814 <sup>+0.186</sup> <sub>-0.671</sub>	3.987	11

<sup>(a)</sup> L’occultation par C2R était rasante. La vitesse relative de Chariklo projetée dans le plan du ciel ou dans le plan des anneaux varie donc suffisamment entre l’immersion et l’émersion pour que ce ne soit pas pertinent de les donner dans cette table (voir texte)

April 29, 2014, Springbok, C1R + C2R INGRESS

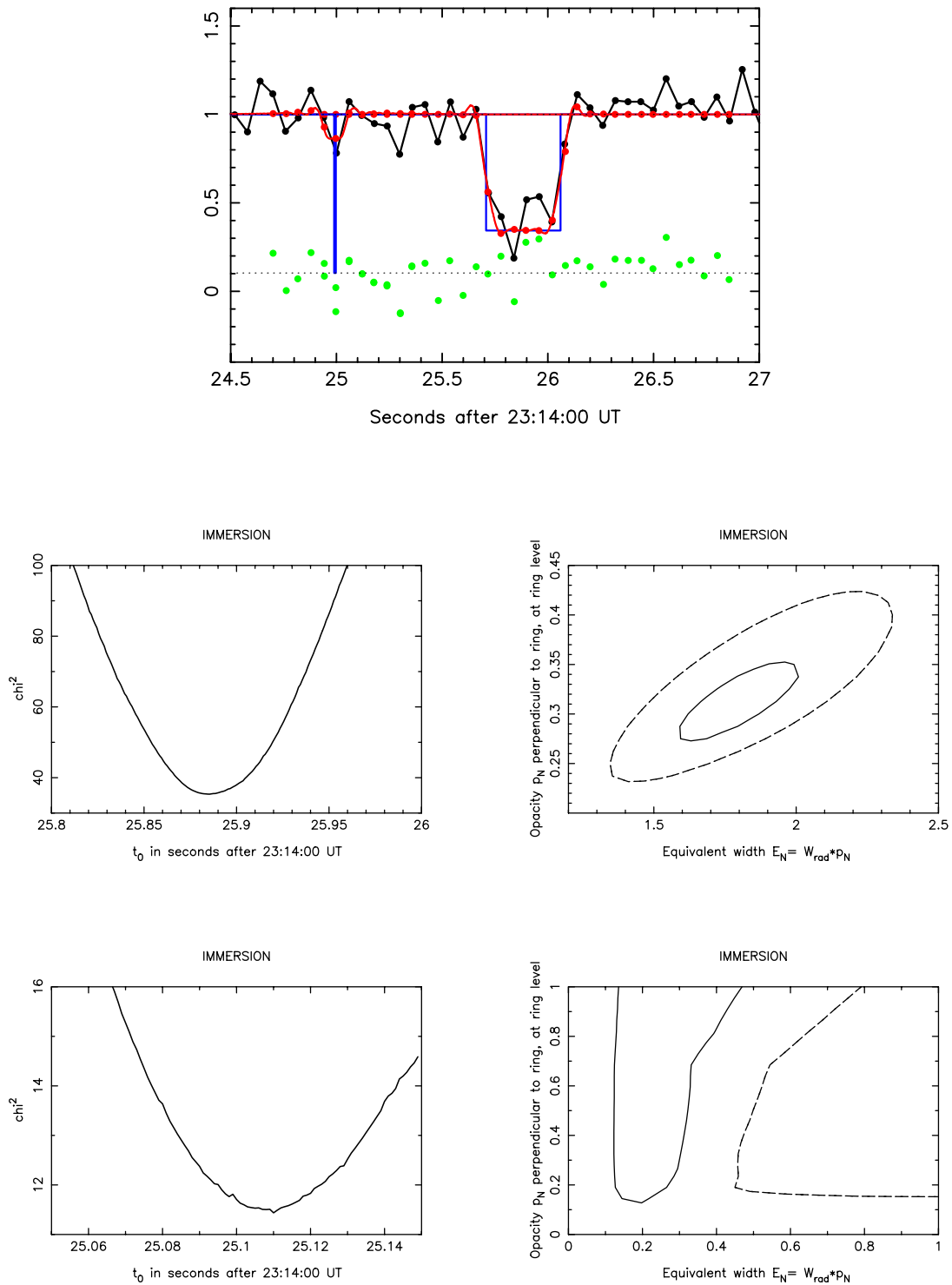


FIGURE 4.16 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur les profils d’immersion de C1R et C2R séparément, obtenues à Springbok le 29 avril 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ) pour C1R (ligne du milieu) et C2R (ligne du bas).

April 29, 2014, Springbok, C1R + C2R EGRESS

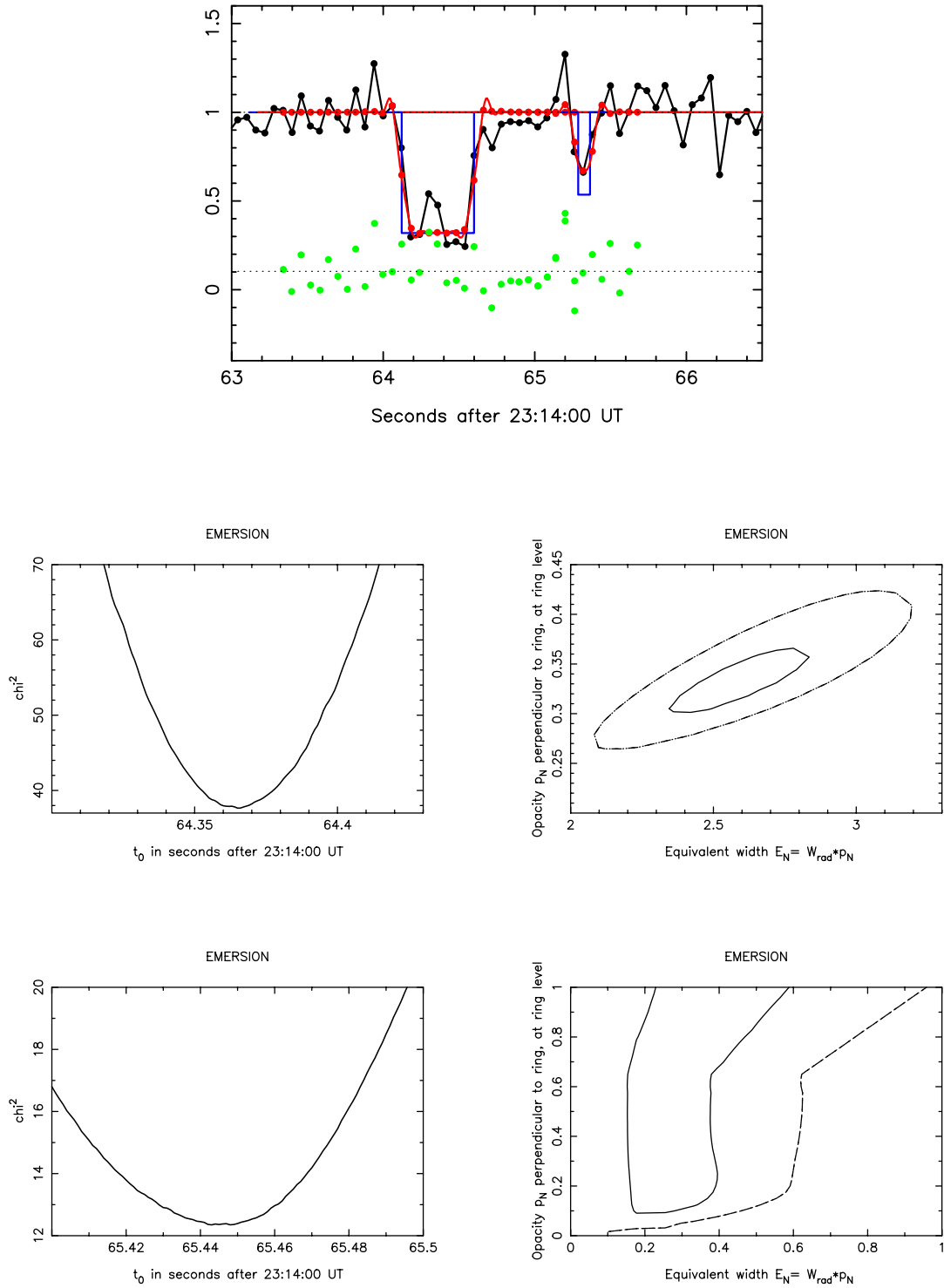


FIGURE 4.17 – Môme figure que la Fig. 4.16 pour l'émersion de C1R et C2R.

TABLE 4.14 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur l’occultation de l’étoile B observée à Springbok le 29 avril 2014

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Springbok imm	$23:14:30.02 \pm 0.75$	526.758	550
Springbok eme	$23:14:48.03 \pm 0.75$	526.758	550

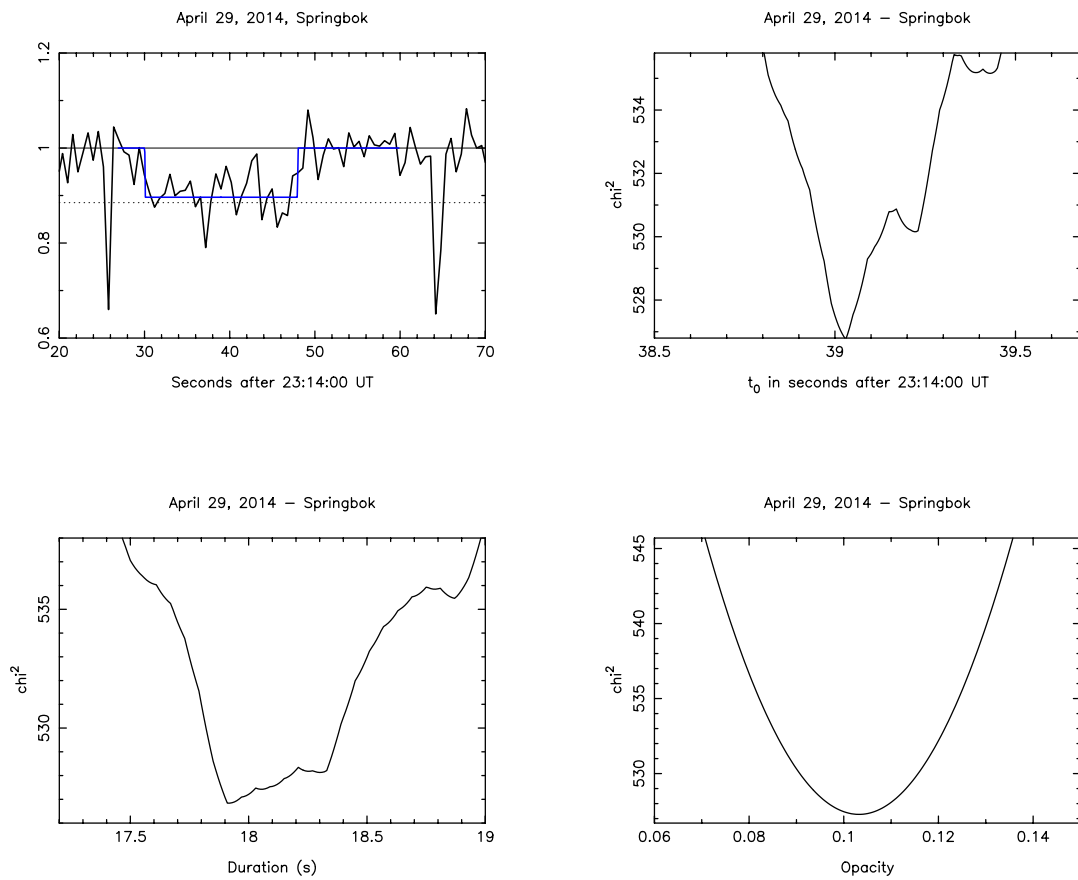


FIGURE 4.18 – Ajustement par un profil rectangulaire (ligne bleue sur la figure en haut à gauche) de l’occultation par le corps central enregistrée à Springbok le 29 avril 2014. Sur la figure en haut à gauche, les deux évènements brefs et profonds de part et d’autre de l’occultation correspondent à l’occultation de l’étoile A par les anneaux. La ligne pointillée indique le niveau du flux de l’étoile A. Les trois autres figures présentent la variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre:  $t_0$  le temps milieu d’occultation,  $\Delta t$  la durée de l’occultation,  $p_{app}$  l’opacité apparente.



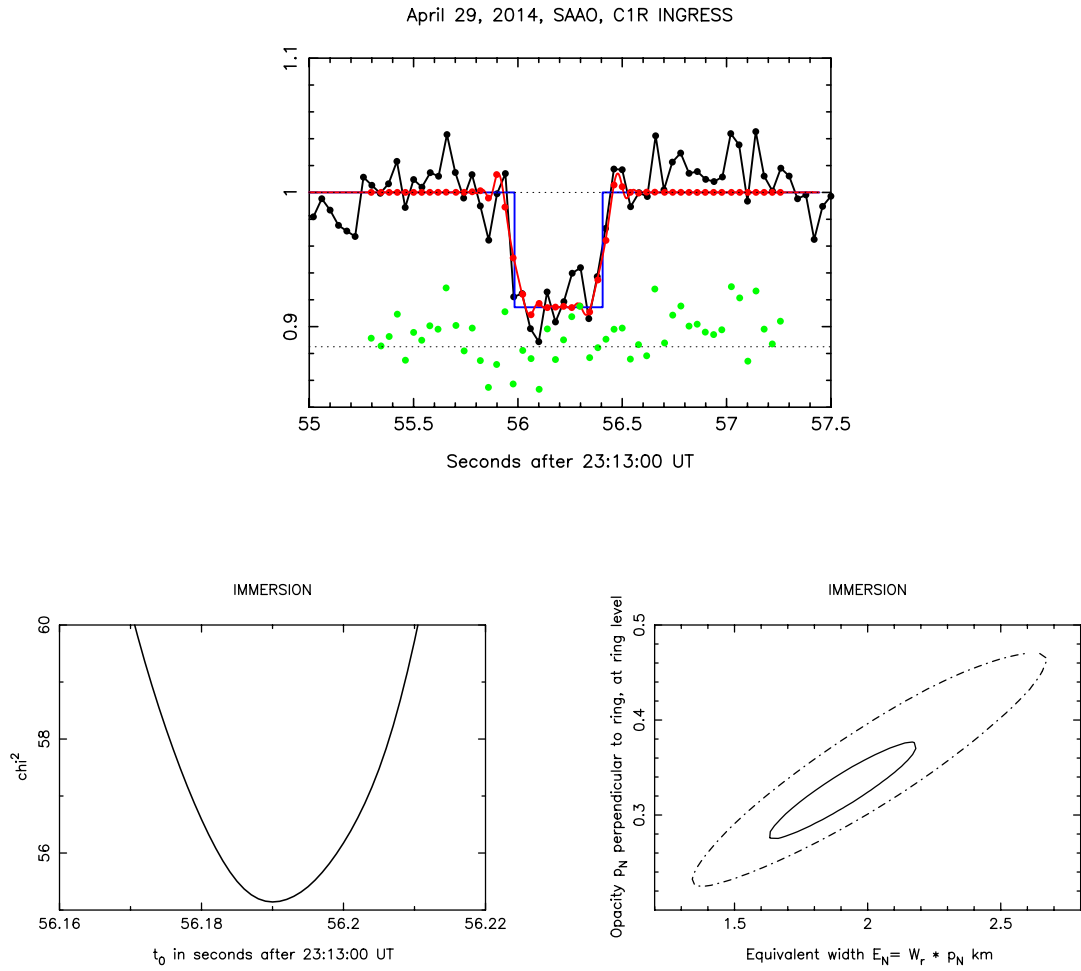


FIGURE 4.19 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de l’étoile B par C1R observée à SAAO le 29 avril 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

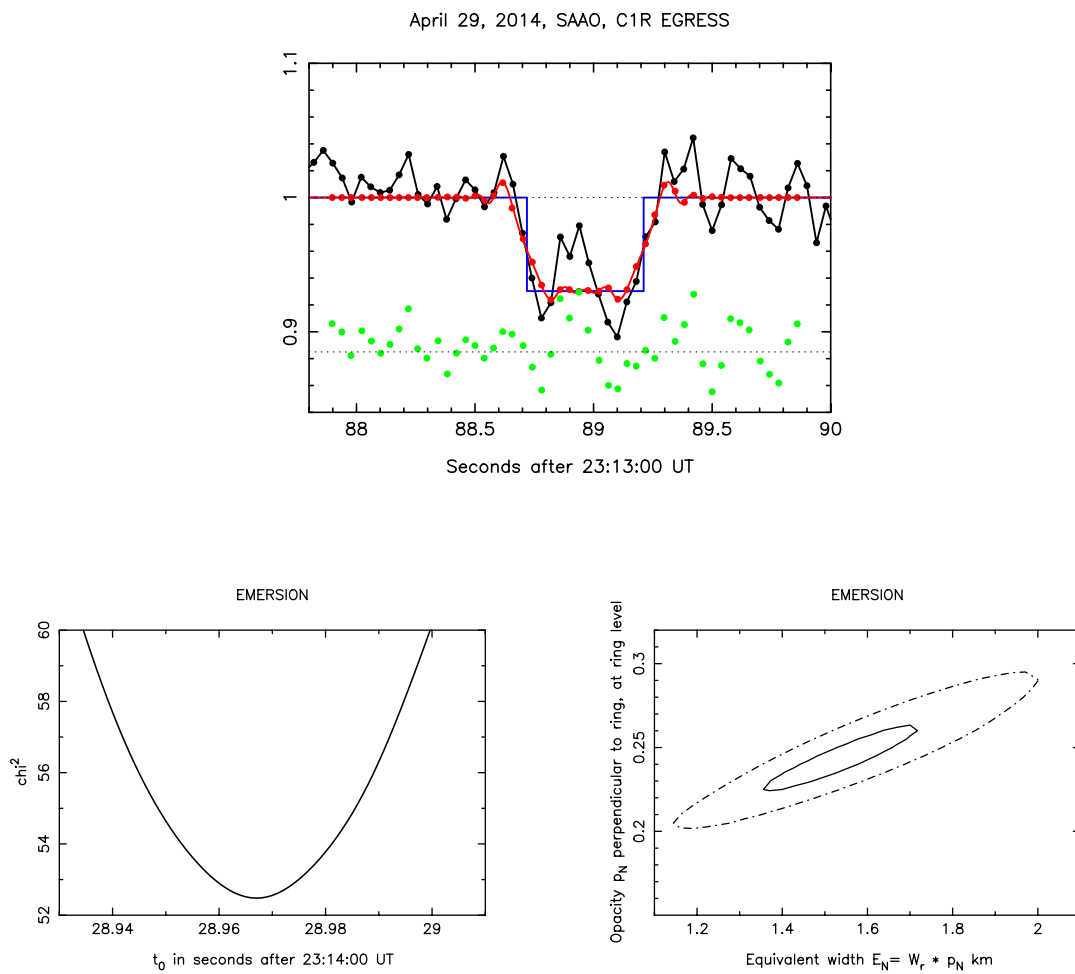


FIGURE 4.20 – Même figure que la Fig. 4.19 pour l'émerision de C1R.

L’occultation rasante par C2R observée à Gifberg le 29 avril 2014 (Figure 4.23) nécessite une étude plus spécifique que les autres. En effet, dans cette configuration, la vitesse radiale de l’étoile par rapport aux anneaux change de façon significative au cours de l’occultation. Dans le traitement “classique” de nos profils, la vitesse est supposée constante au cours de l’occultation. A Gifberg cette hypothèse reviendrait à mal estimer la largeur réelle de l’anneau. Afin de prendre en compte la particularité de cette occultation, on convertit la courbe de lumière, initialement sous la forme (temps, flux), en un profil ( $\Delta r$ , flux) où  $\Delta r$  est la distance radiale par rapport au point de plus courte approche du centre de Chariklo dans le plan des anneaux. En ce point  $\Delta r = \Delta r_0$ . On peut alors construire le profil synthétique comme expliqué dans la section 3.2, mais cette fois le flux sera donné en fonction de  $\Delta r$  au lieu du temps. Les profils synthétiques s’ajustant au mieux à l’immersion et l’émersion sont donnés dans les Figures 4.21 et 4.22.

TABLE 4.15 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes de l’occultation de l’étoile A du 29 avril 2014

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-2667.75	+519.25	40.39	-64.47	4
-261.0	50.8			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

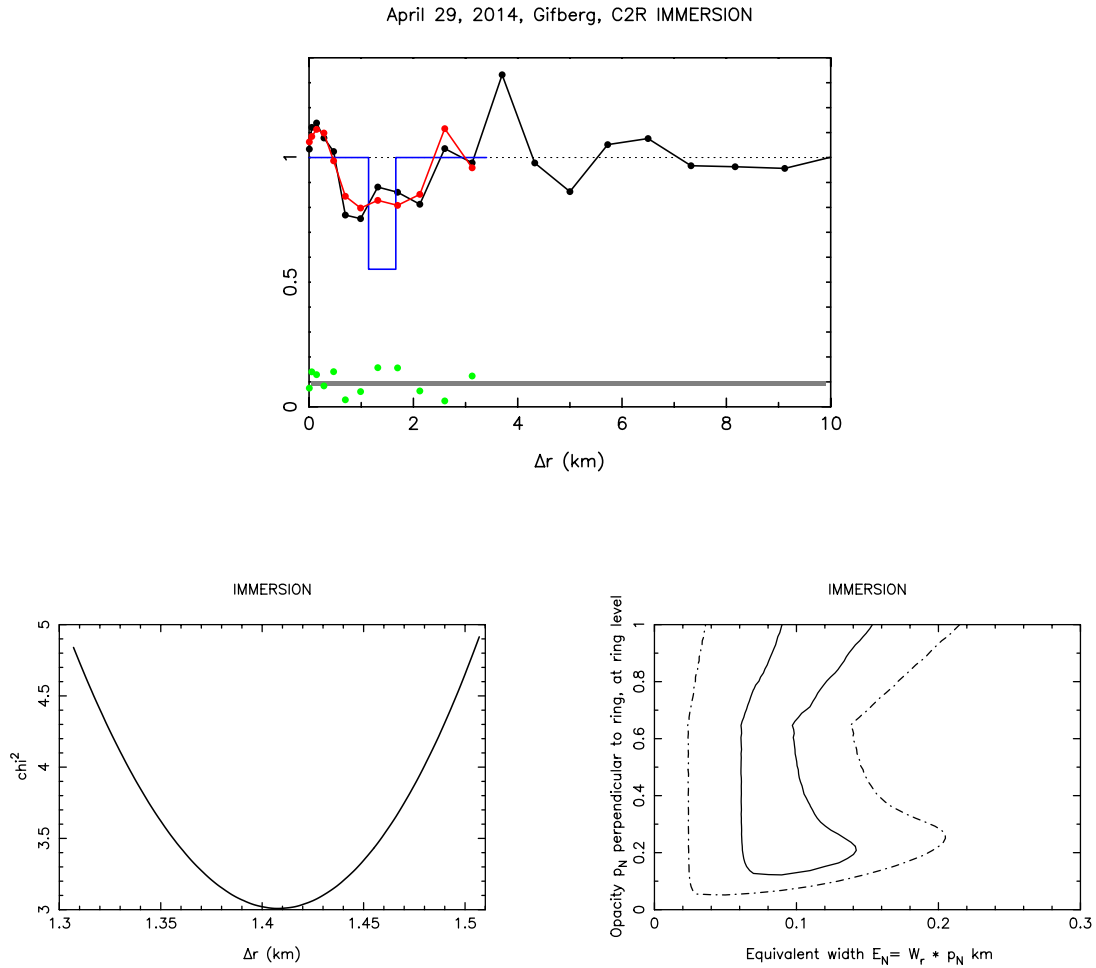


FIGURE 4.21 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion par C2R de l’étoile B observée à Gifberg, le 29 avril 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre. Notons que l’axe des courbes de lumière sont données en fonction de  $\Delta r$  (distance radiale par rapport au point de plus courte approche du centre de Chariklo dans le plan des anneaux) au lieu du temps (comme pour les autres occultations). Cela est dû au fait que l’occultation est rasante pour cette station. Les vitesses ne peuvent donc plus être considérées comme constantes au cours de l’occultation. On transforme donc le temps en  $\Delta r$  en prenant en compte les variations de vitesse pour chaque intervalle de temps.

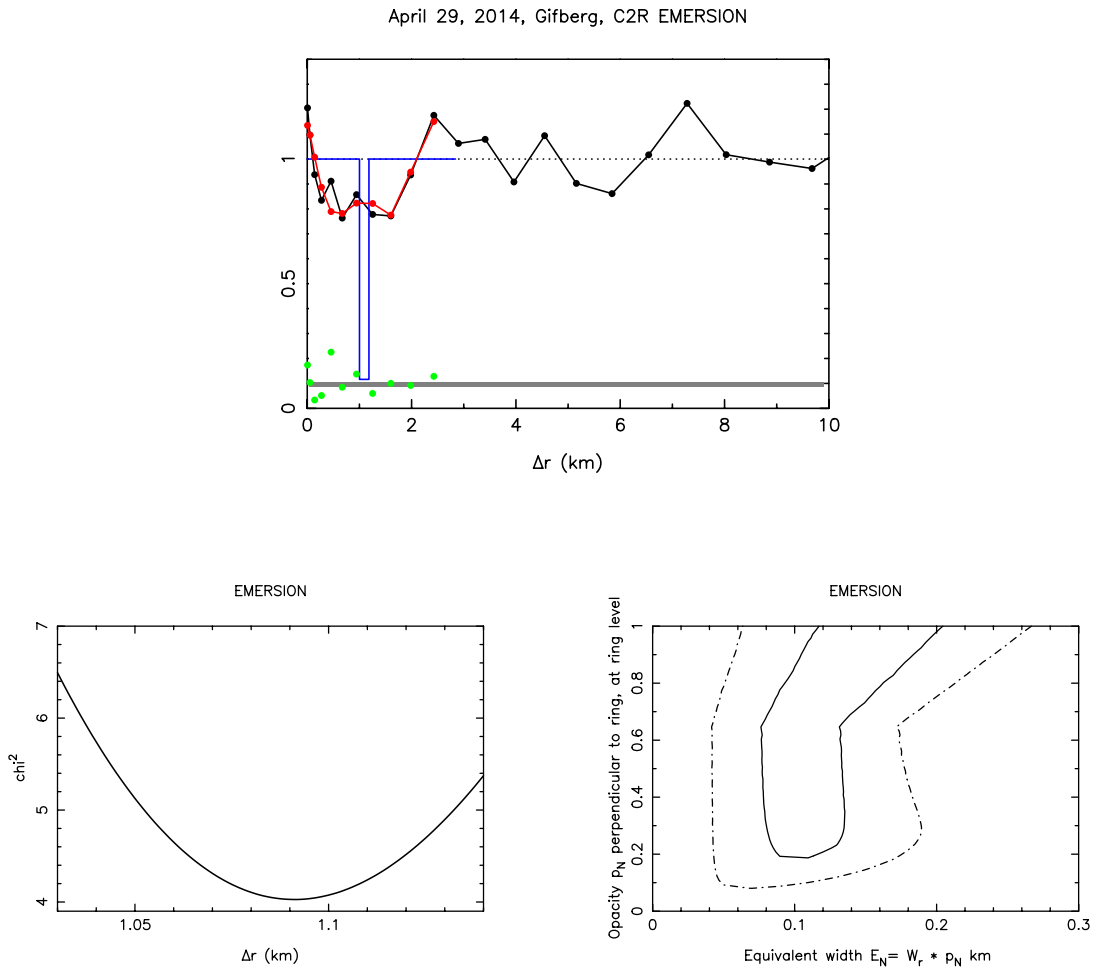


FIGURE 4.22 – Même figure que la Fig. 4.21 pour l'émerison de C2R observée à Gifberg

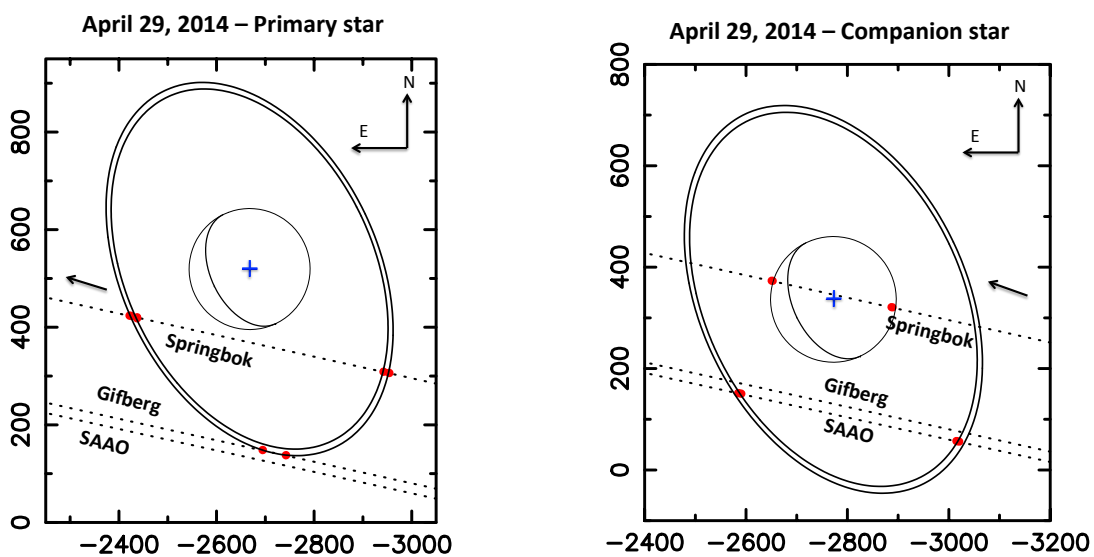
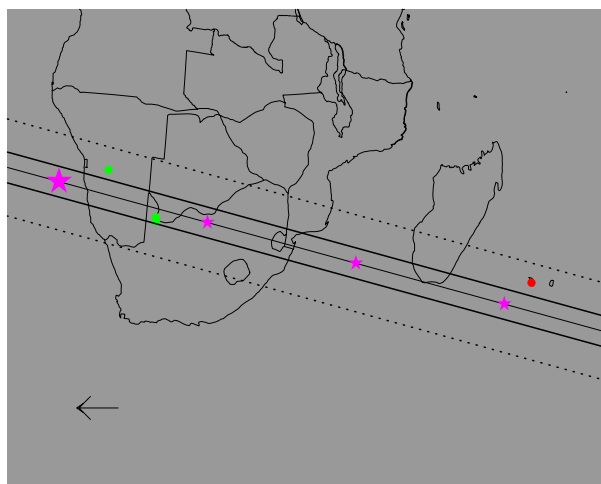


FIGURE 4.23 – Géométrie des deux occultations du 29 avril 2014 (par l'étoile principale à gauche et par l'étoile secondaire à droite)

## 4.7 28 juin 2014

Cette occultation a été observée par 3 stations. Deux d'entre elles ont attrapé uniquement le corps central (les anneaux étant perdus dans le bruit) et la dernière n'a eu que les anneaux. C'est une de nos rares occultations multi-cordes sur le corps central.



Position de l'étoile	$\alpha = 17^{\text{h}}24^{\text{m}}50.3821^{\text{s}}$ $\delta = -38^{\circ}41'05.609''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	13.65
Diamètre de l'étoile	0.167 km
Position de Chariklo prédite	à 22:24:35 UT $\alpha_{Ck} = 17^{\text{h}}24^{\text{m}}50.3930^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -38^{\circ}41'05.608''$
Ephéméride utilisée	JPL 22
1''	10 060 km

FIGURE 4.24 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 28 juin 2014

TABLE 4.16 – Circonstances des observations de l’occultation du 28 juin 2014

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Hakos Namibie	23 14 11 S 16 21 41.5 E 1825	50 cm AK3	Raptor Merlin 127 0.2	K.-L. Bath	Anneaux non résolus
Kalahari South Africa	26 46 26.91 S 20 37 54.258 E 861.	Meade 12"	Raptor Merlin 127 0.4	L. Maquet	Corps central
Twee Rivieren South Africa	26 28 14.106 S 20 36 41.694 E 883.	Meade 12"	Raptor Merlin 127 0.4	J.-L. Dauvergne	Corps central
Les Makes La Réunion	21 11 57.4 S 55 24 34.5 E 972.	60 cm	Watec 910HX 0.4	A. Peyrot J.-P. Teng	Négatif

TABLE 4.17 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux ajustés sur la corde obtenue à Hakos le 28 juin 2014

	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
imm	22:24:25.796±0.041	19.127	28.619	5.064	1.472 <sup>+0.455</sup> <sub>-0.517</sub>	0.149 <sup>+0.079</sup> <sub>-0.040</sub>	13.426	20
eme	22:24:44.218±0.035	20.971	29.744	117.061	1.983 <sup>+0.598</sup> <sub>-0.508</sub>	0.137 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.051</sub>	12.426	20

TABLE 4.18 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 28 juin 2014

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Kalahari imm	22:24:07.383±0.126	24.157	28
Kalahari eme	22:24:14.854±0.096	27.220	27
Twee Rivieren imm	22:24:07.689±0.093	42.912	40
Twee Rivieren eme	22:24:16.681±0.105	32.241	35

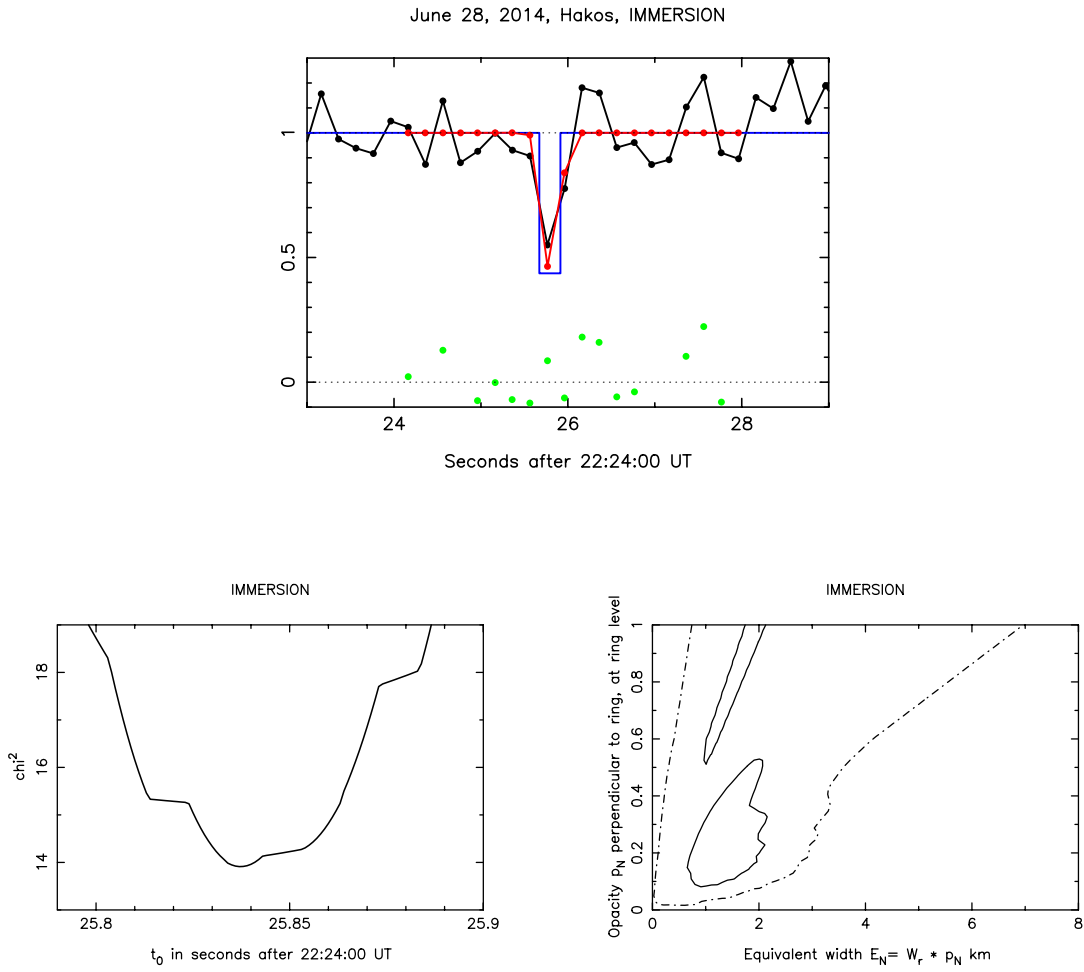


FIGURE 4.25 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion des anneaux (non séparés) observée à Hakos le 28 juin 2014 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ) pour l’immersion et l’émersion.

TABLE 4.19 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 28 juin 2014

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-775.39 km	1375.56 km	37.82	-63.09	2
-77.08 mas	136.74 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).



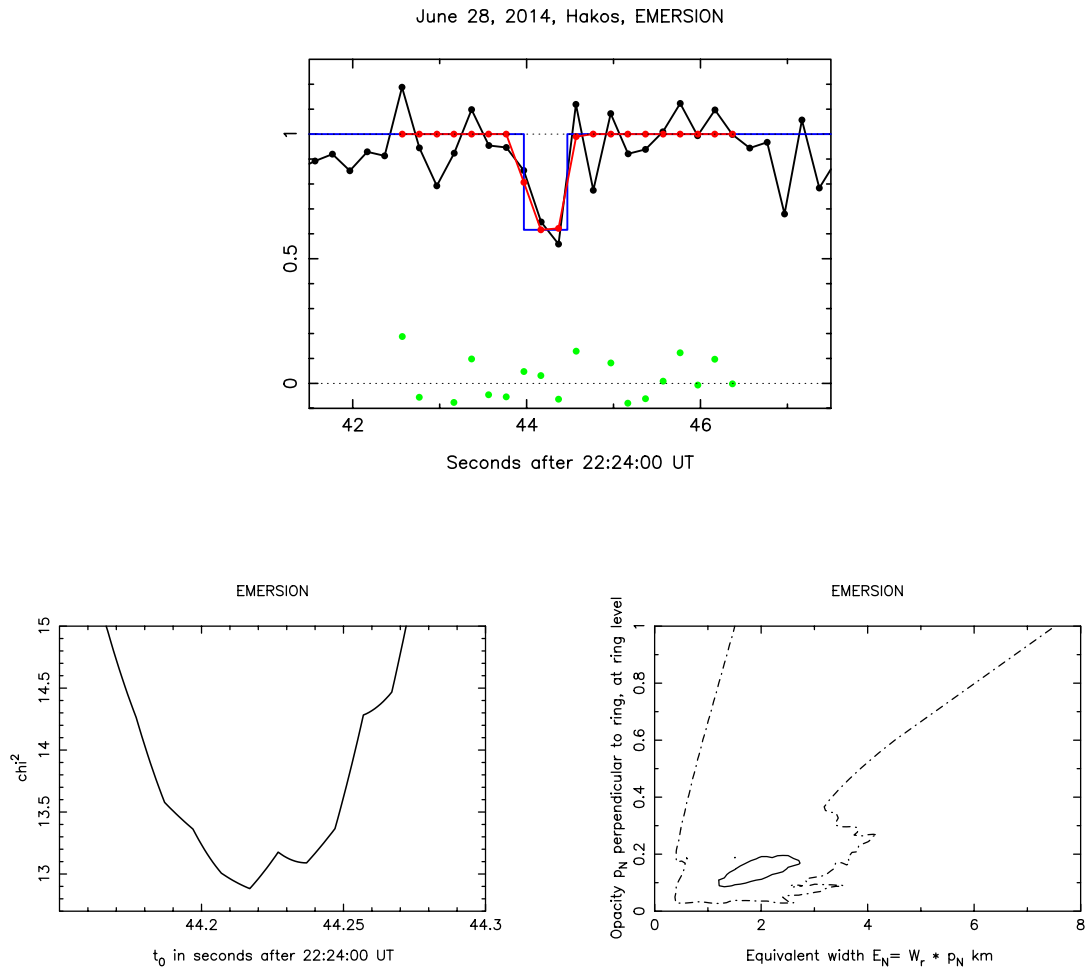


FIGURE 4.26 – Môme figure que la Fig. 4.25 mais pour l’émersion des anneaux

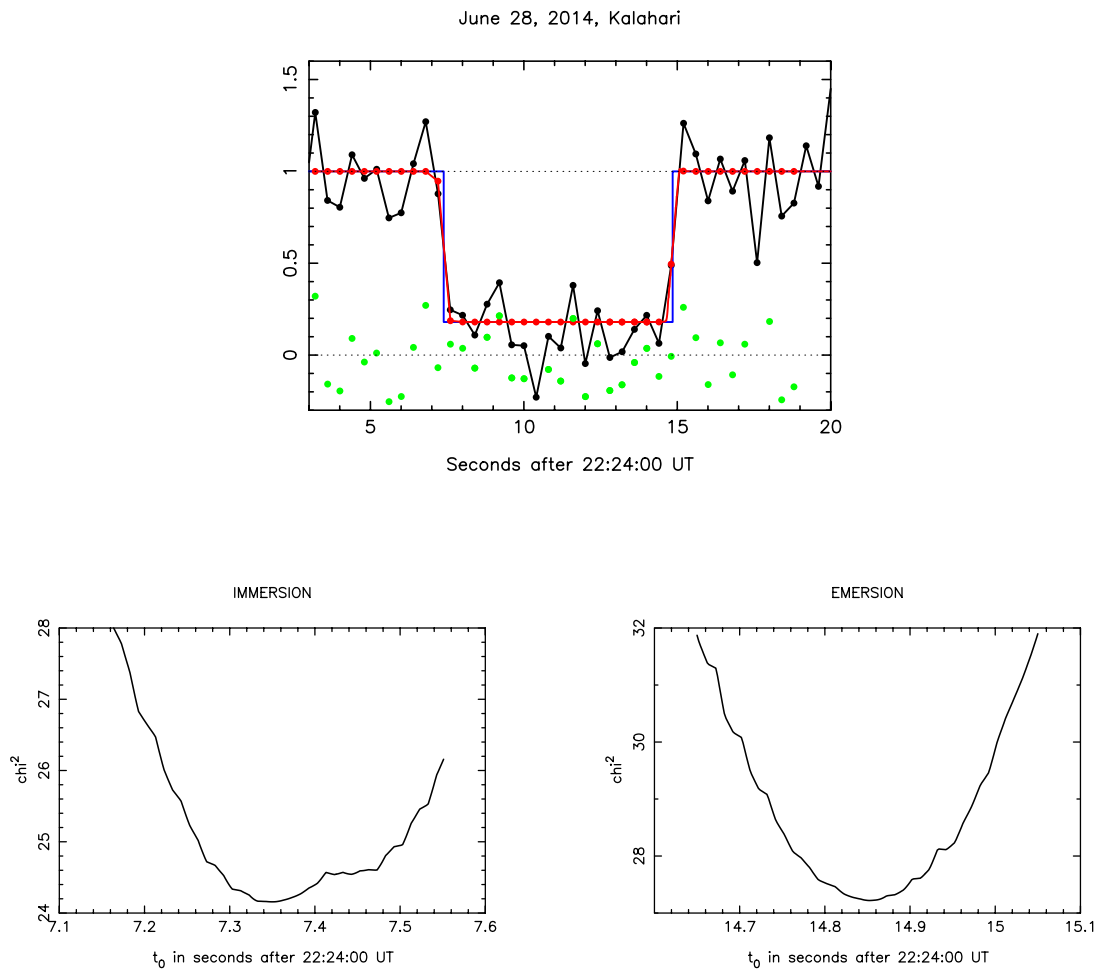


FIGURE 4.27 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée à Kalahari le 28 juin 2014 et variation du  $\chi^2$  en fonction de  $t_0$  pour l’immersion et l’émersion.

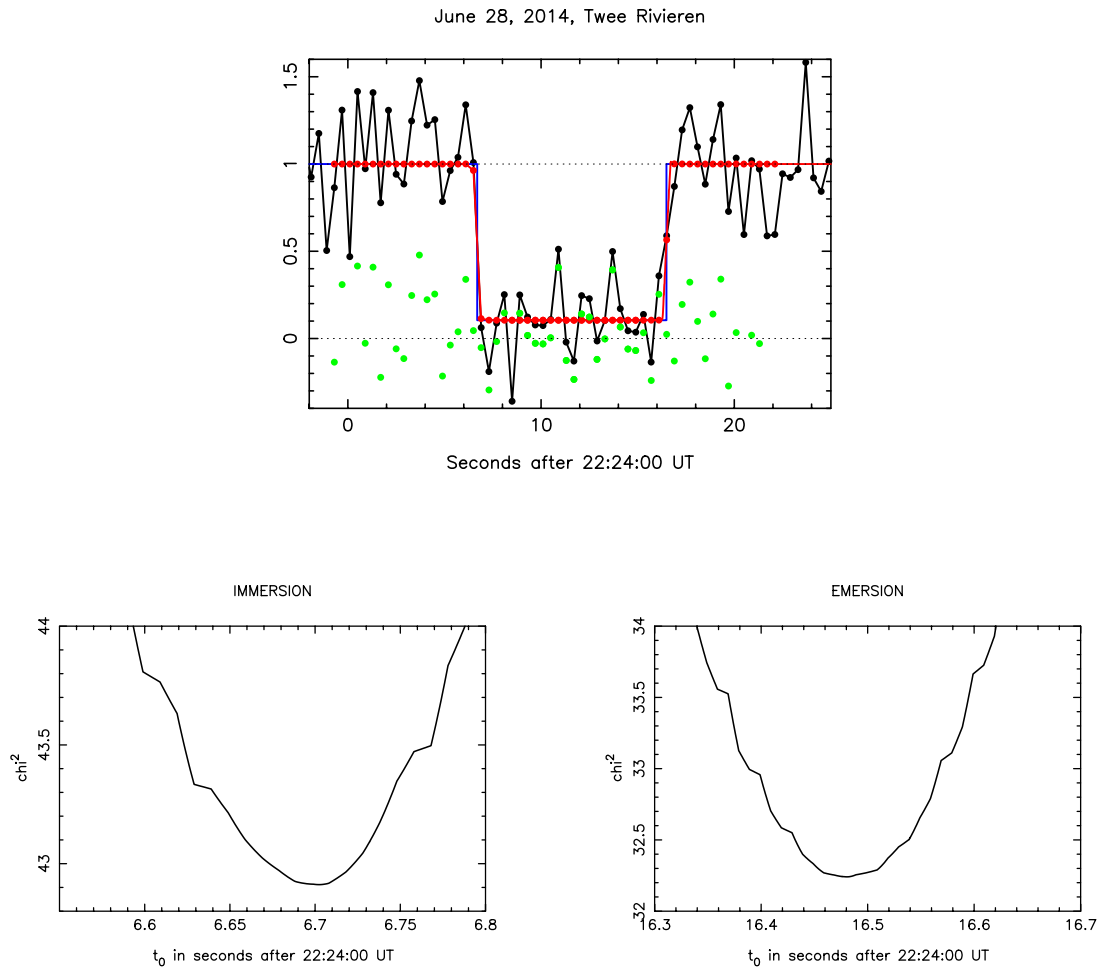


FIGURE 4.28 – Même figure que la Fig. 4.27 mais pour Twee Rivieren

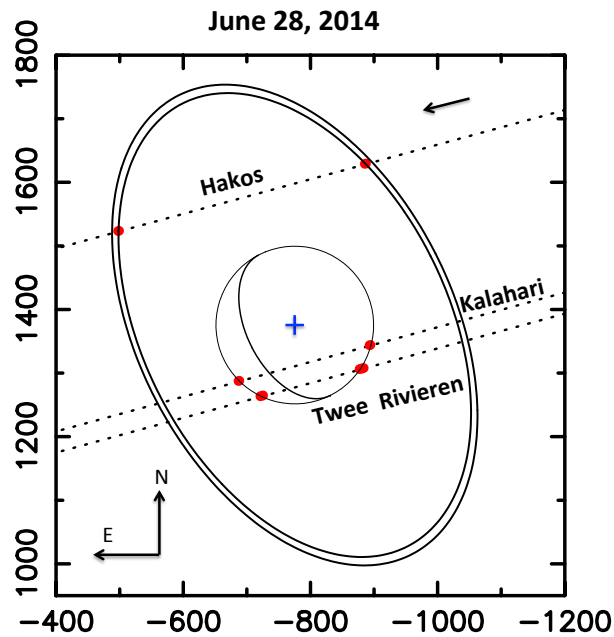
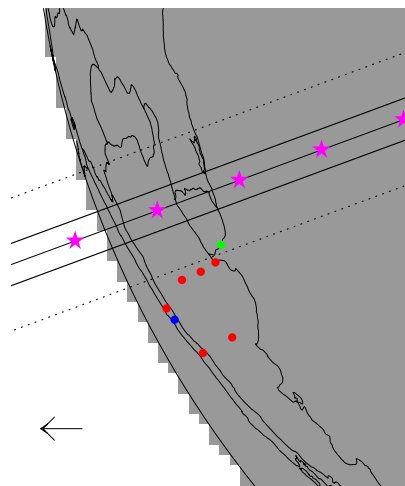


FIGURE 4.29 – Géométrie de l'occultation du 28 juin 2014

## 4.8 26 avril 2015

Cette occultation n'a donné lieu qu'à une seule observation de l'occultation par les anneaux (non séparés) en Uruguay, malgré de nombreux autres observateurs en Argentine (Figure 4.30). Ces observateurs ont malheureusement été en dehors de l'ombre. Ils ont néanmoins permis de supprimer l'incertitude sur la géométrie due à l'unicité de la détection (Figure 4.33).



Position de l'étoile	$\alpha = 18\text{h}10\text{m}46.1450\text{s}$ $\delta = -36^{\circ}38'56.368''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	12.04
Diamètre de l'étoile	0.361 km
Position de Chariklo prédite	à 02:11:58 UT $\alpha_{Ck} = 18\text{h}10\text{m}46.1134\text{s}$ $\delta_{Ck} = -36^{\circ}38'56.590''$
Ephéméride utilisée	NIMA 3
1''	10 509 km

FIGURE 4.30 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 26 avril 2015

TABLE 4.20 – Circonstances des observations de l’occultation du 26 avril 2015

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Los Molinos Uruguay	34 45 19.3 S 56 11 24.6 W 130	OALM 46cm	FLI CCD 0.8	S. Roland R. Salvo G. Tancredi	Anneaux non résolus
Bigand Province Santa Fé Argentine	33 26 11 S 61 08 24 W 90.	15 cm	Canon Ti 5	S. Bilios	Négatif
Bigand Province Santa Fé Argentine	33 26 11 S 61 08 24 W 90.	15 cm	Canon EOS 3.2	J. Nardon	Négatif
La Silla Chili	29 15 16.6 S 70 44 21.8 W 2315.	TRAPPIST 60 cm	4.5	E. Jehin	Négatif
Bosque Alegre Argentine	31 35 54.0 S 64 32 58.7 W 1250 .	76 cm	QHY6 1.2	R. Melia C. Colazo	Négatif
Santa Rosa Argentine	36 38 16 S 64 19 28 W 182.	8”	Meade DSI-I 3	J. Spagnotto	Négatif
Santa Martina Chili	33 16 09.0 S 70 32 04.0 W 1450.	40 cm	Raptor Merlin 127 0.5	R. Leiva Espinoza	Négatif
Buenos Aires (AAAA) Argentine	34 36 16.94 S 58 26 04.37 W 0.	M10	ST9e 4	A. Blain	Négatif

La station de Cerro Tololo (Chili)  
n’a pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.

TABLE 4.21 – Temps d’occultation et paramètres physiques des deux anneaux non séparés ajustés sur la corde obtenue à Los Molinos le 26 avril 2015

$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi^2_{min}$	# points
imm 02:11:45.707±0.058	3.503	3.513	238.857	2.914 <sup>+0.151</sup> <sub>-0.149</sub>	0.280 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.013</sub>	21.903	18
eme 02:12:09.195±0.070	2.957	3.989	199.749	2.400 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.320</sub>	0.307 ± 0.03	11.822	13

TABLE 4.22 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 26 avril 2015

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-1229.20 km	194.12 km	45.11	-64.99	2
-116.97 mas	18.47 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

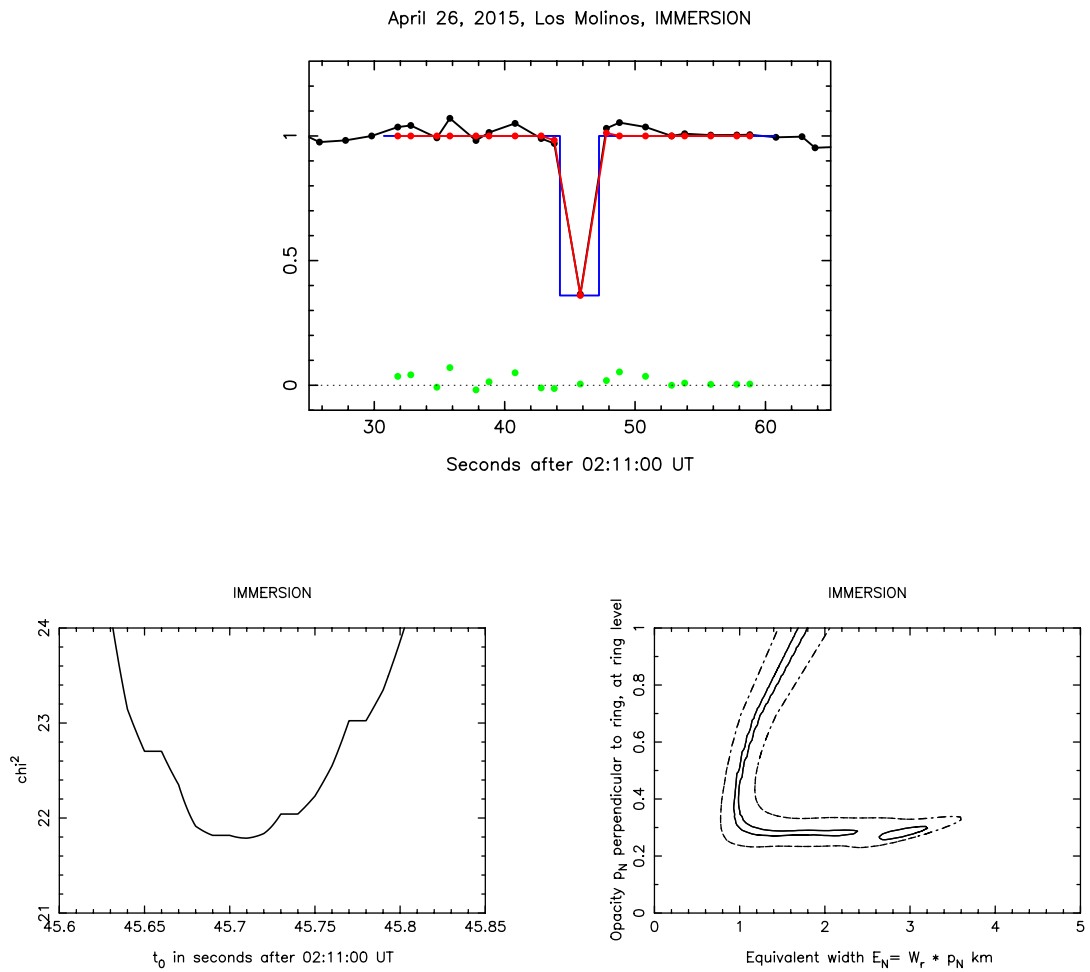


FIGURE 4.31 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion des anneaux observée à Los Molinos le 26 avril 2015 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

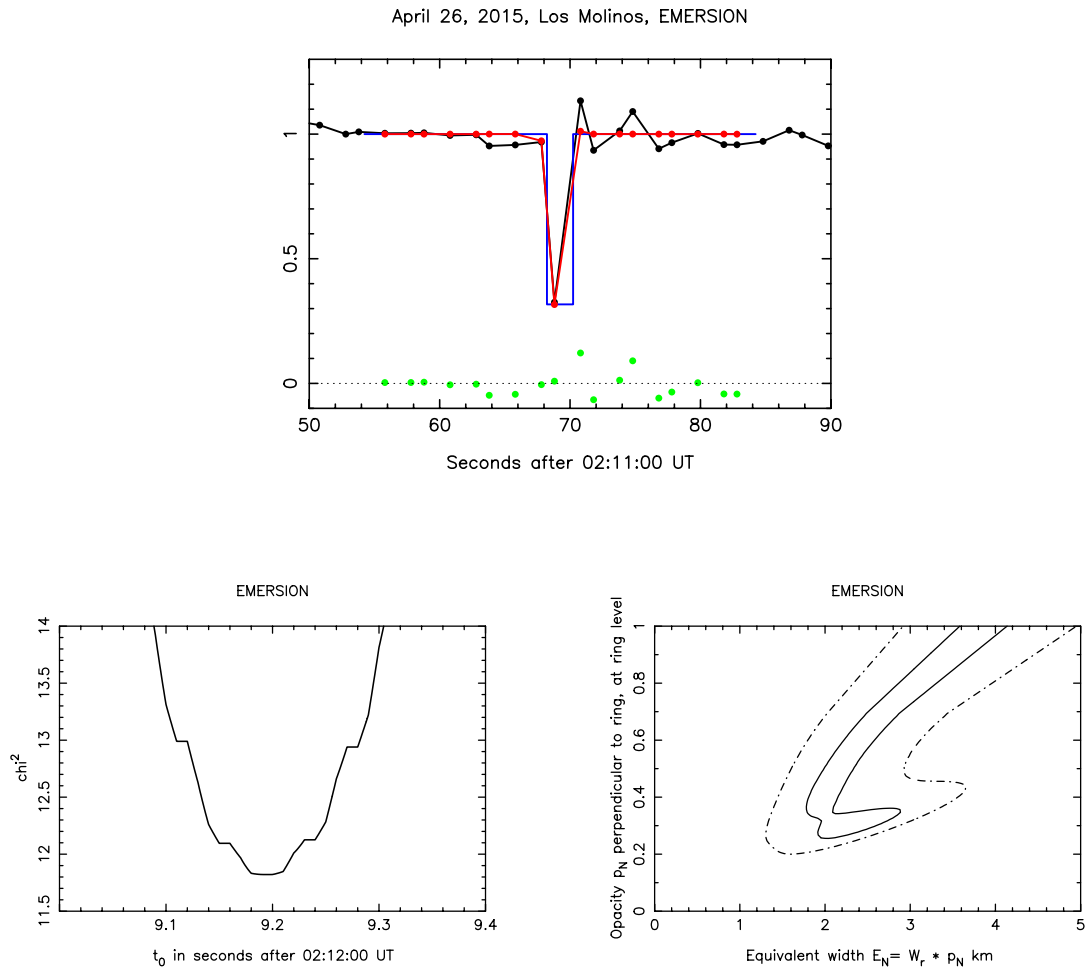


FIGURE 4.32 – Même figure que la Fig. 4.31 pour l'émerision

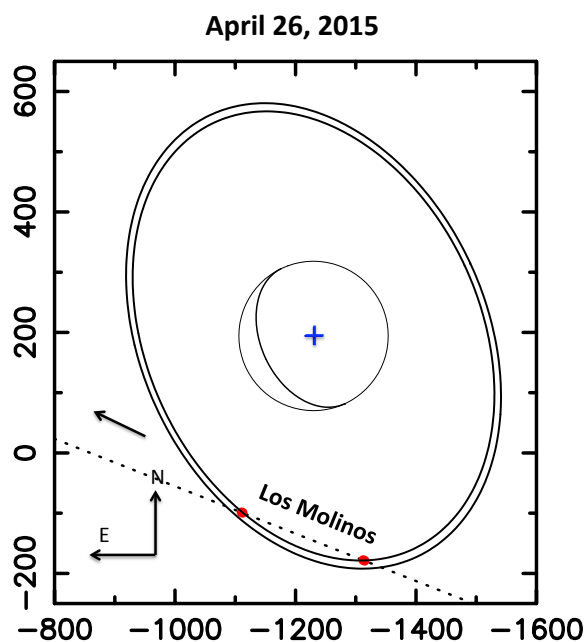


FIGURE 4.33 – Géométrie de l'occultation du 26 avril 2015. L'absence d'occultation observée dans les stations argentines nous permet de discriminer les deux géométries possibles.

## 4.9 12 mai 2015

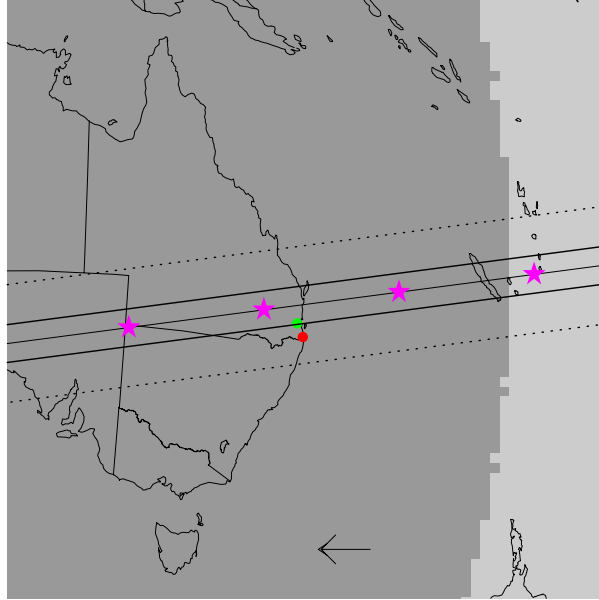
Cette occultation a été observée par deux stations à Brisbane et Reedy Creek (Figure 4.34). À Reedy Creek rien n'a été détecté alors qu'à Brisbane le corps central et l'émergence de l'anneau ont été détectés. L'absence de détection des anneaux à Reedy Creek et à l'immersion de Brisbane peut être expliquée par le mauvais S/B aux deux stations. Néanmoins l'absence de détection du corps central à Reedy Creek nous permet de discriminer les deux géométries (Figure 4.37).

La géométrie est d'ailleurs reconstruite à partir de la corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. (2014)). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l'on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques).

TABLE 4.23 – Circonstances des observations de l'occultation du 12 mai 2015

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Brisbane	27 22 07.00 S	40 cm	G-star	J. Bradshaw	Corps central
Australie	152 50 53.00 E 80m		0.32		émersion seulement
Reedy Creek	28 06 30.4 S	25 cm	WATEC 120N+	J. Broughton	Négatif
Australie	153 23 52.90 E 66.		0.64		





Position de l'étoile	$\alpha = 18^{\text{h}}08^{\text{m}}29.2962^{\text{s}}$ $\delta = -36^{\circ}44'56.814''$
Catalogue utilisé	OPD
Magnitude R de l'étoile	15.93
Diamètre de l'étoile	0.219 km
Position de Chariklo prédite	à 17:55:40 UT $\alpha_{Ck} = 18^{\text{h}}08^{\text{m}}29.3135^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -36^{\circ}44'56.798''$
Ephéméride utilisée	NIMA 4
1''	10 509 km

FIGURE 4.34 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 12 mai 2015

TABLE 4.24 – Temps d'occultation et paramètres physiques de l'émergence des anneaux et du corps central ajustés sur la corde observée à Brisbane le 12 mai 2015

Corps ou anneaux	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
Anneaux eme	17:55:56.823±0.012	11.823	16.567	357.23	2.707 $^{+2.398}_{-1.198}$	0.534 $^{+0.466}_{-0.296}$	9.423	15
Corps imm	00:55:35.530±0.010						29.857	28
Corps eme	00:55:44.135±0.075						19.105	25

L'immersion n'a pas été détectée à cause des temps morts et du faible S/B.

TABLE 4.25 – Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 12 mai 2015

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d'extrémités
-508.21 km	362.49 km	44.74	-64.93	1
-48.36 mas	34.49 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

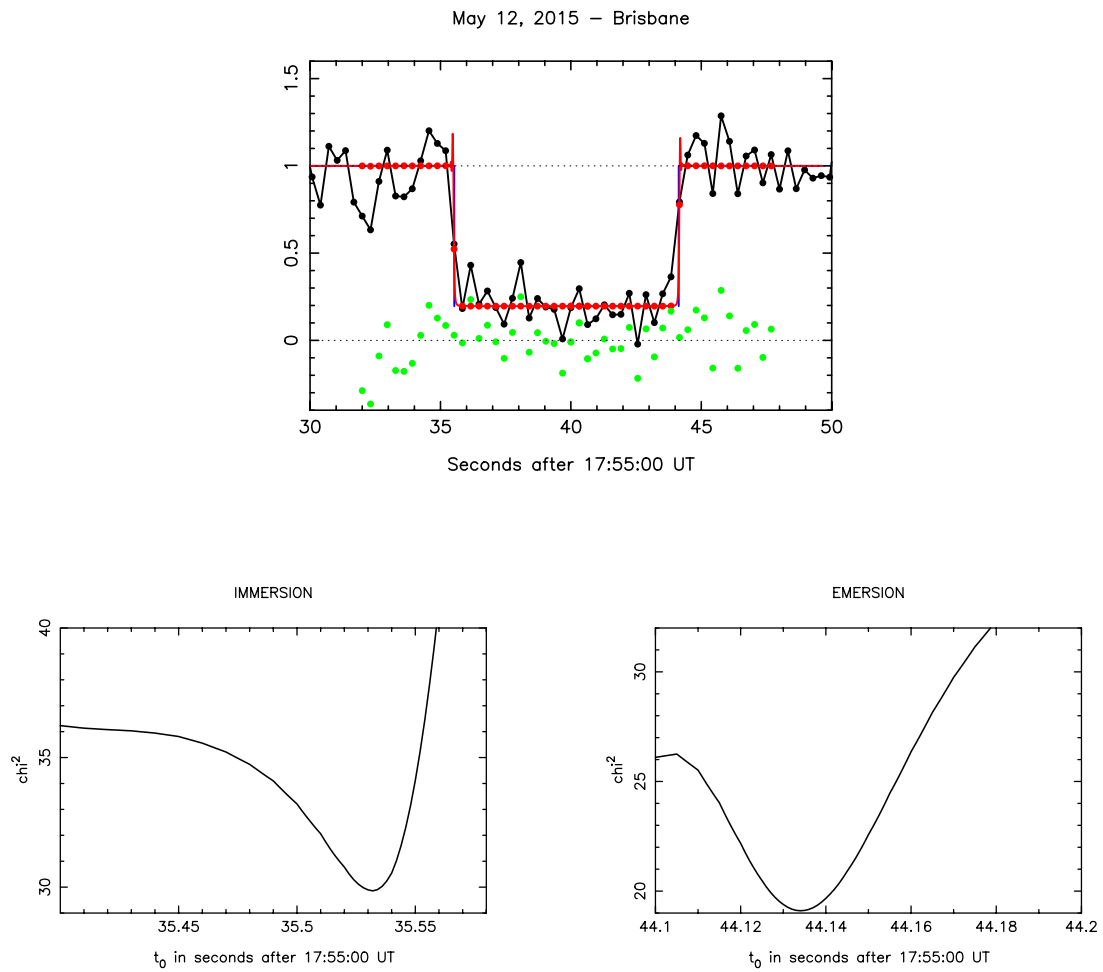


FIGURE 4.35 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée à Brisbane le 12 mai 2015 et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

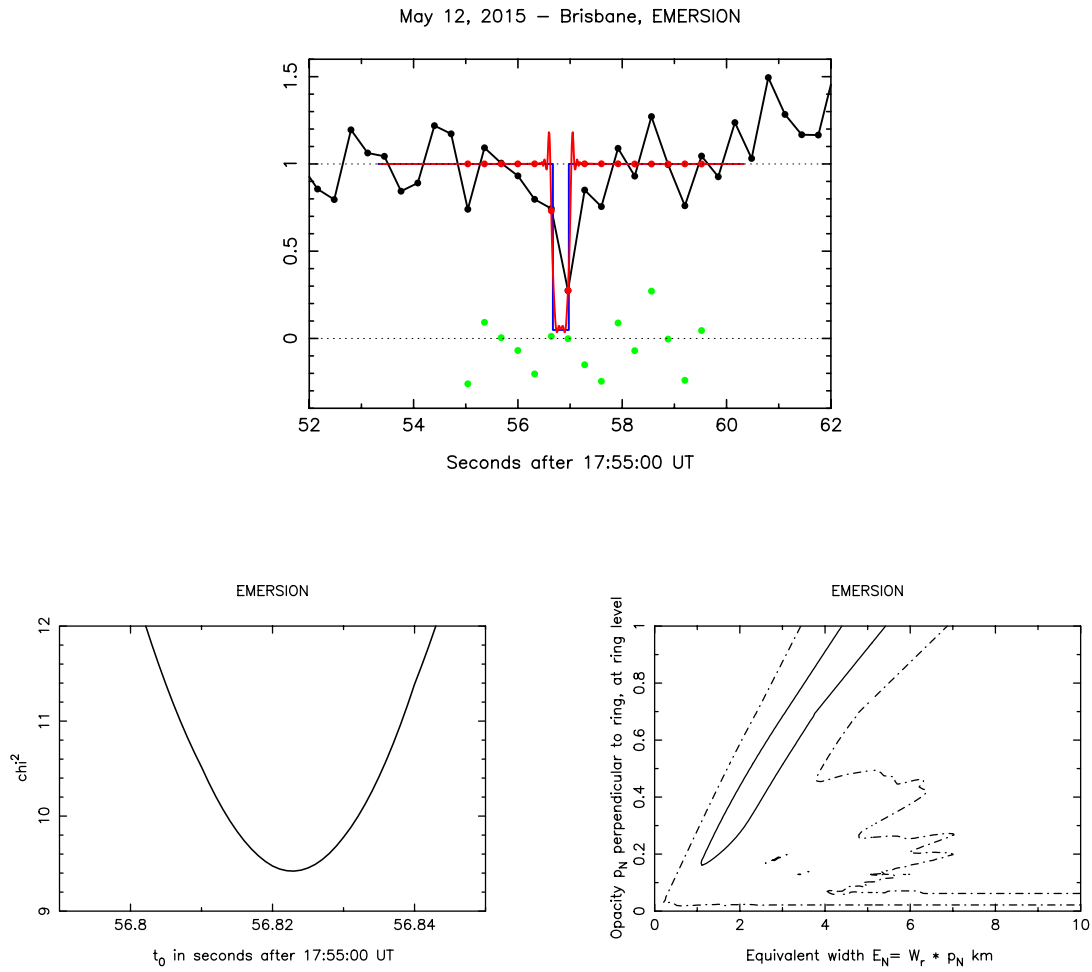


FIGURE 4.36 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l'émergence des anneaux observée à Brisbane le 12 mai 2015 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

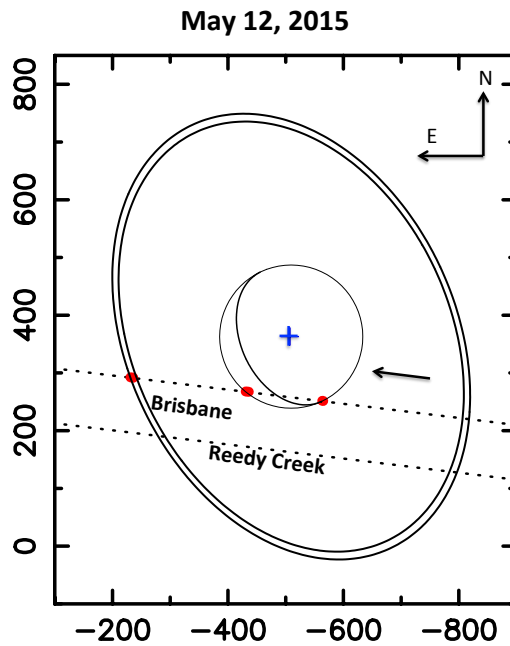


FIGURE 4.37 – Géométrie de l’occultation du 12 mai 2015. L’absence de détection du corps central à Reedy Creek nous permet de choisir la bonne géométrie.

## 4.10 25 juillet 2016

Cette occultation n’a donné lieu qu’à une seule détection du corps central dans les Îles Canaries (Figure 4.38). Le S/B n’est néanmoins pas suffisant pour une détection des anneaux. D’autres stations ont été négatives ce qui nous permet de supprimer l’incertitude sur la géométrie (Figure 4.40).

Comme dans l’occultation précédente, la géométrie de l’occultation est reconstruite à partir de la corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. 2014). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l’on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques).

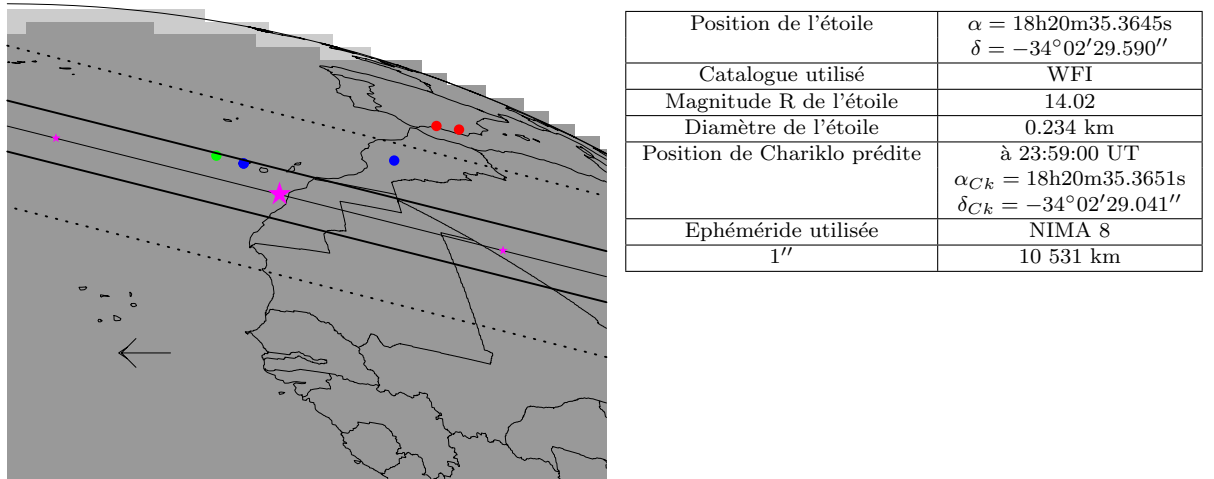


FIGURE 4.38 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 25 juillet 2016

TABLE 4.26 – Circonstances des observations de l'occultation du 25 juillet 2016

Site	Coordonnées	Télescope	Instrument	Observateurs	Résultats
	Altitude (m)	DIT			
Liverpool Telescope Canaries	28 45 44.8 N 17 52 45.2 W 2363	2m	RISE 0.6	J-L. Ortiz N. Morales	Corps central
Granada Espagne	37 00 38.49 N 03 42 51.39 W 1043.	60 cm	Raptor Merlin 127 0.4	S. Alonso A. Reche	Négatif
Albox Espagne	37 24 20.0 N 02 09 6.5 E 493.	40 cm	Atik 314L+ 3	J-L. Maestre	Négatif

Les stations de TRAPPIST Nord (Maroc), TAD (Iles Canaries), Teide Observatory (Iles Canaries) n'ont pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.

TABLE 4.27 – Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 25 juillet 2016

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Liverpool imm	23:59:05.494±0.054	20.507	16
Liverpool eme	23:59:12.310±0.054	8.317	13

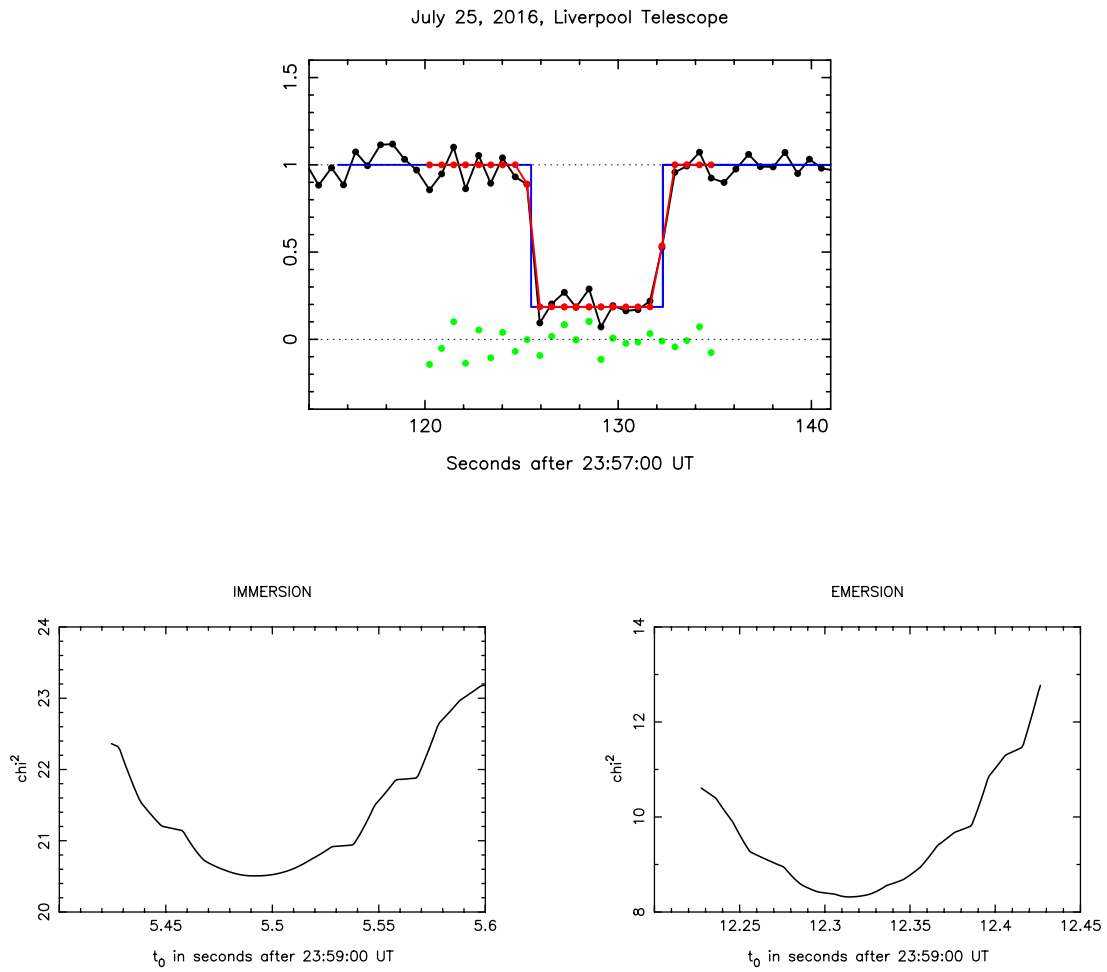


FIGURE 4.39 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l'occultation par le corps central observée le 25 juillet 2016 et variation du  $\chi^2$  en fonction du temps central d'immersion et d'émersion.

TABLE 4.28 – Paramètres de l'ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 25 juillet 2016: seule une observation par le corps central a été observée. Sa forme n'étant pas connue, le centre du corps (et donc des anneaux si on les suppose coincident) a été trouvé en ajustant une sphère de 124 km de rayon aux deux extrémités.

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d'extrémités
-10.345 km	-33.516 km	45.77	-63.14	0
-0.98 mas	-3.182 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

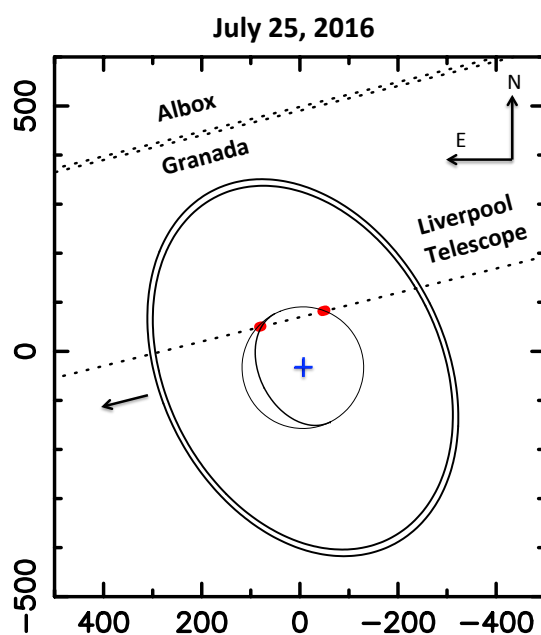


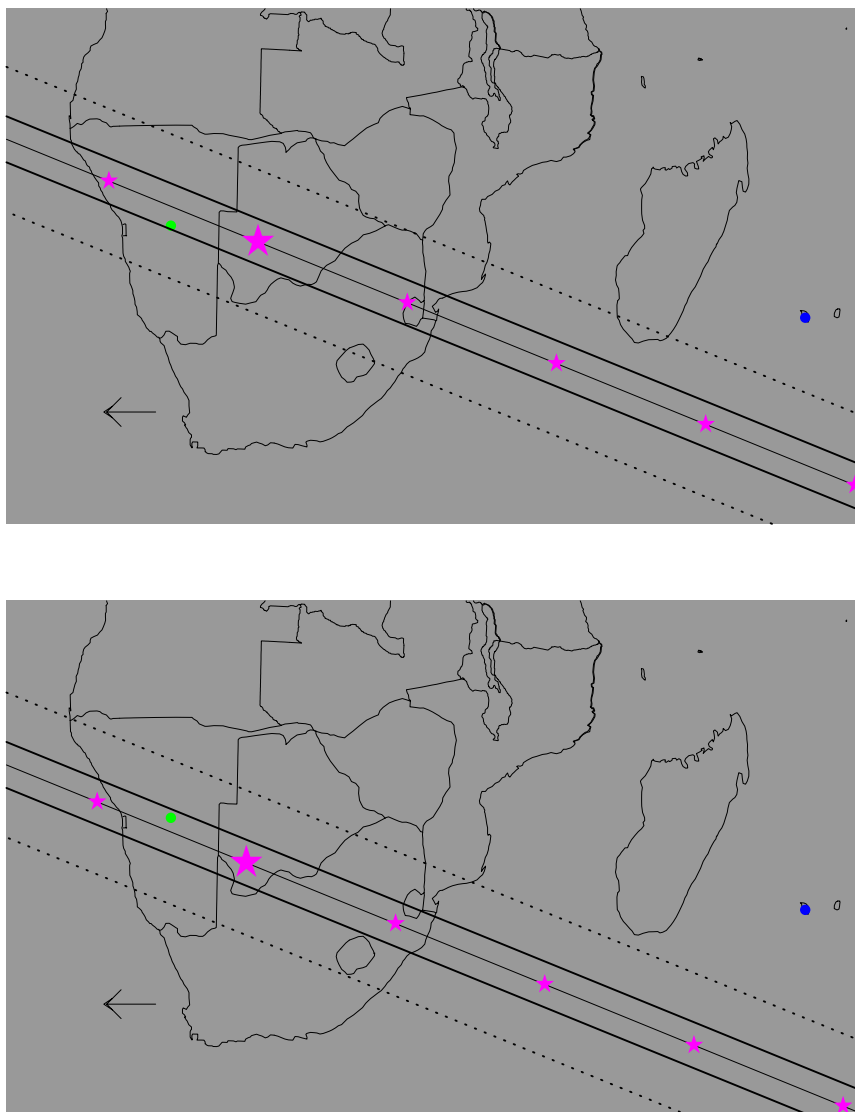
FIGURE 4.40 – Géométrie de l'occultation du 25 juillet 2016. Notez que le S/B n'était pas suffisant pour détecter les anneaux.

## 4.11 8 août 2016

Cette occultation a été observée par une seule station en Namibie. Aucune autre station n'a observé ce qui nous laisse une incertitude sur la géométrie de l'occultation. Les deux géométries et décalages sont donc proposés dans cette section (Figures 4.41 et 4.45 et Table 4.31). Contrairement aux 3 occultations suivantes, celle-ci a un S/B suffisant pour détecter le corps central et les anneaux non séparés.

TABLE 4.29 – Circonstances des observations de l'occultation du 8 août 2016

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Windhoek	22 41 54.5 S	35 cm	ZWO / ASI120MM	H-J. Bode	Corps central
Namibie	17 06 32.0 E 1920		1		Anneaux non résolus
La station des Makes (La Réunion) n'a pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.					



Position de l'étoile	$\alpha = 18\text{h}18\text{m}03.6927\text{s}$ $\delta = -33^{\circ}52'28.392''$
Catalogue utilisé	WFI
Magnitude R de l'étoile	13.67
Diamètre de l'étoile	0.204 km
Position de Chariklo prédite	à 19:57:00 UT $\alpha_{Ck} = 18\text{h}18\text{m}03.6907\text{s}$ $\delta_{Ck} = -33^{\circ}52'28.241''$
Ephéméride utilisée	NIMA 9
1''	10 633 km

FIGURE 4.41 – Cartes de post-prédiction avec les deux décalages possibles. En effet, une seule observation a été enregistrée au cours de cette occultation, donc deux géométries sont possible (symétriques par rapport au corps central) et nous n'avons aucun moyen de les discriminer. La table donne les paramètres de l'occultation



TABLE 4.30 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux et du corps central ajustés sur la corde observée à Windhoek le 8 août 2016

Corps ou anneaux	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi^2_{min}$	# points
Anneaux imm	$19:57:18.209 \pm 0.249$	15.920	21.878	$332.963^{(a)}$	$2.043^{+2.762}_{-0.734}$	$0.069^{+0.931}_{-0.009}$	7.825	13
Anneaux eme	$19:57:51.870 \pm 0.382$	15.216	21.950	$180.196^{(a)}$	$3.806^{+2.598}_{-2.297}$	$0.752^{+0.248}_{-0.683}$	16.549	16
Corps imm	$19:57:28.469 \pm 0.043$						19.048	17
Corps eme	$19:57:41.886 \pm 0.045$						17.023	16

<sup>(a)</sup> Deux géométries sont possibles pour cette occultation. Comme rien ne nous permet de trancher, je choisis arbitrairement la plus proche de la prédiction pour donner les longitudes  $L$ . L’autre géométrie donne les longitudes suivantes:  $L_{imm} = 0.154^\circ$  et  $L_{eme} = 152.948^\circ$ .

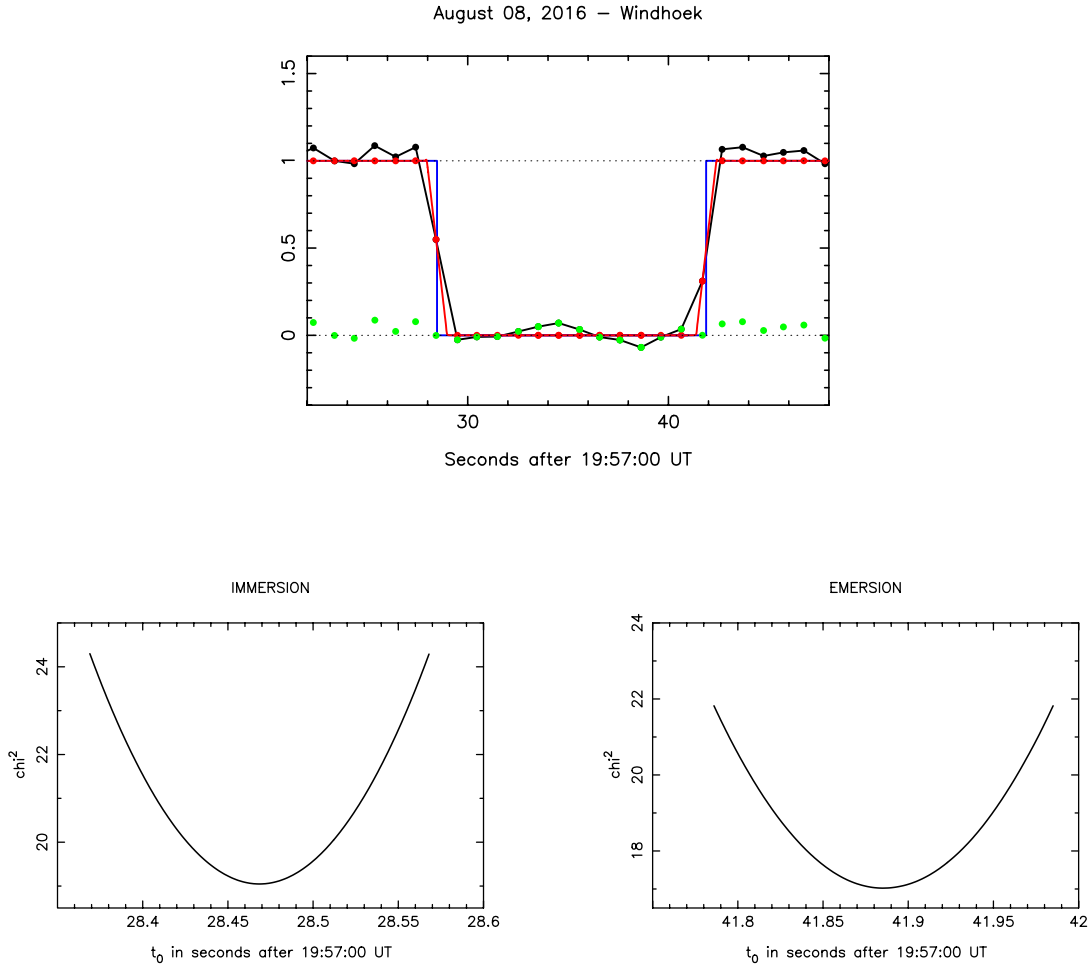


FIGURE 4.42 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée à Windhoek le 8 août 2016 et variation du  $\chi^2$  en fonction du temps central d’immersion et d’émersion.

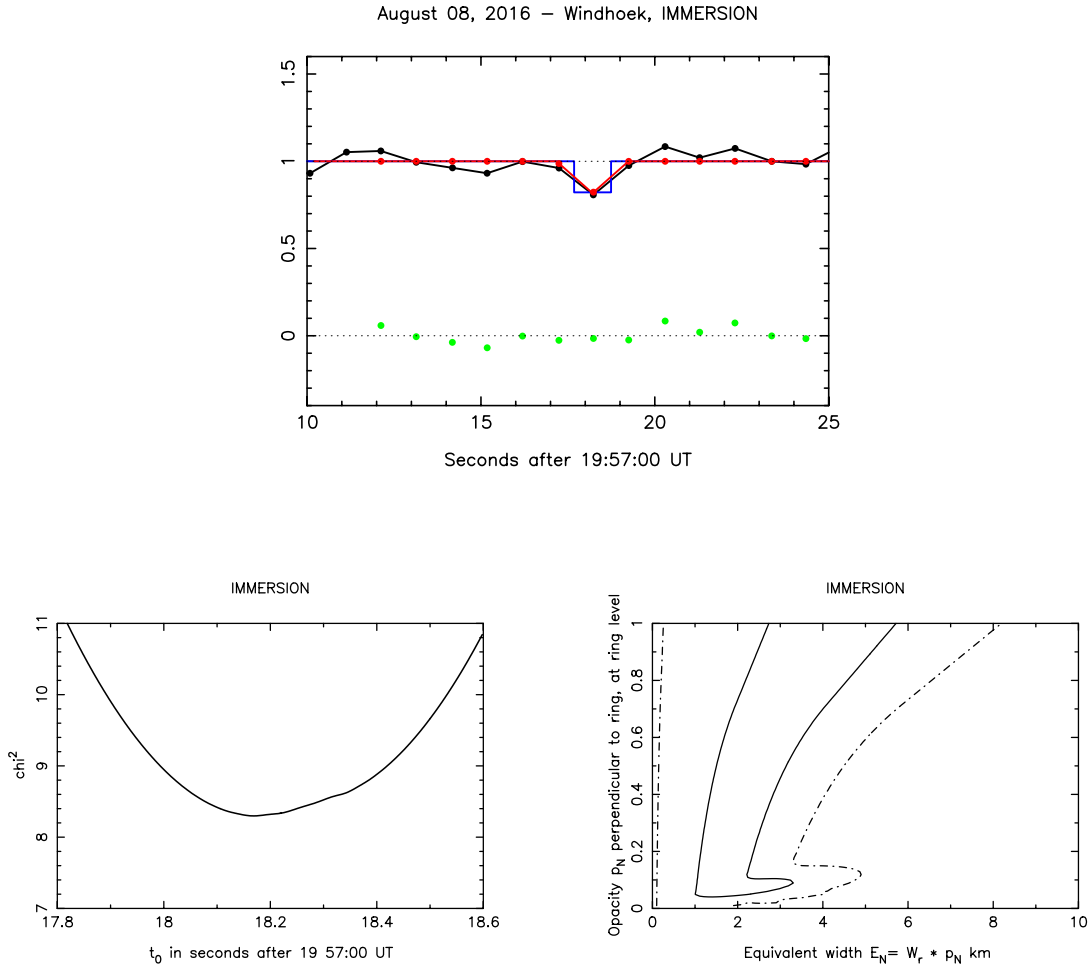


FIGURE 4.43 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion des anneaux non séparés observée à Windhoek le 8 août 2016 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

TABLE 4.31 – Les deux possibilités pour les paramètres de l’ellipse ajustée sur la corde du 8 août 2016

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
691.02 km	-643.80 km	45.23	-62.87	2
64.99 mas	-60.55 mas			
767.43 km	-474.81 km	45.23	-62.87	2
72.17 mas	-44.65 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

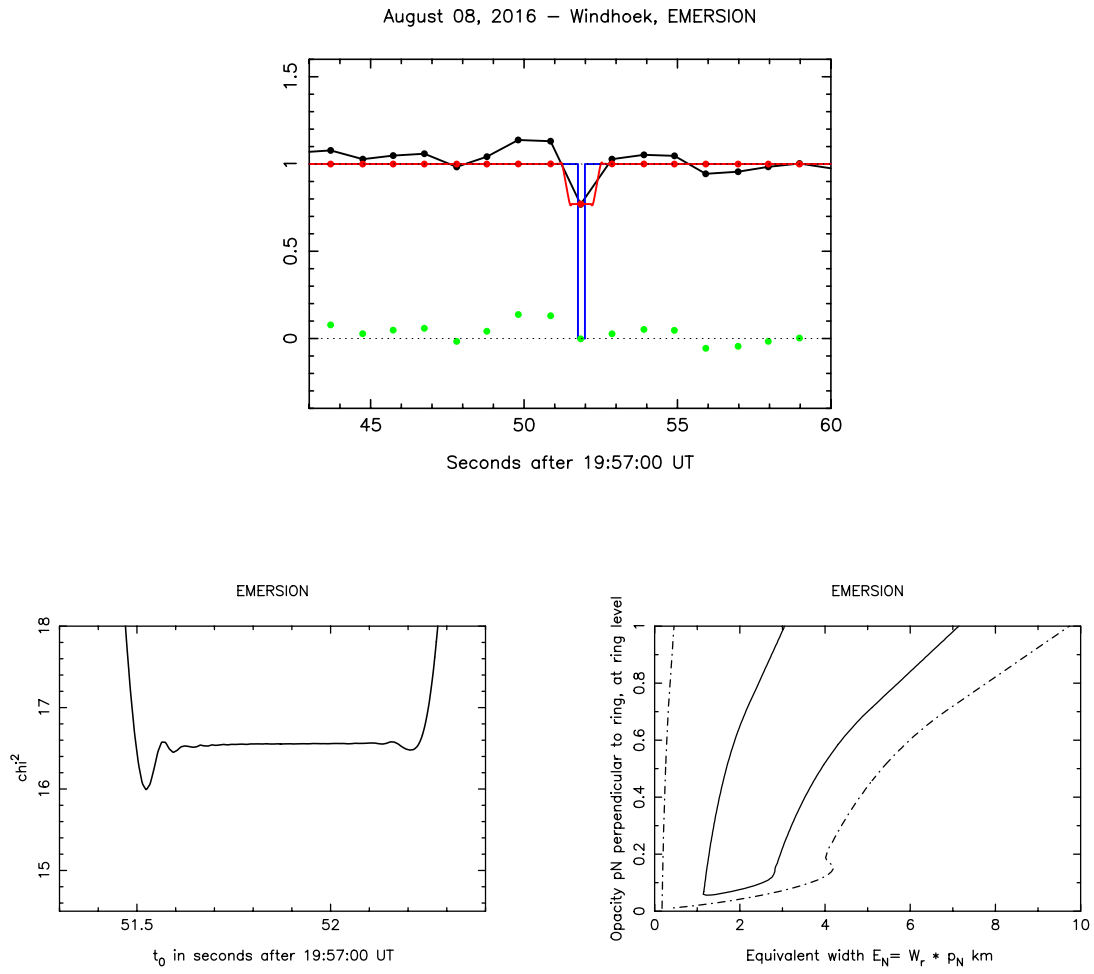


FIGURE 4.44 – Même figure que la Fig. 4.43 pour l'émerision.

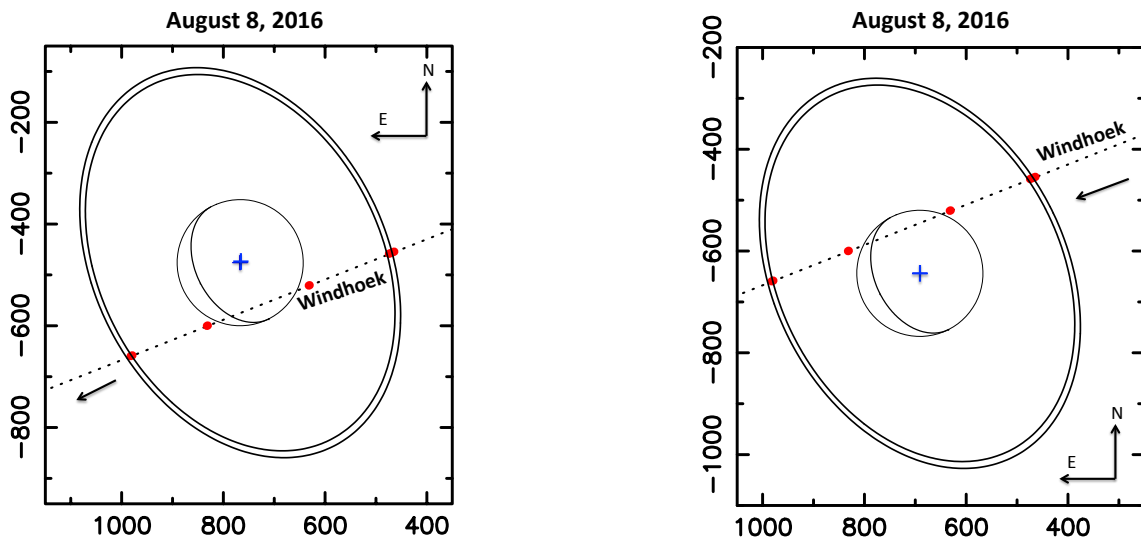
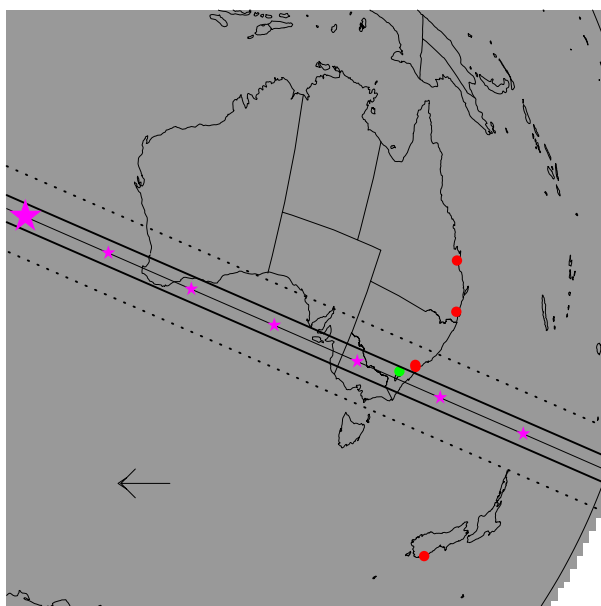


FIGURE 4.45 – Les deux géométrie possibles de l’occultation du 8 août 2016. Windhoek étant la seule station ayant acquis des données, nous n’avons aucun indice pour choisir la bonne géométrie.

## 4.12 10 août 2016 - 14h UT

Une première occultation dans la nuit du 10 au 11 août 2016 a été observée depuis l’Australie. Seule une station a détecté le corps central (Figure 4.46). Notons que l’étoile était trop faible pour une détection d’une occultation par les anneaux. La détection négative du corps central à Sydney a permis de discriminer les deux géométries possibles.

La géométrie de l’occultation est reconstruite à partir de l’unique corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. 2014). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l’on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques).



Position de l'étoile	$\alpha = 18^{\text{h}}17^{\text{m}}47.3492^{\text{s}}$ $\delta = -33^{\circ}51'02.516''$
Catalogue utilisé	WFI
Magnitude R de l'étoile	16.53
Diamètre de l'étoile	0.053 km
Position de Chariklo prédite	à 14:23:00 UT $\alpha_{Ck} = 18^{\text{h}}17^{\text{m}}47.3544^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -33^{\circ}51'02.479''$
Ephéméride utilisée	NIMA 8
1''	10 647 km

FIGURE 4.46 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 10 août 2016 à 14h UT

TABLE 4.32 – Circonstances des observations de l'occultation du 10 août 2016 - 14h UT

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Murrumbateran Australie	34 57 31.50 S 148 59 54.80 E 594.	40 cm	Watec 910BD 0.64	D. Herald	Corps central
Blue Mountains Australie	33 39 51.9 S 150 38 27.9 E 286.	30 cm	WATEC 910BD 5.12	D. Gault	Négatif
Samford Valley Australie	27 22 07.00 S 152 50 53.00 E 80.	30 cm	WATEC 910BD 0.64	J. Bradshaw	Négatif
Rockhampton Australie	23 16 09.00 S 150 30 00.00 E 50.	30 cm	WATEC 910BD 1.28	S. Kerr	Négatif
Dunedin Nouvelle Zélande	45 52 20.83 S 170 29 29.90 E 154.	C14	Raptor Merlin 127 2.	F. Colas A. Pennell P.-D. Jaquier	Négatif
Sydney Australie	33 48 35.04 S 150 46 36.90 E 37.	C14	Raptor Merlin 127 2.2	H. Pavlov	Négatif

TABLE 4.33 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur la corde du 10 août 2016 à 14h UT

Station	$t_0$ UT	$\chi^2_{min}$	# points
Murrumbateran imm	14:18:35.030±0.3	58.630	53
Murrumbateran eme	14:18:45.145±0.125	39.330	42

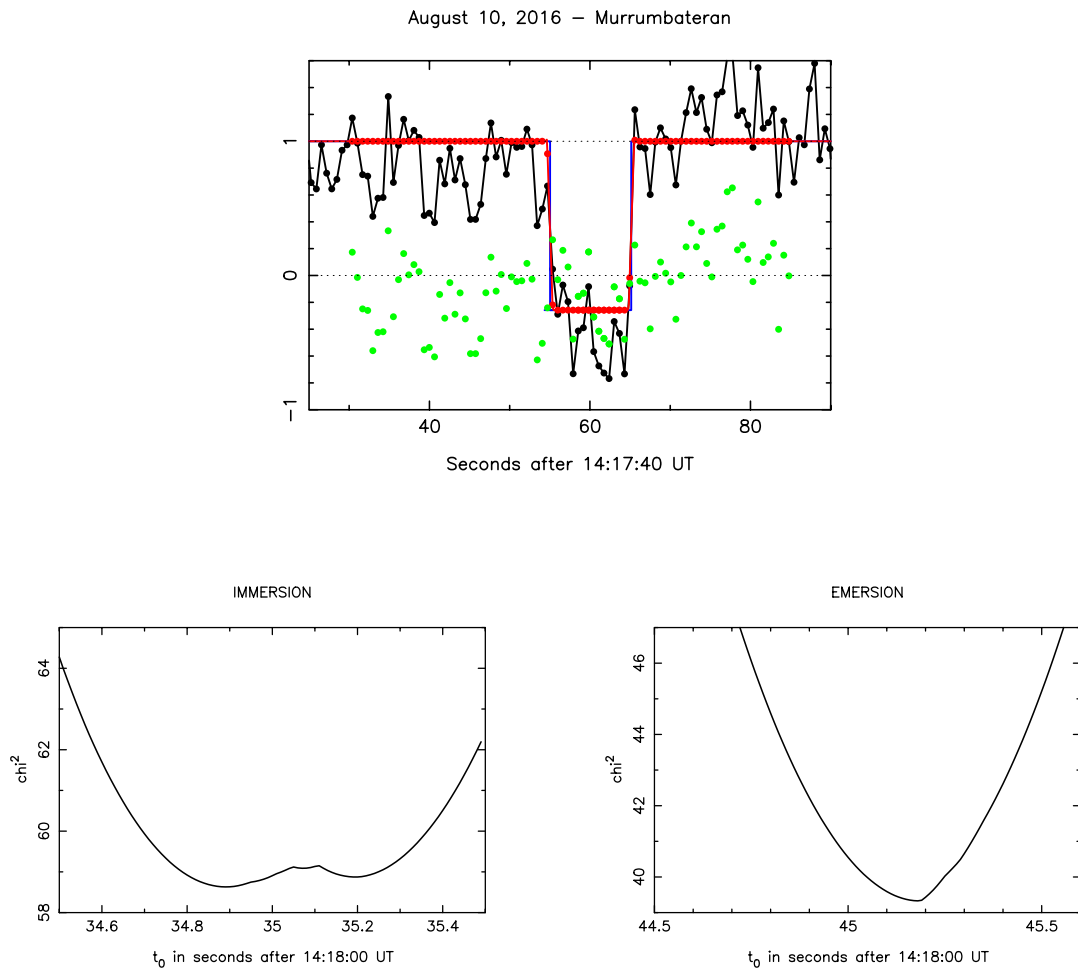


FIGURE 4.47 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 10 août 2016 à 14h UT et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

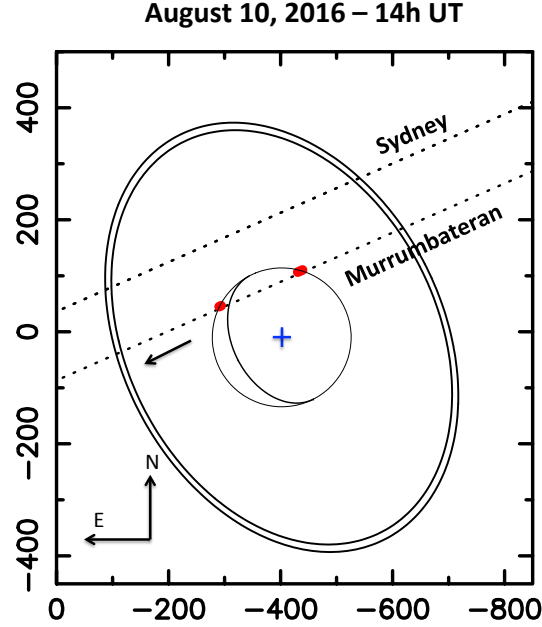


FIGURE 4.48 – Géométrie de l’occultation du 10 août 2016 - 14h UT. L’absence de détection d’occultation par le corps central à Sydney nous permet de choisir la bonne géométrie. Notons que le S/B n’était pas suffisant pour une détection des anneaux à Sydney comme à Murrumbateran

TABLE 4.34 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur la corde du 10 août 2016 - 14h UT: seule une observation par le corps central a été observée. Sa forme n’étant pas connue, le centre du corps (et donc des anneaux si on les suppose coincident) a été trouvé en ajustant une sphère de 124 km de rayon aux deux extrémités.

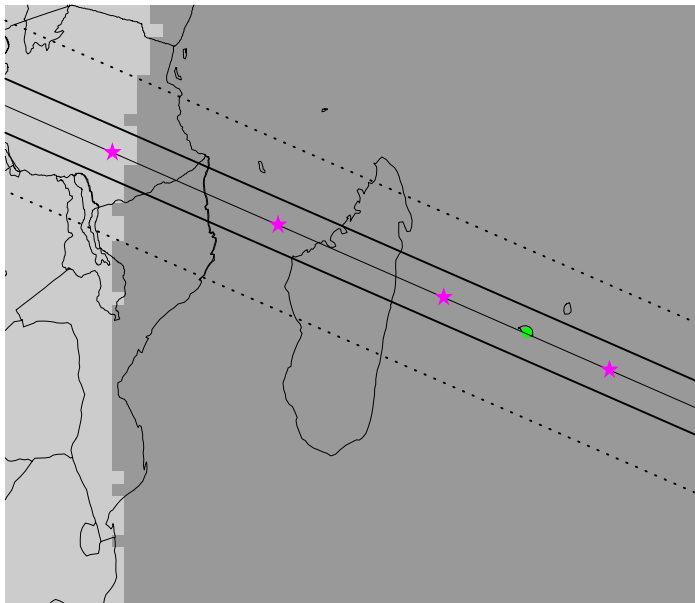
$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-402.02 km	-9.94 km	45.17	-62.84	0
-37.76 mas	-0.93 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

### 4.13 10 août 2016 - 16h UT

Une autre occultation a été enregistrée la même nuit que l'occultation précédente observée en Australie. Environ 2h plus tard, celle-ci a été observée depuis une seule station à la Réunion (Figure 4.49). Nous avons donc une seule corde sur le corps central. De nombreux passages nuageux ont dégradé le signal et ont empêché la détection d'une occultation par les anneaux. Avec une seule corde, deux géométries sont possibles (symétriques par rapport au corps central) pour expliquer cette détection. Or cette corde est quasiment diamétrale (Figure 4.51). Les deux géométries sont donc quasiment identiques. Nous les supposons identiques par la suite.

La géométrie de l'occultation est quant à elle reconstruite à partir de l'unique corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. 2014). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l'on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques).



Position de l'étoile	$\alpha = 18\text{h}17\text{m}46.4827\text{s}$ $\delta = -33^{\circ}50'57.826''$
Catalogue utilisé	WFI
Magnitude R de l'étoile	16.22
Diamètre de l'étoile	0.083 km
Position de Chariklo prédite	à 16:43:00 UT $\alpha_{Ck} = 18\text{h}17\text{m}46.4792\text{s}$ $\delta_{Ck} = -33^{\circ}50'57.710''$
Ephéméride utilisée	NIMA 8
1''	10 647 km

FIGURE 4.49 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 10 août 2016 à 16h UT



TABLE 4.35 – Circonstances des observations de l’occultation du 10 août 2016 - 16h UT

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Les Makes	21 11 57.4 S	60 cm	Raptor Merlin 127	F. Vachier	Corps central
La Réunion	55 24 34.5 E 972		2		
Sutherland	32 22 46.0 S	1.9m	SHOC	A. Sickafoose	Négatif
South Africa	20 48 38.5 E 1760.		0.0334	A. Genade	

TABLE 4.36 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur la corde du 10 août 2016 à 16h UT

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Les Makes imm	16:42:51.305±0.530	11.703	10
Les Makes eme	16:43:07.917±0.848	15.068	15

TABLE 4.37 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur la corde du 10 août 2016 - 16h UT: seule une observation par le corps central a été observée. Sa forme n’étant pas connue, le centre du corps (et donc des anneaux si on les suppose coincident) a été trouvé en ajustant une sphère de 124 km de rayon aux deux extrémités. La figure 4.51 montre la géométrie déduite de cet ajustement elliptique. On remarque que la corde est quasiment diamétrale donc les deux géométries possibles sont extrêmement proches. On les suppose identique dans notre étude.

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-298.44 km	139.61 km	45.17	-62.84	2
-28.03 mas	13.11 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

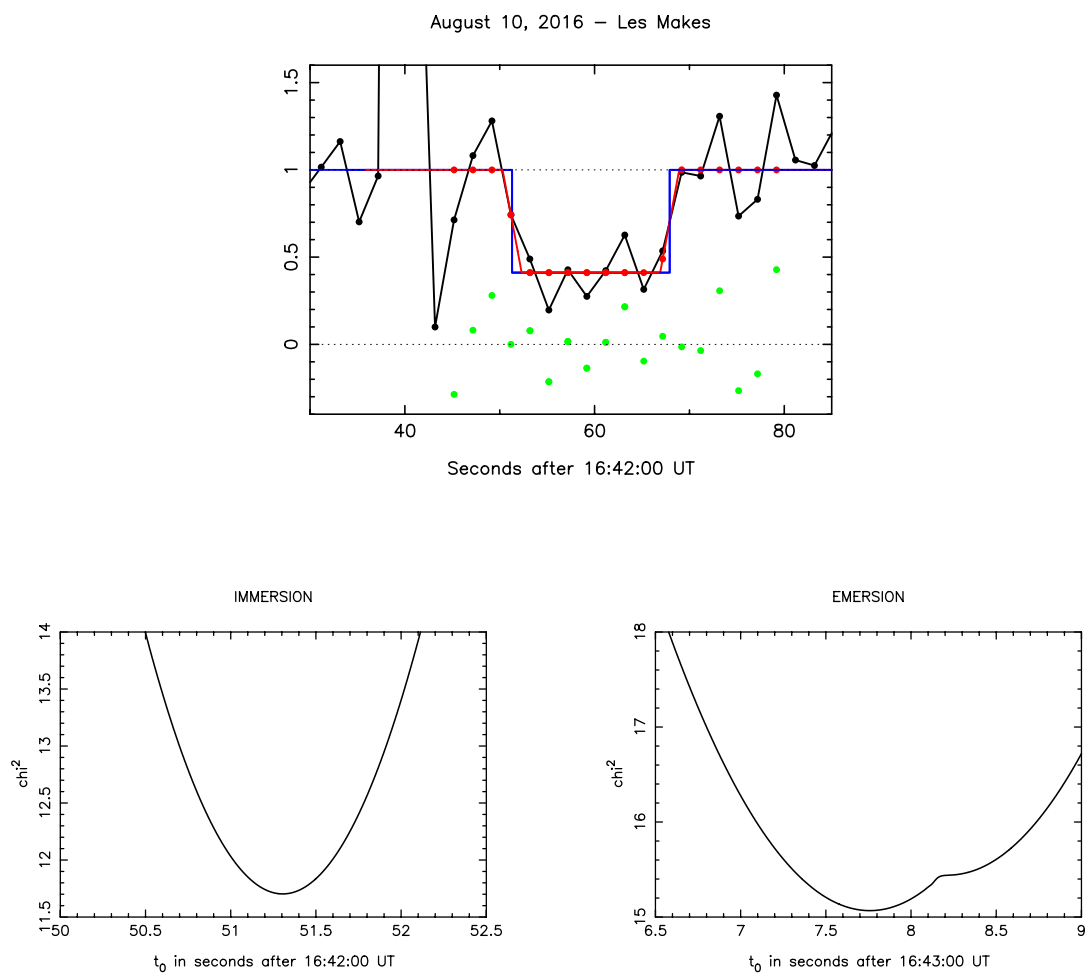


FIGURE 4.50 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 10 août 2016 à 16h UT et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

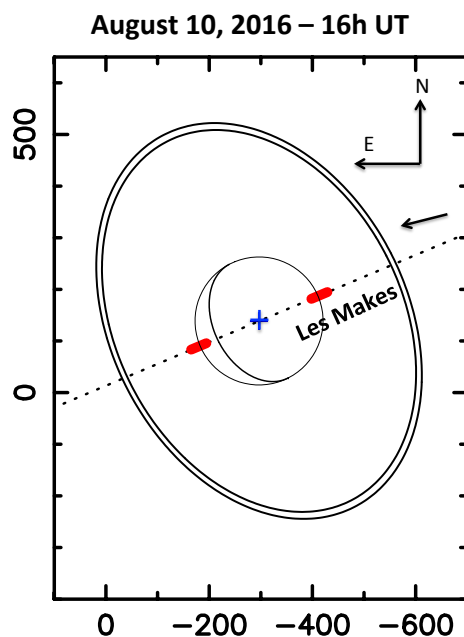


FIGURE 4.51 – Géométrie de l’occultation du 10 août 2016 - 16h UT. On remarque que la corde est quasiment diamétrale donc les deux géométries possibles sont extrêmement proches. C’est intéressant car aucune absence de détection n’aurait pu nous aider à trancher. On suppose donc les deux géométries comme identiques.

#### 4.14 15 août 2016

Cette occultation est la dernière d’une série importante observée durant l’été 2016. Elle a donné lieu à une seule détection du corps central uniquement (les anneaux étant noyés dans le bruit) à Darfield. La Figure 4.52 montre que 3 autres stations en Nouvelle Zélande auraient dû observer une occultation. Malheureusement le mois d’Août en Nouvelle Zélande est peu clément en terme de météo et a empêché d’enregistrer des données dans ces trois stations. Les stations négatives en Australie ont permis de contraindre la géométrie de l’occultation. Celle-ci est reconstruite à partir de l’unique corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. (2014)). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l’on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques).

TABLE 4.38 – Circonstances des observations de l’occultation du 15 août 2016

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Darfield Nouvelle Zélande	43 28 52.90 S 172 06 24.40 E 210	M10	Watec 910 BD 2.56	B. Loader	Corps central
Canberra Australie	35 11 55.30 S 149 02 57.50 E 610.	40 cm	WATEC 910BD 2.56	J. Newman	Négatif
Murrumbateman Australie	34 57 31.50 S 148 59 54.80 E 594.	40 cm	Watec 920BD 0.32	D. Herald	Négatif
Greenhill Observatory Tasmanie	42 25 51.8 S 147 17 15.8 E 641.	1.3 m	Raptor Merlin 127 0.5	K. Hill	Négatif
Rockhampton Australie	23 16 09.00 S 150 30 00.00 E 50.	30 cm	WATEC 910BD 1.28	S. Kerr	Négatif
Linden Observatory Australie	33 42 27.3 S 150 29 43.5 E 574.	76 cm	Grasshopper Express 0.533	D. Gault R. Horvat B. Paton L. Davis	Négatif
Penrith Observatory Sydney Australie	33 45 43.31 S 150 44 30.30 E 60.	62 cm	Raptor Merlin 127 2	H. Pavlov D. Giles D. Maybour M. Barry	Négatif
Les stations de Mount John Observatory, Dunedin, Bootes-3, Wellington (Nouvelle Zélande) n’ont pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.					

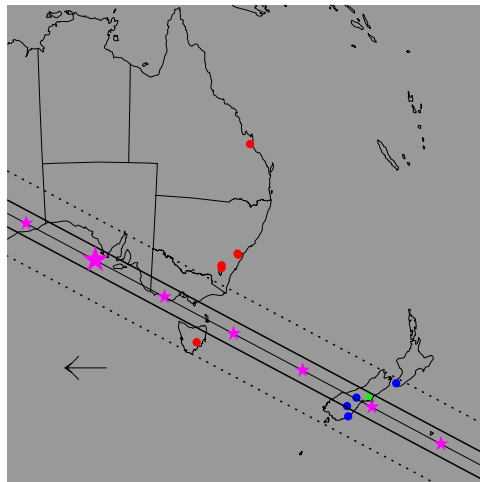
TABLE 4.39 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur la corde du 15 août 2016

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Darfield imm	11:38:27.465±0.385	7.044	7
Darfield eme	11:38:38.019±0.873	5.453	7

TABLE 4.40 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur la corde du 15 août 2016: seule une observation par le corps central a été observée. Sa forme n’étant pas connue, le centre du corps (et donc des anneaux si on les suppose coïncident) a été trouvé en ajustant une sphère de 124 km de rayon aux deux extrémités.

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-784.33 km	124.96 km	45.01	-62.75	2
-73.37 mas	11.69 mas			

(<sup>a</sup>) Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).



Position de l'étoile	$\alpha = 18^{\text{h}}17^{\text{m}}06.2228^{\text{s}}$ $\delta = -33^{\circ}46'56.315''$
Catalogue utilisé	WFI
Magnitude R de l'étoile	14.64
Diamètre de l'étoile	0.103 km
Position de Chariklo prédite	à 11:38:00 UT $\alpha_{Ck} = 18^{\text{h}}17^{\text{m}}06.2521^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -33^{\circ}46'56.501''$
Ephéméride utilisée	NIMA 9
1''	10 691 km

FIGURE 4.52 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 15 août 2016

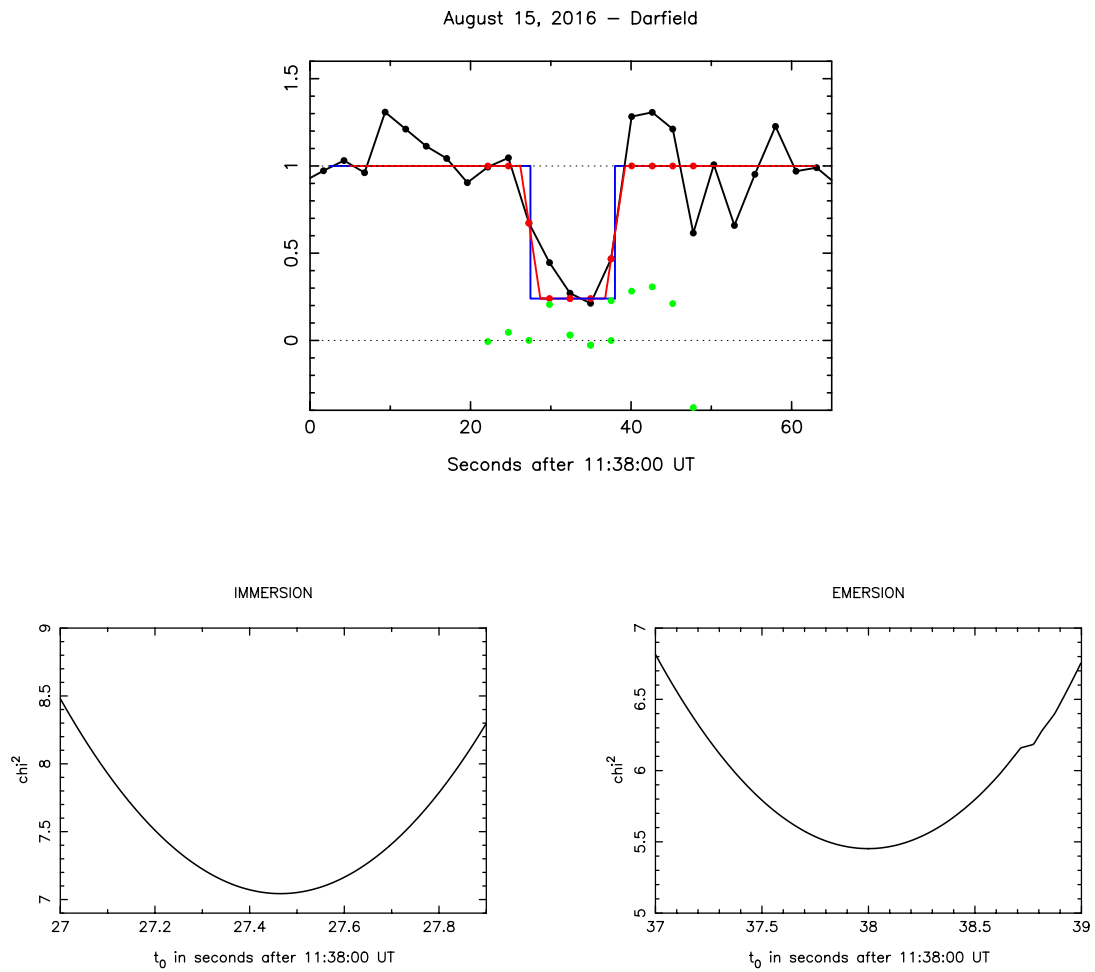


FIGURE 4.53 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central le 15 août 2016 et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion

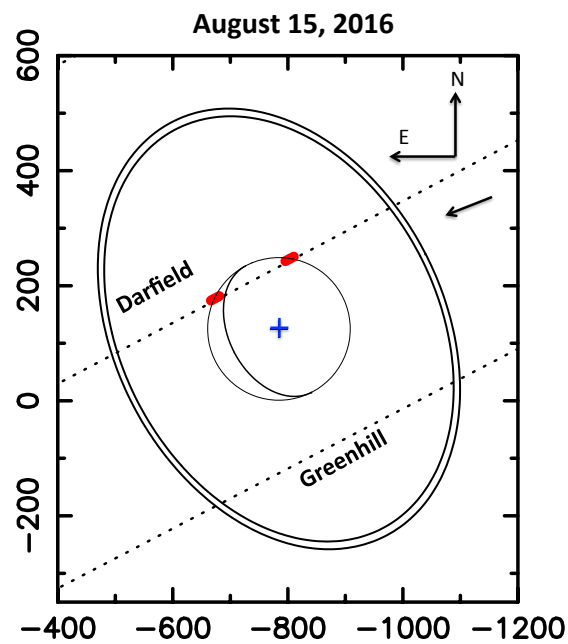


FIGURE 4.54 – Géométrie de l’occultation du 15 août 2016. L’absence de détection d’une occultation par le corps central à Canberra justifie le choix de cette géométrie par rapport à la symétrique par rapport au corps central. On remarque néanmoins que le S/B à Greenhill et Darfield n’était pas suffisant pour détecter les anneaux.

## 4.15 1<sup>er</sup> octobre 2016

Cette occultation a été la première prédite en utilisant la position d'une étoile issue du catalogue Gaia DR1, publié deux semaines seulement avant l'évènement. Le mouvement propre n'étant pas donné dans DR1, nous l'avons estimé par comparaison de la position de cette étoile dans UCAC4 et dans DR1. Cette méthode nous a donné un mouvement propre plus précis que celui estimé par UCAC4, dont la période de référence est trop ancienne pour une position fiable. Notre prédiction s'est finalement avérée précise à moins de 10 mas en déclinaison (Table 4.44). Cette occultation étant le premier essai avec Gaia DR1, nous avons demandé volontairement à des observateurs en dehors de l'ombre prédite pour pallier toute erreur que nous aurions mal estimée (Figure 4.55). Finalement deux observateurs ont observé une occultation par le corps et les anneaux. Les autres observateurs ont eu du mauvais temps empêchant la prise de données. Cette détection multi-cordes des anneaux est la première depuis le 29 avril 2014.

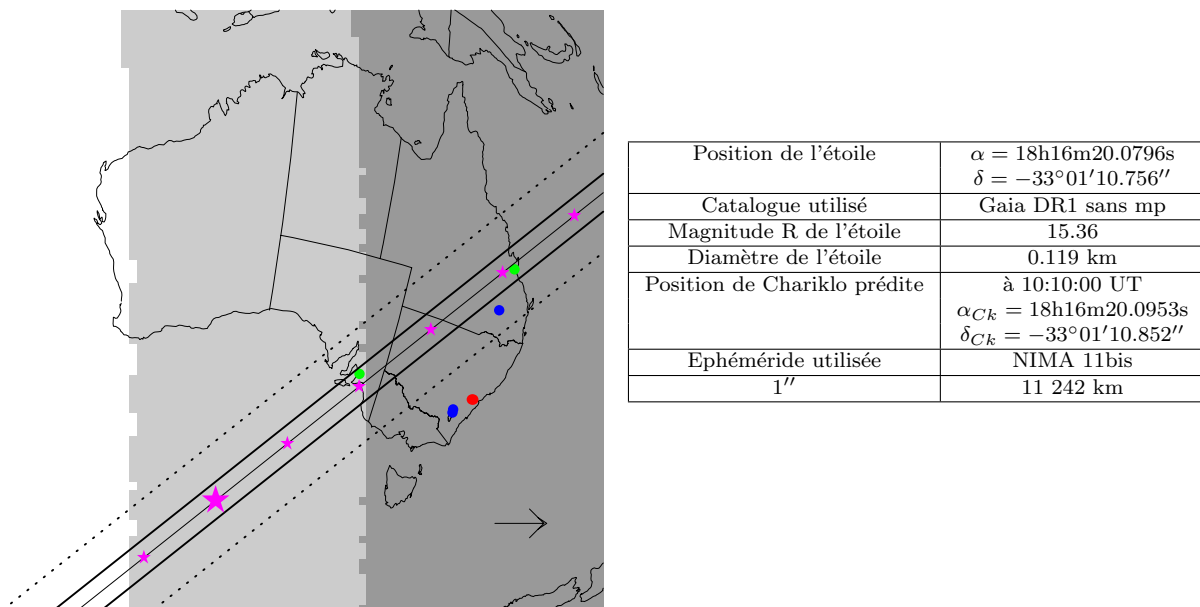


FIGURE 4.55 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 1<sup>er</sup> octobre 2016. La position de l'étoile utilisée est pour la première fois issue du catalogue Gaia DR1 qui ne contient pas les mouvements propres des étoiles. La prédiction a donc été faite sans mouvement propre (mp).



TABLE 4.41 – Circonstances des observations de l’occultation du 1<sup>er</sup> octobre 2016

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Rockhampton Australie	23 16 09.00 S 150 30 00 E 50	30 cm	Watec910BD 0.320	S. Kerr	Corps central Anneaux non résolus
Adelaide Heights School Australie	34 48 44.701 S 138 40 56.899 E	30 cm	QHY 5L11 1	A. Cool B. Lade	Corps central Anneaux non résolus
Blue Mountains Australie	33 39 51.9 S 150 38 27.9 E 286.	30 cm	WATEC 910BD 0.64	D. Gault	Négatif
Linden Observatory Australie	33 42 27.3 S 150 29 43.5 E 574.	76 cm	Grasshopper Express 0.27	M. Barry	Négatif
Miles Australie	26 39 20.52 S 150 10 19.44 E 277.	25 cm	WATEC 120N+ 0.64	D. Dunham J. Dunham	Négatif
Les stations de Murrumbateran et Canberra (Australie) n’ont pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.					

TABLE 4.42 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux non séparés ajustés sur les cordes du 1<sup>er</sup> octobre 2016

Station	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
Rockhampton imm	10:12:26.284 ± 0.072	10.795	13.121	123.960	2.523 <sup>+3.481</sup> <sub>-0.615</sub>	0.317 <sup>+0.683</sup> <sub>-0.099</sub>	13.864	15
Rockhampton eme	10:13:22.928 ± 0.049	12.573	13.146	278.911	2.586 <sup>+3.818</sup> <sub>-0.778</sub>	0.396 <sup>+0.604</sup> <sub>-0.158</sub>	9.239	19
Adelaide imm	10:10:19.826 ± 0.186	12.421	12.597	91.347	1.867 <sup>+4.073</sup> <sub>-0.539</sub>	0.159 <sup>+0.841</sup> <sub>-0.050</sub>	4.580	10
Adelaide eme	10:11:14.558 ± 0.218	9.942	12.651	311.914	2.047 <sup>+3.534</sup> <sub>-0.719</sub>	0.149 <sup>+0.851</sup> <sub>-0.050</sub>	12.103	10

TABLE 4.43 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 1<sup>er</sup> octobre 2016

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Rockhampton imm	10:12:44.664±0.041	39.750	47
Rockhampton eme	10:13:03.199±0.051	42.308	50
Adelaide imm	11:10:41.818±0.118	9.411	12
Adelaide eme	10:10:54.102±0.064	12.097	13

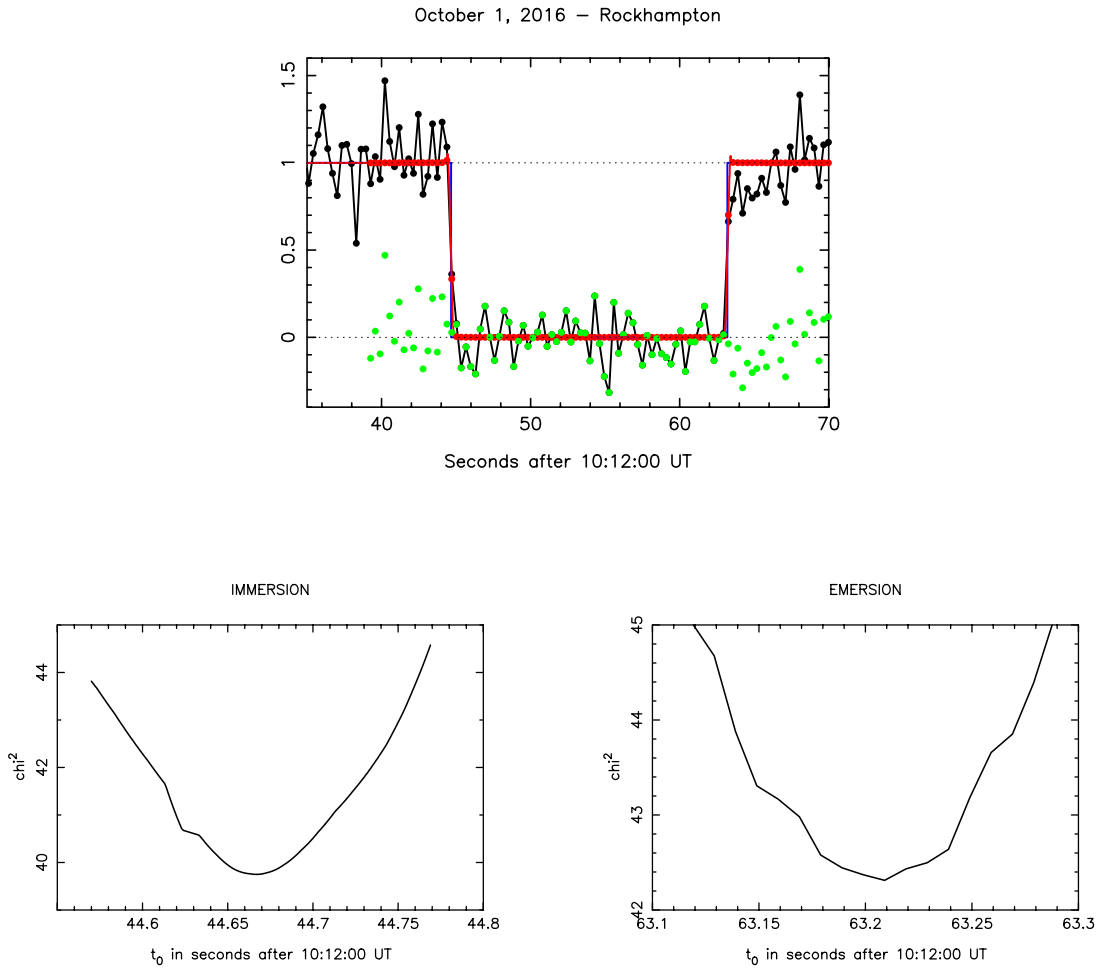


FIGURE 4.56 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée à Rockhampton le 1<sup>er</sup> octobre 2016 et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

TABLE 4.44 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 1<sup>er</sup> octobre 2016

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-204.493 km	96.3839264 km	44.52	-62.05	4
-18.2 mas	8.6 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

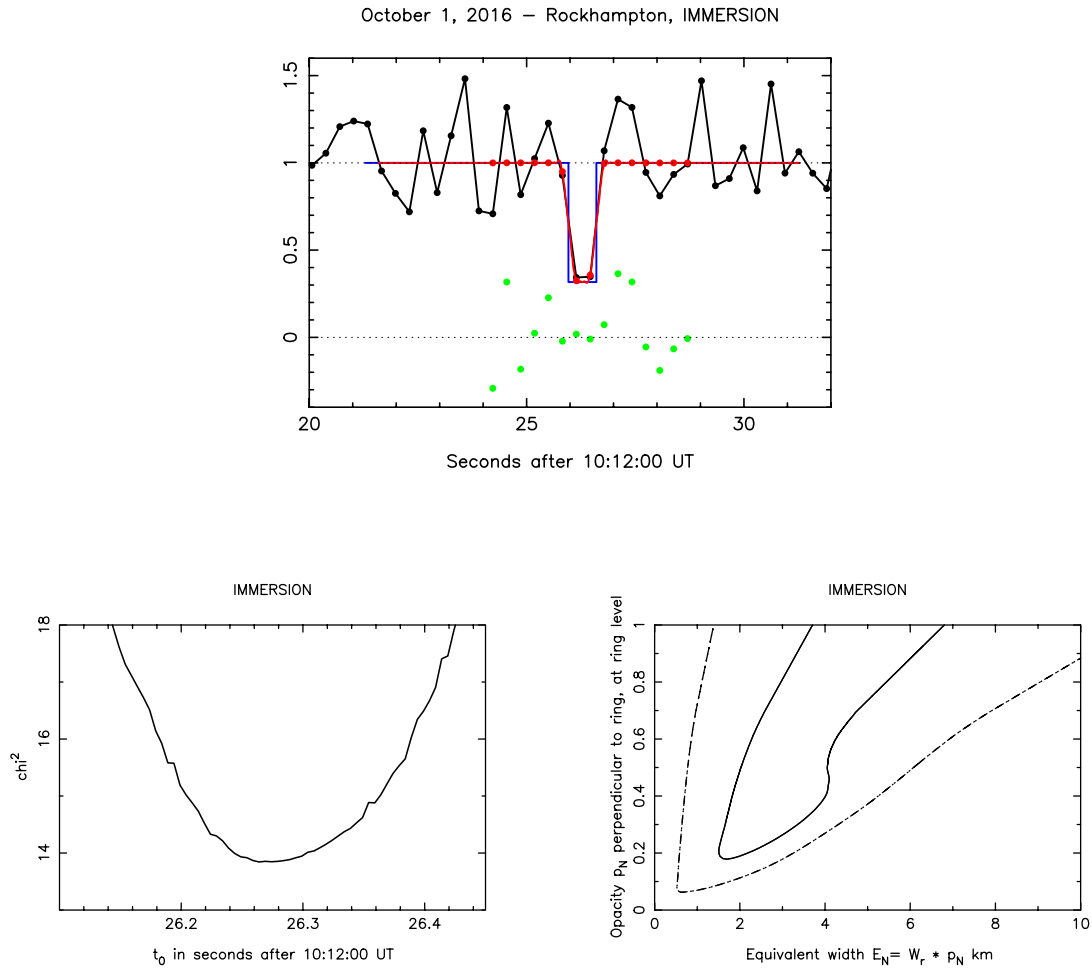


FIGURE 4.57 – Ajustement du meilleur modèle diffractant à l’immersion par les anneaux observée non séparés à Rockhampton le 1<sup>er</sup> octobre 2016 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

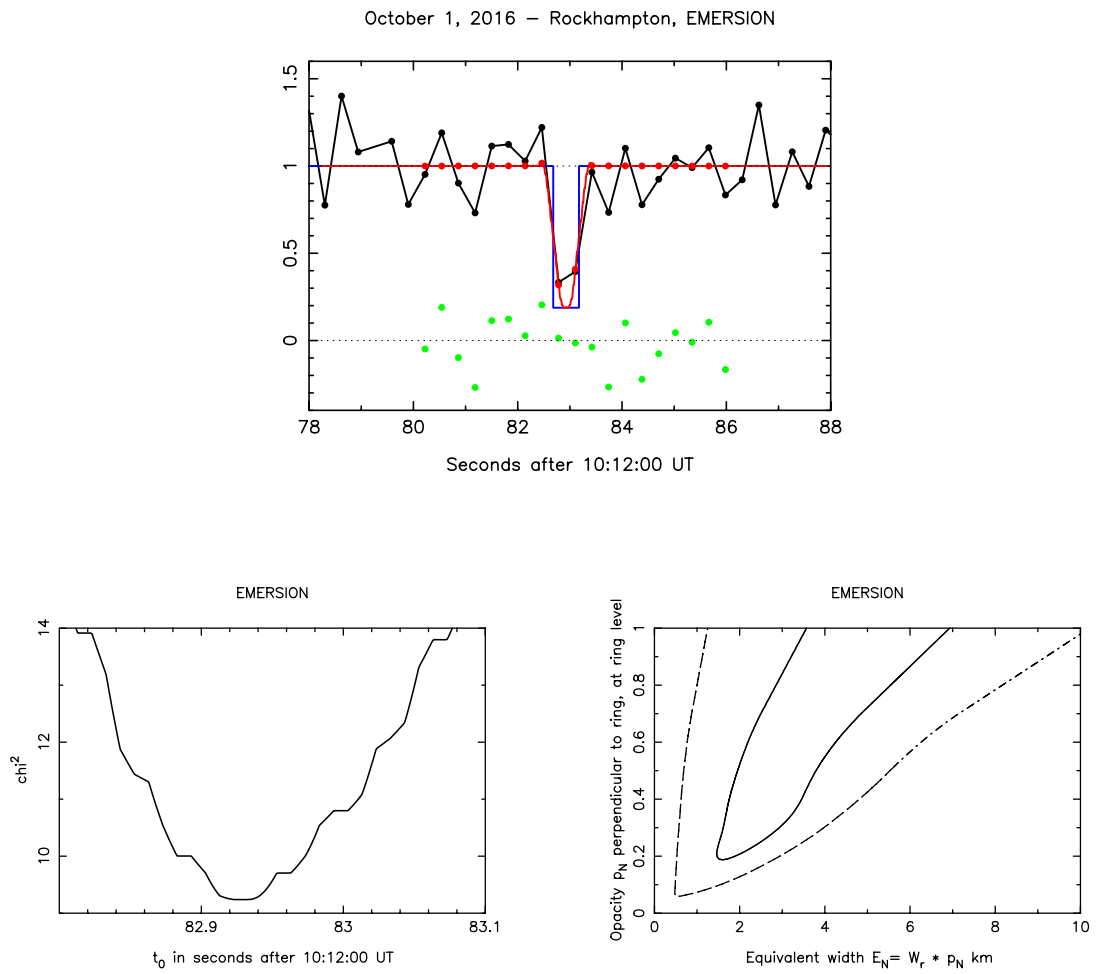


FIGURE 4.58 – Même figure que la Fig. 4.57 pour l'émersion

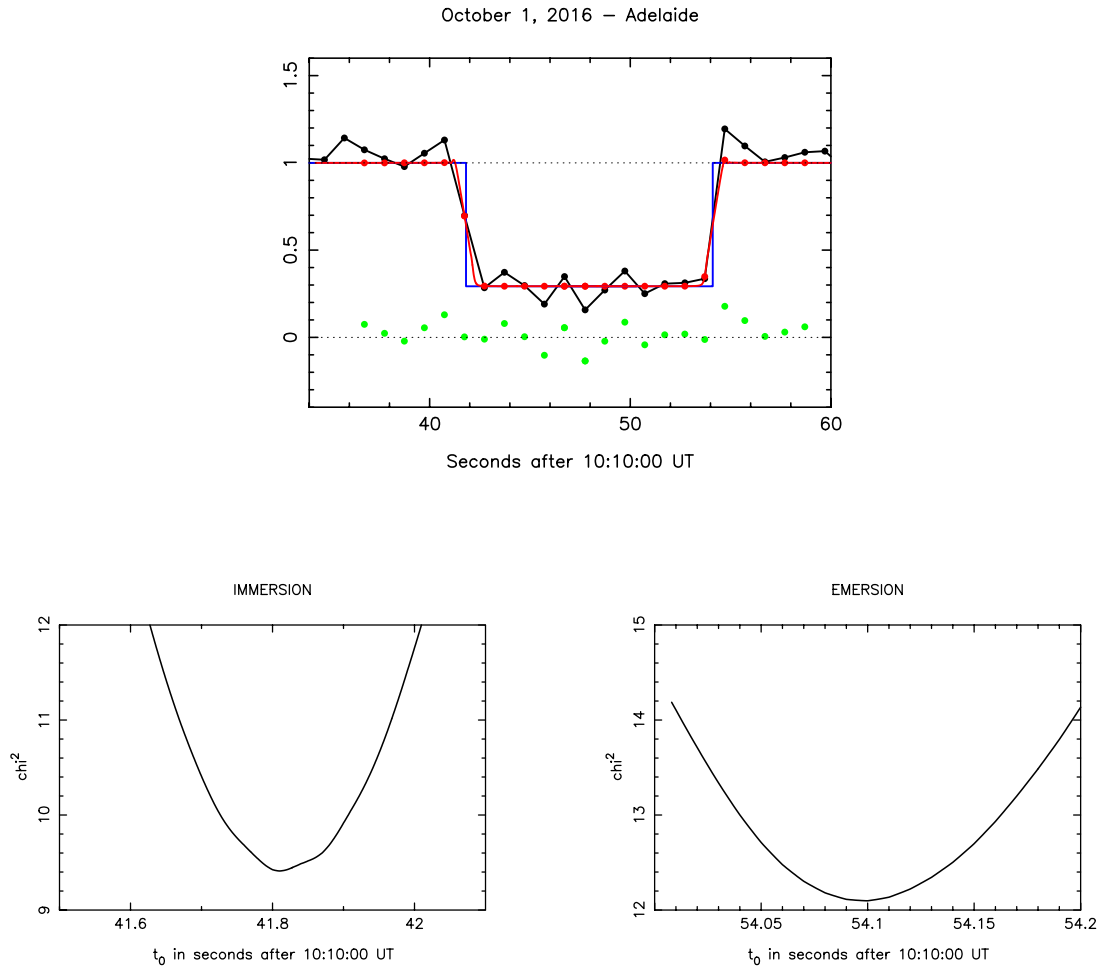


FIGURE 4.59 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée à Adelaide le 1<sup>er</sup> octobre 2016 et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

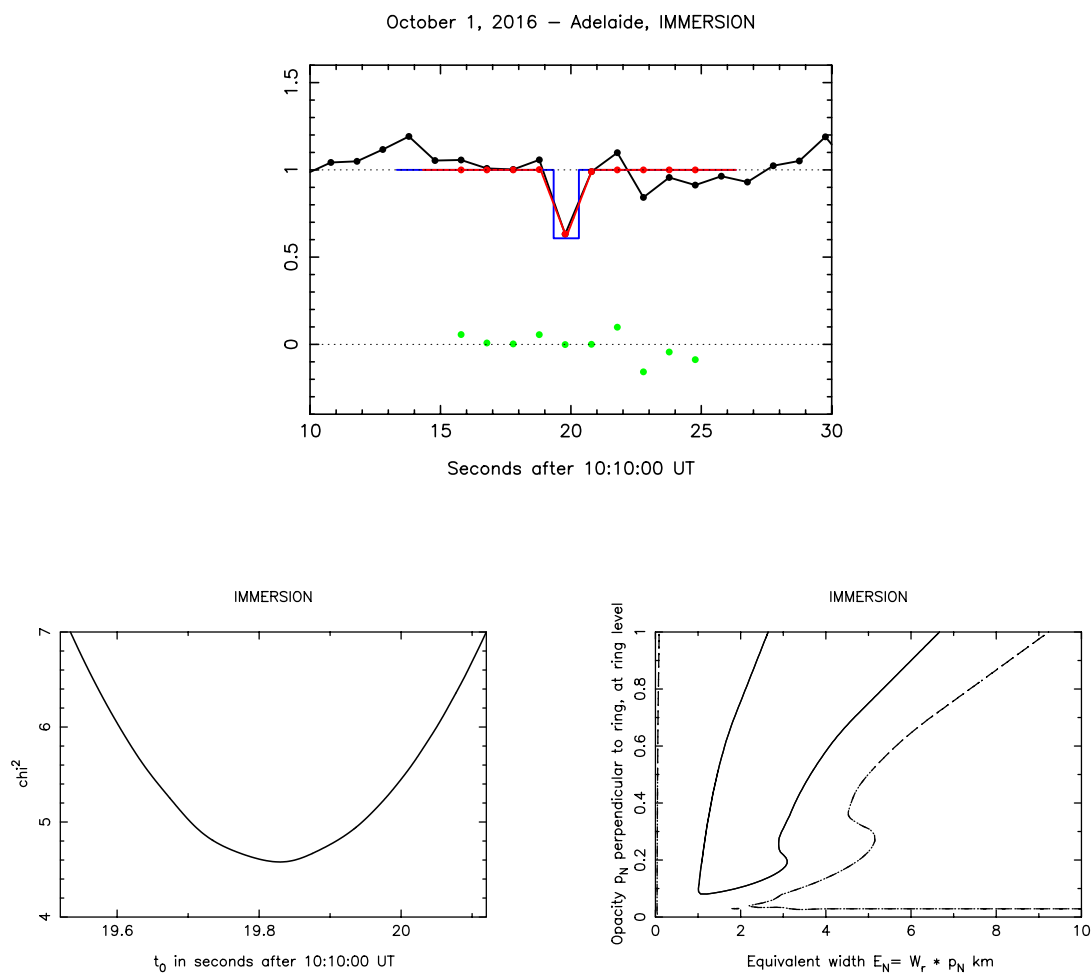


FIGURE 4.60 – Ajustement du meilleur modèle diffractant à l’immersion par les anneaux non séparés observée à Adelaide le 1<sup>er</sup> octobre 2016 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

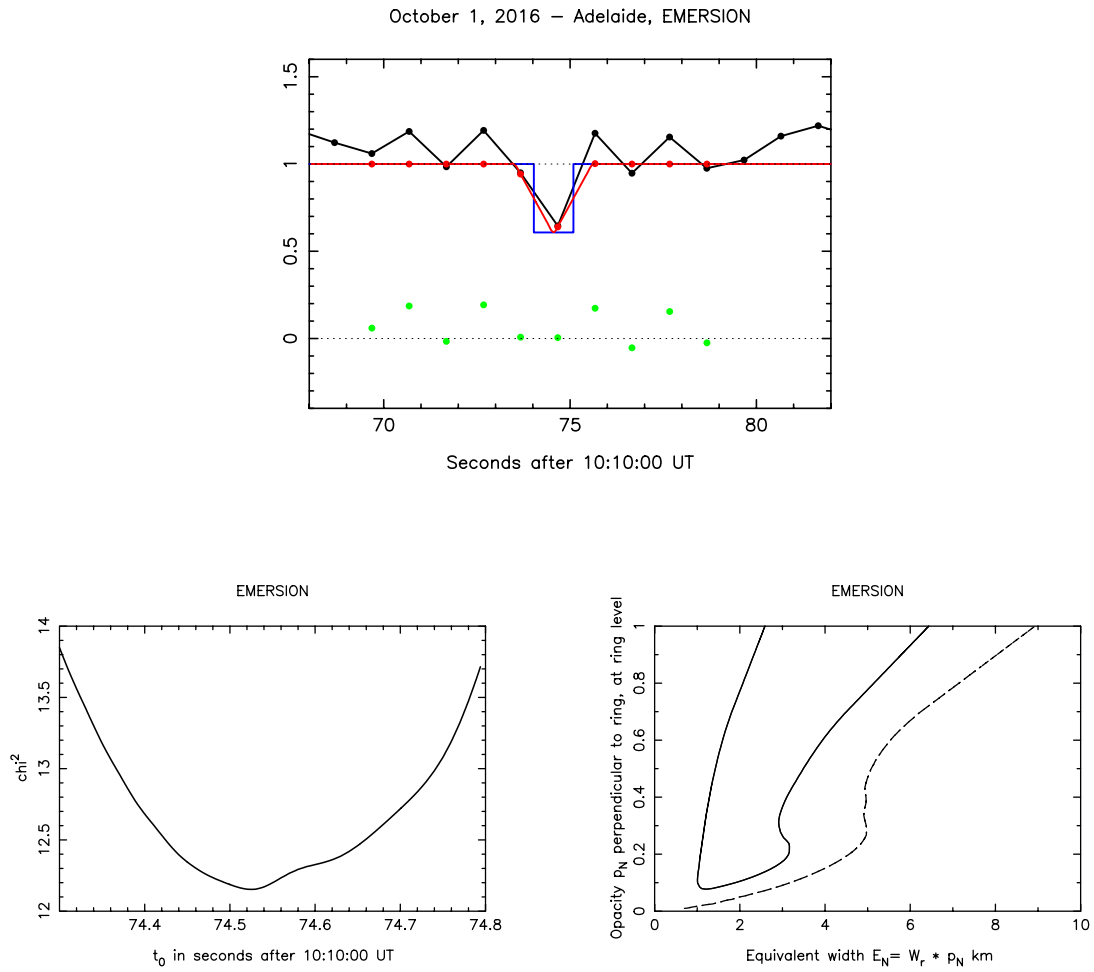
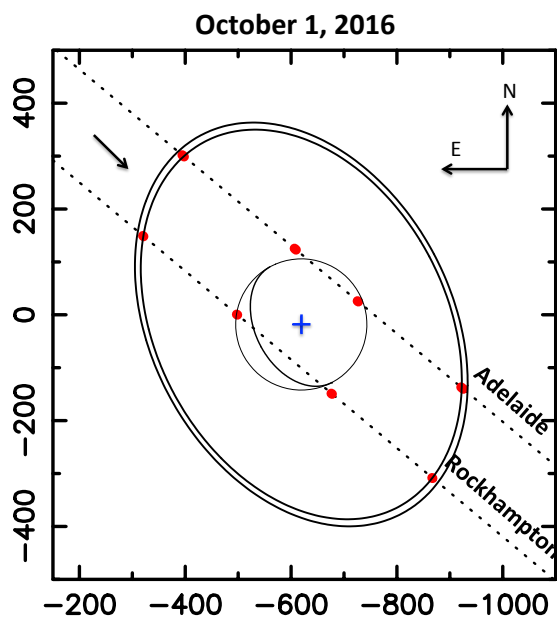


FIGURE 4.61 – Même figure que la Fig. 4.60 pour l'émerision


 FIGURE 4.62 – Géométrie de l'occultation du 1<sup>er</sup> octobre 2016

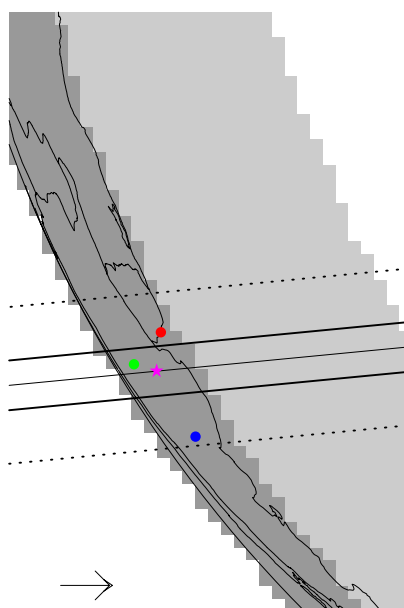
## 4.16 8 février 2017

Cette occultation a été prédite en utilisant le catalogue Gaia DR1 (comme la précédente), mais également en utilisant une nouvelle version de NIMA, pour laquelle les précédentes observations ont été reréduites à partir de Gaia DR1 (Chapitre 7). La précision de l'éphéméride a ainsi été améliorée et notre prédiction s'est avérée précise à moins de 5 mas en déclinaison (voir Table 4.47).

La configuration était peu favorable car l'occultation avait lieu au petit matin très bas sur l'horizon (voir Figure 4.63). Seuls 3 observateurs étaient capables d'observer. Cette occultation n'a donné lieu qu'à la détection d'une corde sur le corps et les anneaux sont perdus dans le bruit.

La géométrie de l'occultation (Figure 4.65) est alors reconstruite à partir de l'unique corde sur le corps central en supposant un corps sphérique de 124 km de rayon (valeur trouvée par Braga-Ribas et al. (2014)). Cette unique corde nous permet donc de déduire le centre de Chariklo que l'on identifie au centre des anneaux (car on suppose les anneaux circulaires et concentriques). Elle nous a néanmoins confirmé la qualité de notre prédiction, ce qui nous a permis de préparer les deux futures campagnes avec confiance dans la prédiction.





Position de l'étoile	$\alpha = 18^{\text{h}}53^{\text{m}}14.5162^{\text{s}}$ $\delta = -31^{\circ}23'28.322''$
Catalogue utilisé	Gaia DR1 avec mp
Magnitude R de l'étoile	13.75
Diamètre de l'étoile	0.374 km
Position de Chariklo prédite	à 07:25:00 UT $\alpha_{Ck} = 18^{\text{h}}53^{\text{m}}14.4968^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -31^{\circ}23'28.587''$
Ephéméride utilisée	NIMA 10
1''	11 822 km

FIGURE 4.63 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 8 février 2017

TABLE 4.45 – Circonstances des observations de l'occultation du 8 février 2017

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Bosque Alegre Argentine	31 35 54 S 64 32 58.7 E 1250.	76 cm	CMOS ZWO ASI 120 2	C. Colazo R. Melia	Corps central
Los Molinos Uruguay	34 45 19.3 S 56 11 24.6 W 130	46cm	FLI CCD 2	S. Roland D. Fernandez	Négatif
Le station de Santa Rosa (Argentine) n'a pas pu observer à cause de nuages ou de problèmes techniques.					

TABLE 4.46 – Temps d'occultation du corps central ajustés sur la corde du 8 février 2017

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Bosque Alegre imm	07:23:38.480±0.370	13.476	13
Bosque Alegre eme	07:23:44.750±0.370	6.625	12

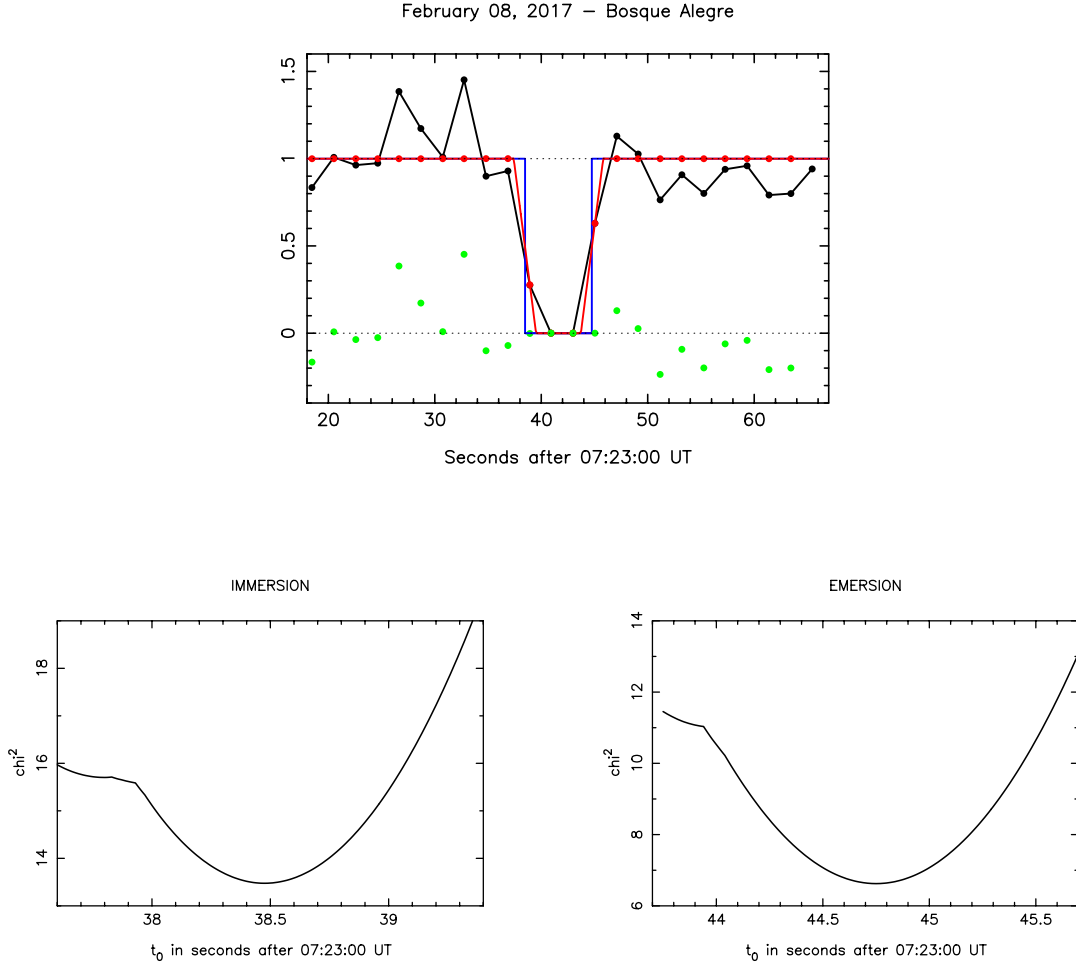


FIGURE 4.64 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps centrale observée le 8 février 2017 et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

TABLE 4.47 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 8 février 2017: seule une observation par le corps central a été observée. Sa forme n’étant pas connue, le centre du corps (et donc des anneaux si on les suppose coincident) a été trouvé en ajustant une sphère de 124 km de rayon aux deux extrémités. L’absence de détection d’une occultation par le corps central à Los Molinos (Uruguay) nous permet de choisir la bonne géométrie.

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-46.78 km	50.28 km	50.63	-61.35	2
-3.96 mas	4.25 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

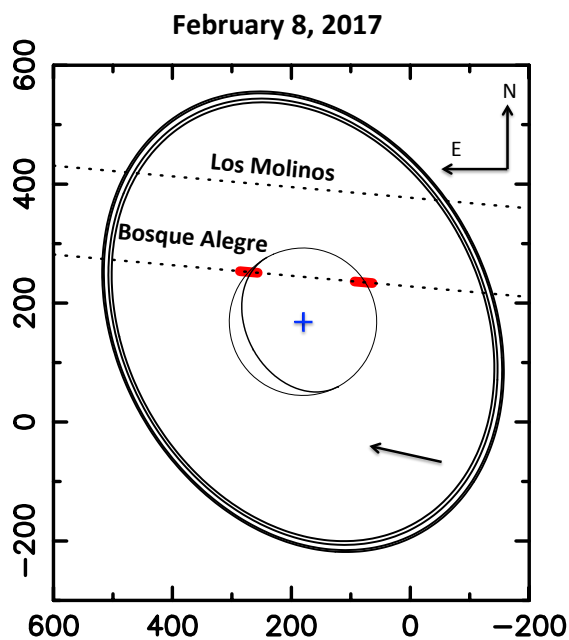
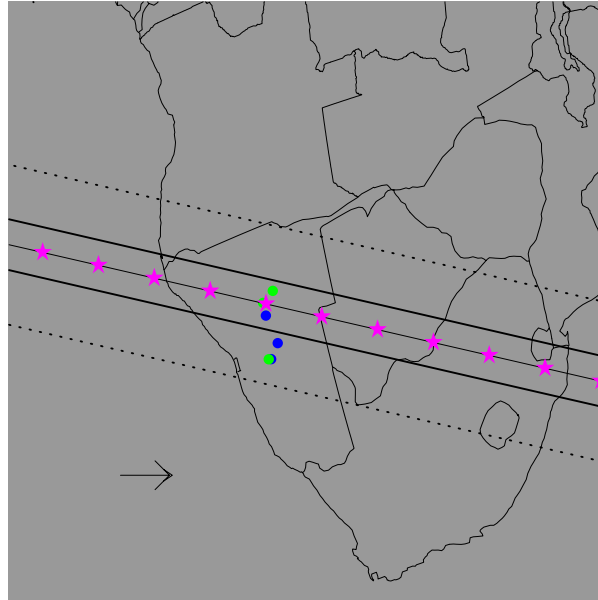


FIGURE 4.65 – Géométrie de l’occultation du 8 février 2017. L’absence de détection d’une occultation par le corps central à Los Molinos (Uruguay) nous permet de choisir la bonne géométrie. La détection des anneaux est perdue dans le bruit des données.

#### 4.17 9 avril 2017

Cette occultation s’inscrit dans la lignée des occultations prédites avec Gaia DR1 et des éphémérides toujours plus précises. Elle a eu lieu au dessus de la Namibie, où nous avons l’habitude d’organiser des campagnes d’observations. Nous avons donc envoyé 4 observateurs français et allemands pour utiliser les télescopes d’amateurs disponibles en Namibie. La mauvaise météo a empêché le succès de toutes les stations mais la Figure 4.66 montre que toutes les stations étaient bien positionnées dans l’ombre.



Position de l'étoile	$\alpha = 19^{\text{h}}04^{\text{m}}03.628^{\text{s}}$ $\delta = -31^{\circ}17'15.234''$
Catalogue utilisé	Gaia DR1 avec mp
Magnitude R de l'étoile	14.05
Diamètre de l'étoile	0.735 km
Position de Chariklo prédite	à 02:12:00 UT $\alpha_{Ck} = 19^{\text{h}}04^{\text{m}}03.6027^{\text{s}}$ $\delta_{Ck} = -31^{\circ}17'15.1923''$
Ephéméride utilisée	NIMA 11
	1''
	11219.9 km

FIGURE 4.66 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 9 avril 2017

TABLE 4.48 – Circonstances des observations de l'occultation du 9 avril 2017

Site	Coordonnées	Télescope	Instrument	Observateurs	Résultats
	Altitude (m)	DIT			
Weaver Rocks Lodge Namibie	20 41 56.32 S 16 50 29.898 E 1647	50 cm	Raptor 80 ms	M. Kretlow	C1R résolu Corps central
Wabi Lodge Namibie	20 20 38.85 S 17 32-0.588 E 1382	12''	Raptor 100ms	JL Dauvergne	C1R résolu Corps central
Hakos Namibie	23 14 10. S 16 21 42. E 1881	50 cm	Raptor 100ms	KL Bath	Emersion de C1R et C2R

Les stations de Outeniqua Lodge, Windhoek et HESS en Namibie  
n'ont pas pu observer à cause des nuages.

L'immersion des anneaux à Hakos n'a pu être observée à cause de passages nuageux au même moment.

TABLE 4.49 – Temps d’occultation et paramètres physiques des anneaux ajustés sur les cordes du 9 avril 2017

Station	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$W_r$ (km)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
C1R									
Weaver Rocks imm	02:10:39.107±0.017	4.487	5.593	167.628	6.48 <sup>+0.36</sup> <sub>-0.40</sub>	2.800 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.25</sub>	0.433 <sup>+0.099</sup> <sub>-0.072</sub>	40.634	56
Weaver Rocks eme	02:12:57.423±0.019	4.454	5.588	353.201	6.16 ± 0.36	2.505 ± 0.15	0.406 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.036</sub>	42.963	50
Wabi Lodge imm	02:10:46.548 ± 0.038	4.459	5.436	156.854	7.3 <sup>+0.7</sup> <sub>-0.6</sub>	2.954 <sup>+0.599</sup> <sub>-0.449</sub>	0.406 <sup>+0.153</sup> <sub>-0.099</sub>	61.203	45
Wabi Lodge eme	02:13:01.300 ± 0.037	4.320	5.437	3.881	5.48 ± 0.72	1.68 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.24</sub>	0.307 <sup>+0.099</sup> <sub>-0.072</sub>	30.510	24
Hakos eme	02:13:09.699± 0.017	3.887	4.350	311.047	5.80 ± 0.28	2.255 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.099</sub>	0.388 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.036</sub>	37.229	50
C2R									
Hakos eme	02:13:13±0.05	3.887	4.350	311.047	0.21 <sup>+2.27</sup> <sub>0.08</sub>		0.75 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.69</sub>	7.30	20

L’immersion des anneaux à Hakos n’a pu être observée à cause de passages nuageux au même moment.

TABLE 4.50 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 9 avril 2017

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Weaver Rocks imm	02:11:20.326 ± 0.006	248.030	250
Weaver Rocks eme	02:12:15.264 ± 0.018	114.857	125
Wabi Lodge imm	02:11:36.466± 0.025	164.183	180
Wabi Lodge eme	02:12:16.687 ± 0.021	103.601	100

TABLE 4.51 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 9 avril 2017

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-46.741 km	10.315 km	52.606	-61.2397	5
-4.2 mas	0.9 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

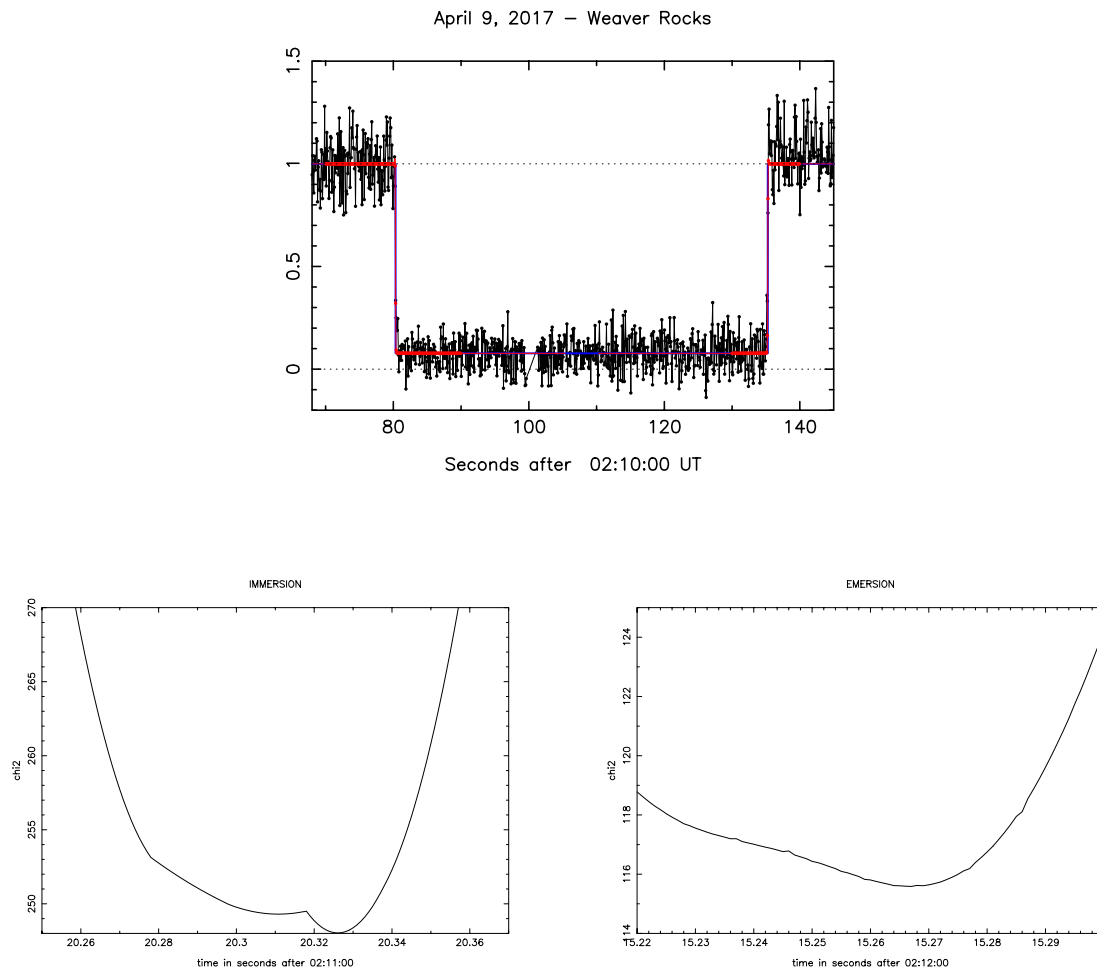


FIGURE 4.67 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 9 avril 2017 à Weaver Rocks et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

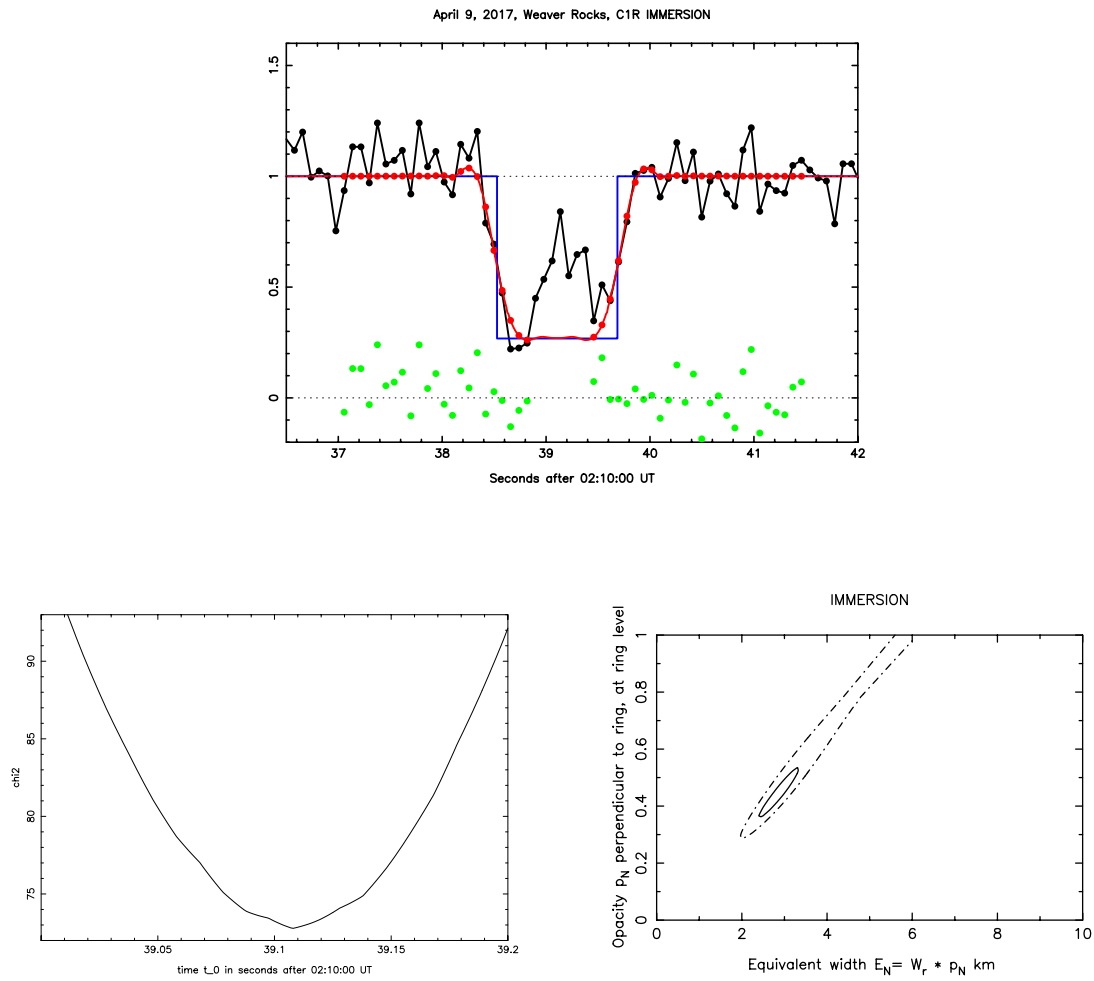


FIGURE 4.68 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée le 9 avril 2017 à Weaver Rocks et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

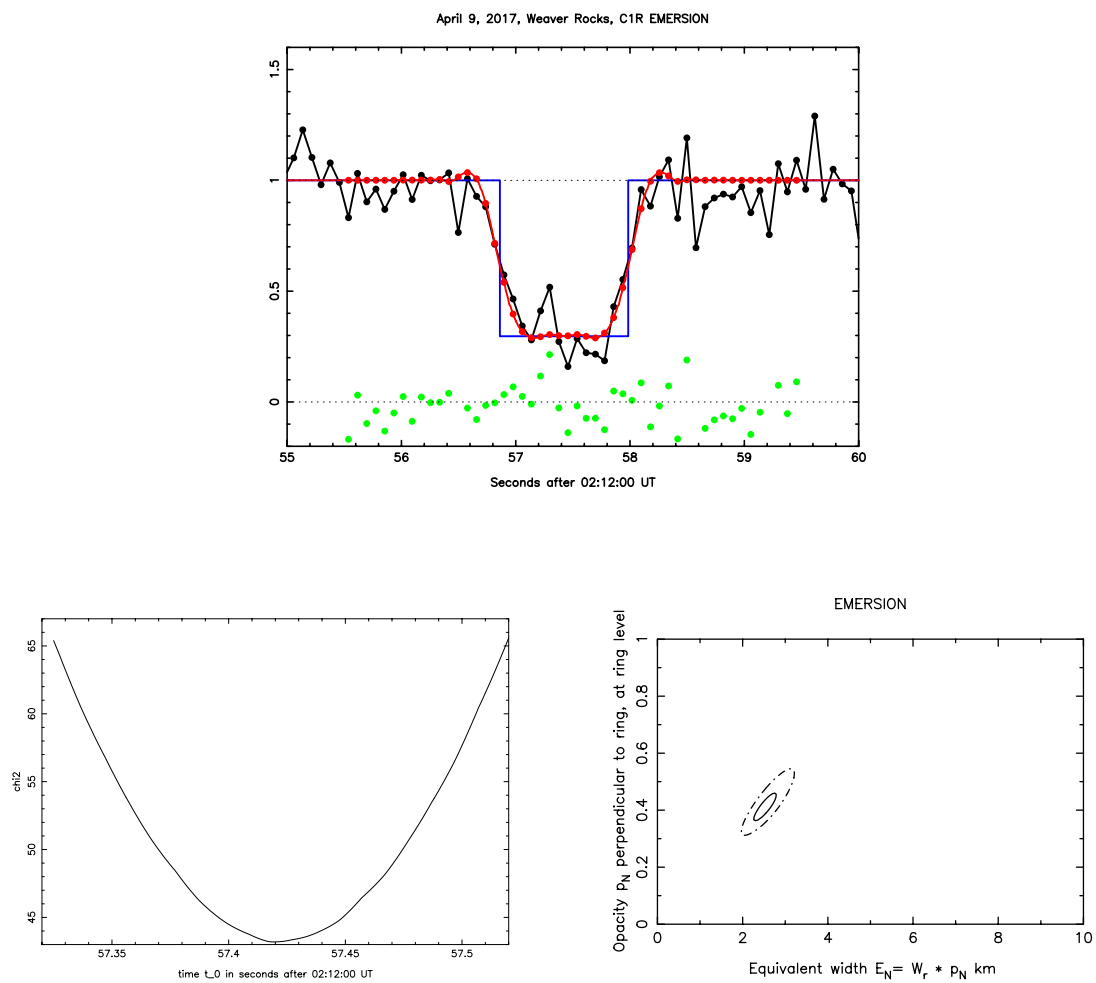


FIGURE 4.69 – Même figure que la Fig. 4.69 mais pour l'émerision



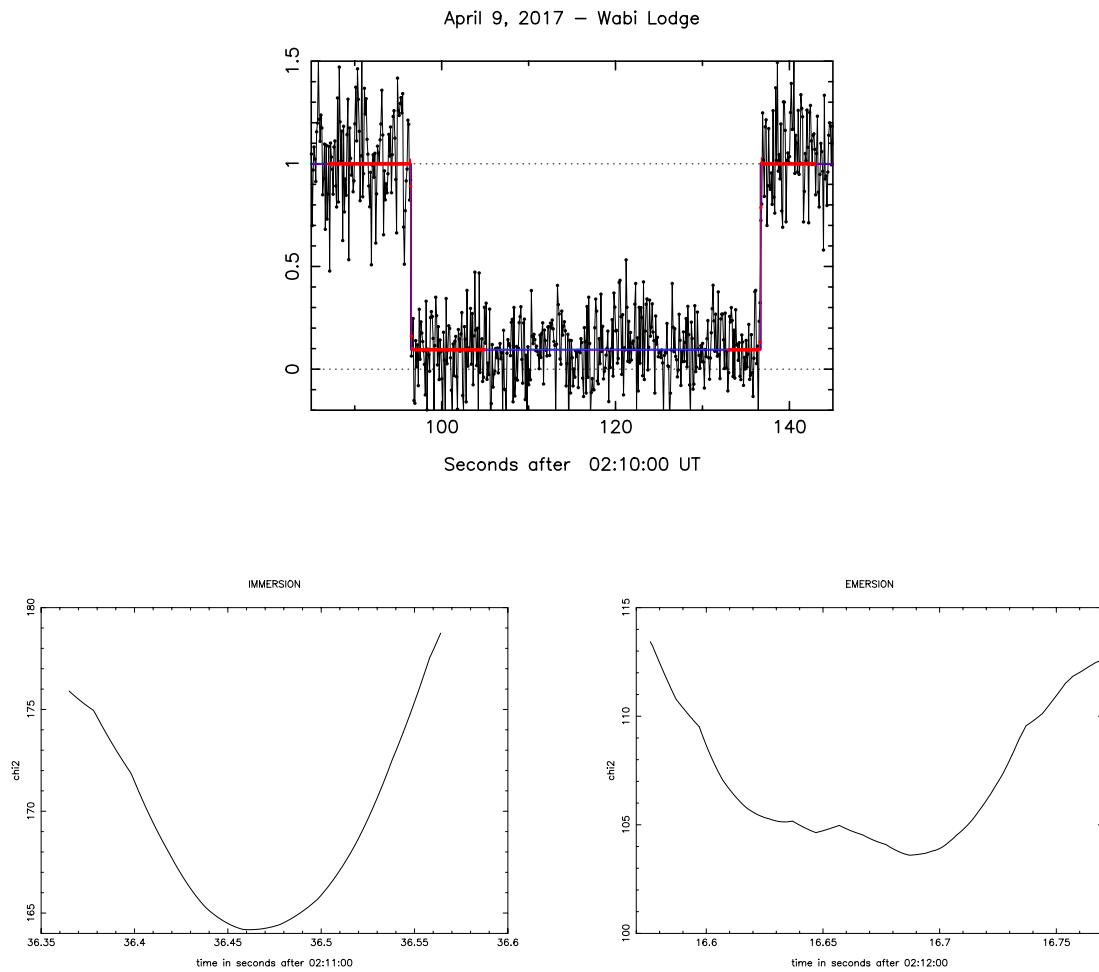


FIGURE 4.70 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 9 avril 2017 à Wabi Lodge et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

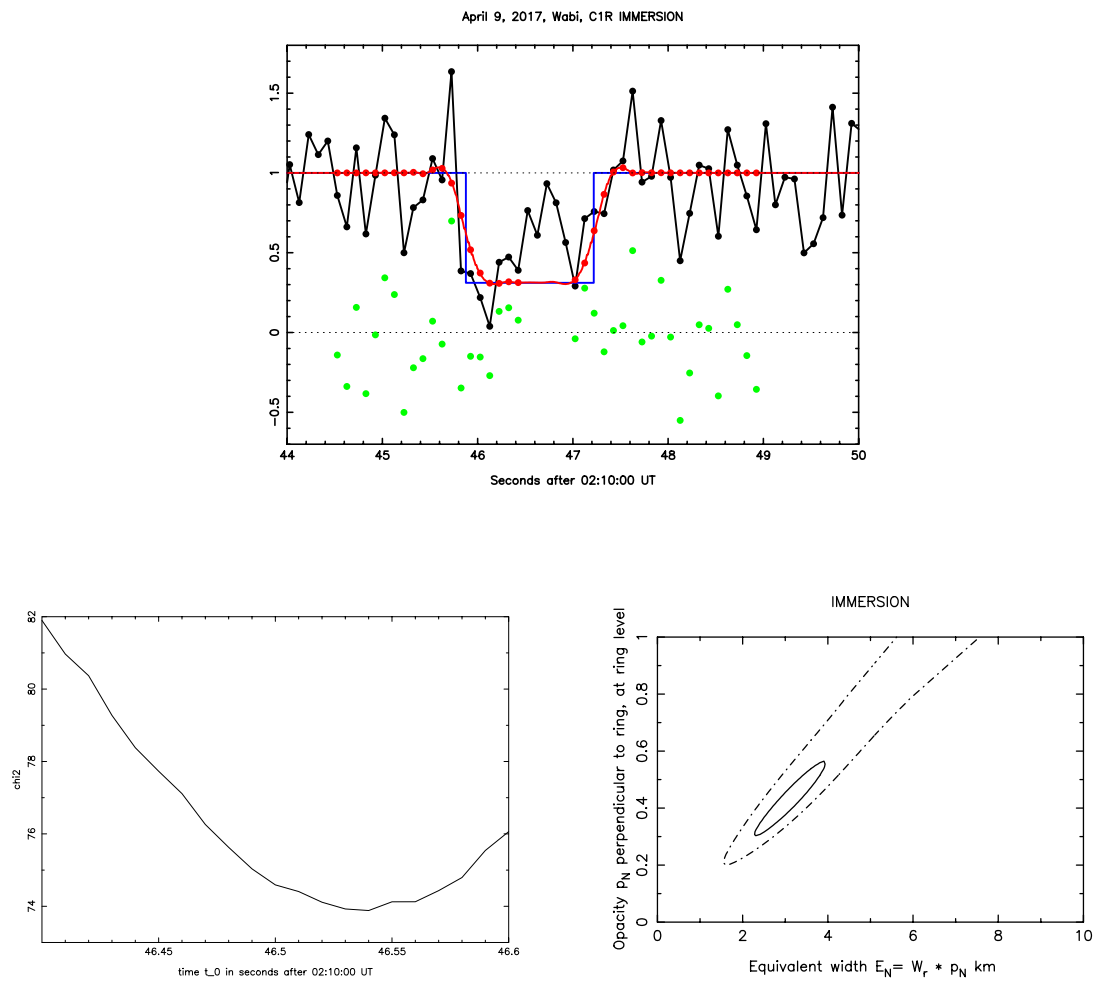


FIGURE 4.71 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée le 9 avril 2017 à Wabi Lodge et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

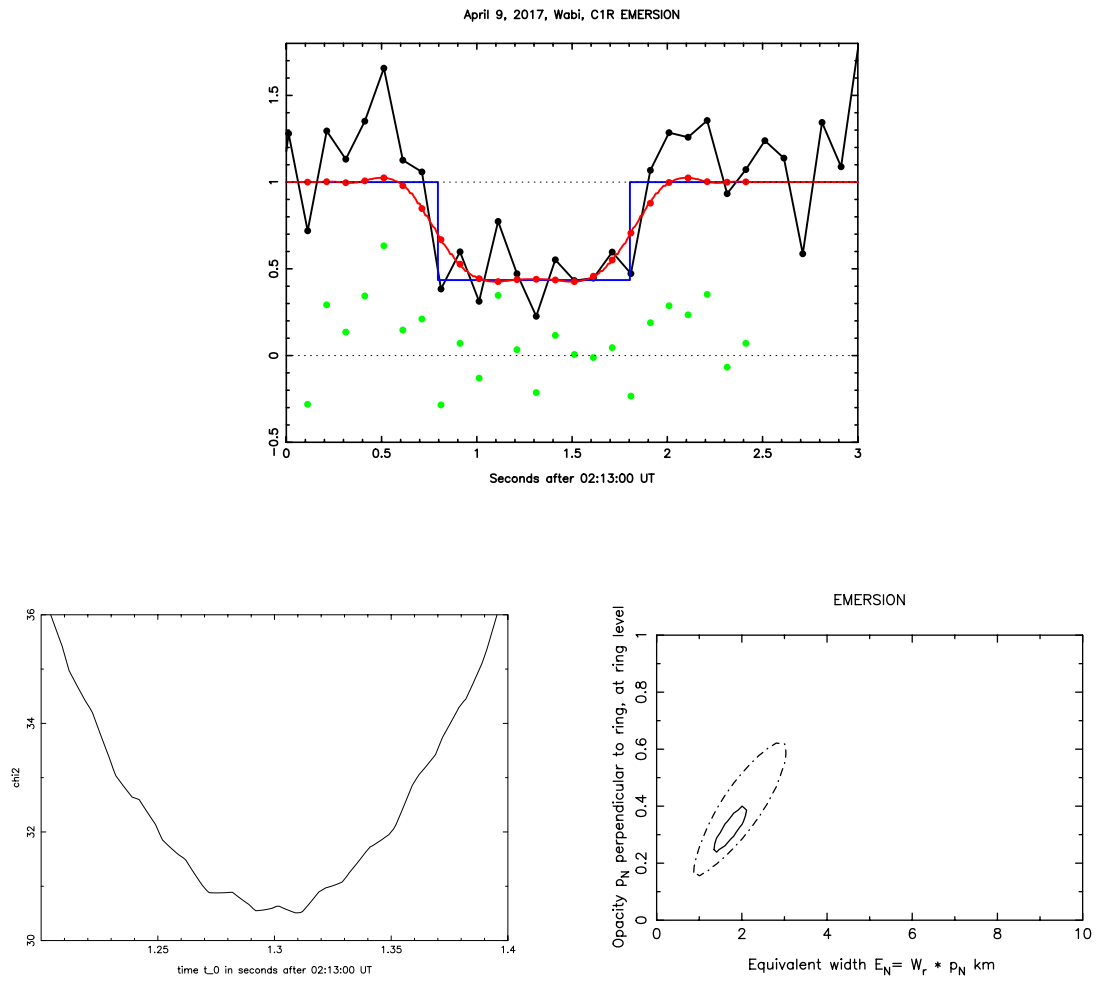


FIGURE 4.72 – Même figure que la Fig. 4.72 mais pour l'émerison

April 09, 2017 – Hakos – EMERSION

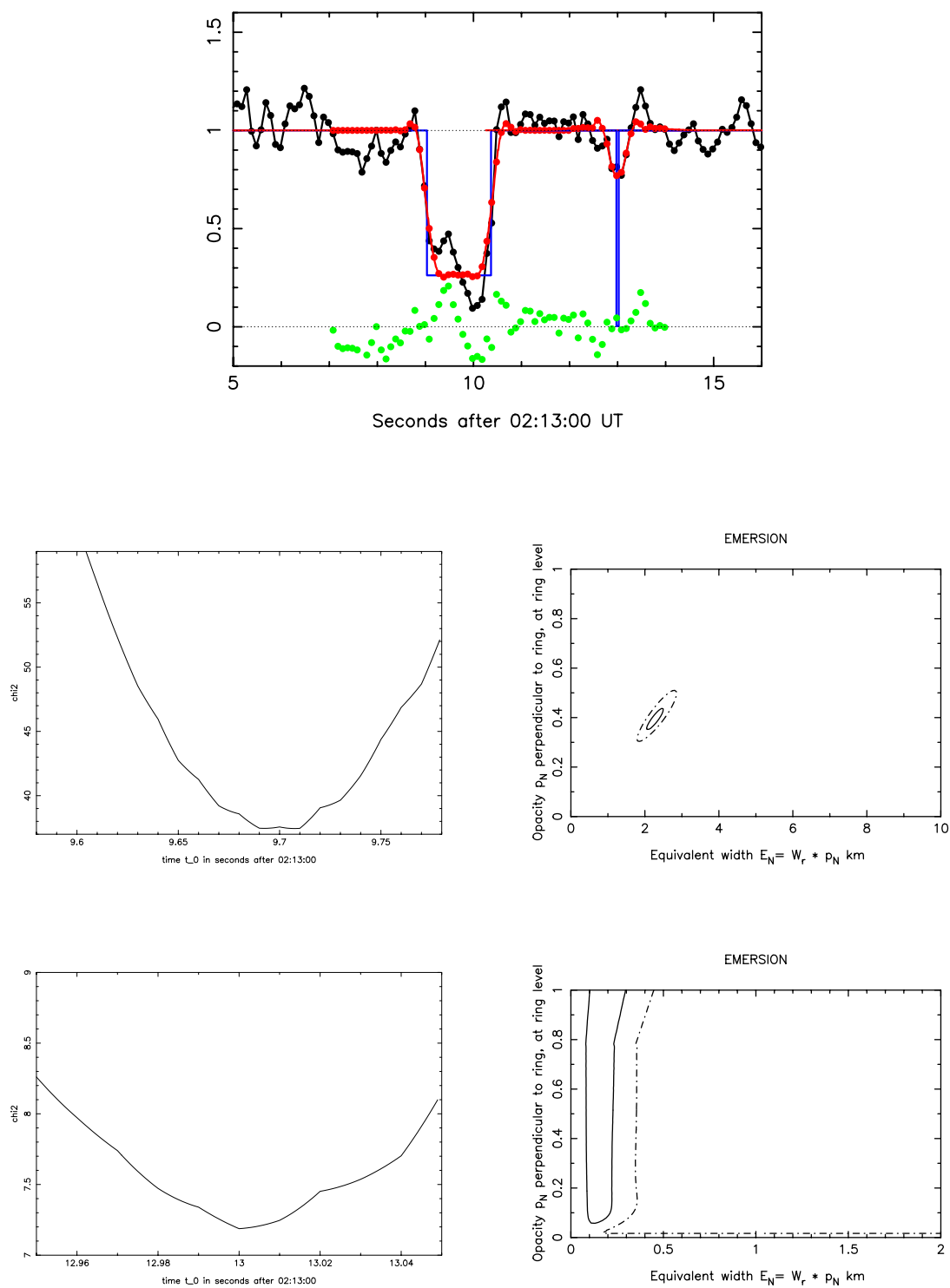


FIGURE 4.73 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur les émersions de C1R et C2R séparément observées à Hakos le 9 avril 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

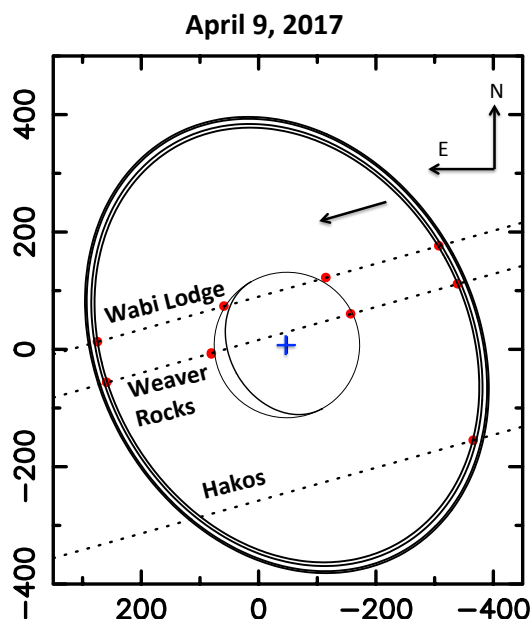


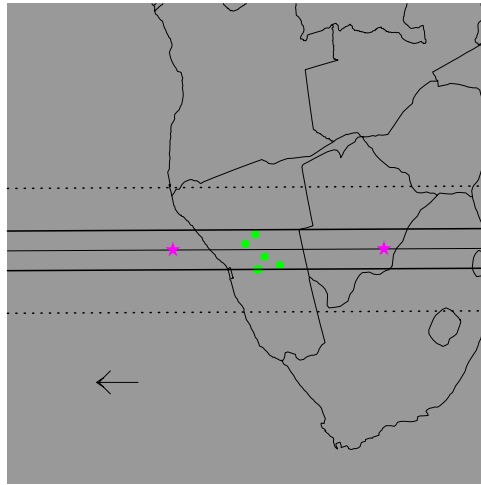
FIGURE 4.74 – Géométrie de l’occultation du 9 avril 2017

## 4.18 22 juin 2017

Cette occultation a été la première prédite avec une position issue de Gaia DR2. Bien que la publication de cette deuxième version soit prévue pour avril 2018, le consortium Gaia a accepté de nous donner en avant-première la position de cette étoile ainsi que son mouvement propre. Nous avons ainsi obtenu une prédiction meilleure que 4 mas en déclinaison (voir Table 4.55)

Cette confiance dans la prédiction nous a conduit à envoyer 6 observateurs français et allemands pour observer avec les télescopes amateurs namibiens que nous utilisons régulièrement (Figure 4.75). La météo à cette fois-ci était notre alliée et toutes les stations ont enregistré des données positives. Cette occultation nous a permis d’enregistrer 6 cordes dont deux au même endroit (deux télescopes ont été déployés à Windhoek). Toutes les stations ont observé une occultation par le corps central et les anneaux sauf à Hakos où seul les anneaux ont occulté l’étoile (Figure 4.90). C’est donc l’occultation avec le plus de cordes sur le corps central après l’occultation de la découverte, ce qui permettra de caractériser le corps central avec plus de précision que ce qui a été atteint jusqu’à présent.

La précision atteinte nous permet de conclure que les prochaines occultations de Chariklo seront prédites suffisamment précisément pour assurer de futures observations avec de nombreuses cordes simultanées sur le corps et les anneaux.



Position de l'étoile	$\alpha = 18^{\text{h}}55^{\text{m}}15.6525^{\text{s}}$ $\delta = -31^{\circ}31'21.671''$
Catalogue utilisé	Gaia DR2 avec mp
Magnitude R de l'étoile	14.180
Diamètre de l'étoile	0.253 km
Position de Chariklo prédite	à 21:21:00 UT $\alpha = 18^{\text{h}}55^{\text{m}}15.6316^{\text{s}}$ $\delta = -31^{\circ}31'21.6269''$
Ephéméride utilisée	NIMA 12
1''	10632 km km

FIGURE 4.75 – Carte de post-prédiction et paramètres de l'occultation du 22 juin 2017

TABLE 4.52 – Circonstances des observations de l'occultation du 22 juin 2017

Site	Coordonnées Altitude (m)	Télescope	Instrument DIT	Observateurs	Résultats
Outeniqua Lodge Namibie	21 17 58.17 S 16 49 17.712 E 1416	25 cm	Raptor 100 ms	F. Colas J. Desmars	C1R résolu Corps central
Onduruquea Guest Farm Namibie	21 36 26.04 S 15 59 33.75 E 1220	50 cm	Raptor 75 ms	M. Kretlow	C1R résolu Corps central
Hakos Namibie	23 14 11.04 S 16 21 41.316 E 1843	50 cm	Raptor 50 ms	W. Beisker	C1R résolu
Tivoli Lodge Namibie	23 27 40.188 S 18 01 01.236 E 1344	16"	Raptor 75 ms	L. Maquet	C1R résolu Corps central
Windhoek Namibie	22 41 55.164 S 17 06 31.896 E 1902.	14"	Raptor 150 ms	M. Backes	C1R résolu Corps central
Windhoek Namibie	22 41 55.164 S 17 06 31.896 E 1902.	16"	CMOS 200 ms	E. Meza	C1R résolu Corps central
HESS Namibie	23 16 18. S 16 30 00. E 1800		ATOM	F. Jakowski	En attente des données

Notons que seul C1R a été détecté par chaque station et les temps de pose choisis permettent de le résoudre. L'absence de détection de C2R sera discutée dans la Section 5.6.

TABLE 4.53 – Temps d’occultation et paramètres physiques de C1R ajustés sur les cordes du 22 juin 2017

Station	$t_0$ UT	$v_{\perp}$ (km/s)	$v_r$ (km/s)	$L$ (deg.)	$W_r$ (km)	$E_p$ (km)	$p_N$	$\chi_{min}^2$	# points
Onduruquea imm	21:21:13.594 ± 0.007	21.838	27.336	337.227	6.059 <sup>+0.400</sup> <sub>-0.451</sub>	2.007 <sup>+0.240</sup> <sub>-0.159</sub>	0.327 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.030</sub>	37.386	38
Onduruquea eme	21:21:42.140 ± 0.010	22.102	27.340	154.051	5.814 <sup>+0.742</sup> <sub>-0.680</sub>	2.007 <sup>+0.400</sup> <sub>-0.319</sub>	0.347 <sup>+0.089</sup> <sub>-0.060</sub>	20.721	31
Outeniqua imm	21:21:11.550 ± 0.038	21.070	26.806	346.254	8.855 <sup>+1.056</sup> <sub>-2.494</sub>	5.283 <sup>+5.237</sup> <sub>-2.317</sub>	0.594 <sup>+0.406</sup> <sub>-0.267</sub>	14.167	20
Outeniqua eme	21:21:39.537 ± 0.026	22.357	26.872	145.081	7.668 <sup>+0.412</sup> <sub>-4.486</sub>	7.284 <sup>+1.838</sup> <sub>-3.757</sub>	0.951 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.495</sub>	21.615	30
Windhoek imm	21:21:07.807 ± 0.029	22.348	26.869	324.697	7.098 <sup>+2.162</sup> <sub>-2.763</sub>	2.806 <sup>+3.117</sup> <sub>-0.722</sub>	0.396 <sup>+0.604</sup> <sub>-0.129</sub>	7.733	14
Windhoek eme	21:21:35.885 ± 0.032	21.174	26.962	166.623	8.155 <sup>+1.780</sup> <sub>-2.291</sub>	1.327 <sup>+2.598</sup> <sub>-0.119</sub>	0.287 <sup>+0.317</sup> <sub>-0.148</sub>	16.283	19
Tivoli imm	21:21:03.722 ± 0.019	22.227	25.784	311.929	4.226 <sup>+0.953</sup> <sub>-1.193</sub>	1.768 <sup>+0.727</sup> <sub>-0.480</sub>	0.406 <sup>+0.248</sup> <sub>-0.119</sub>	19.369	26
Tivoli eme	21:21:30.614 ± 0.012	20.137	25.954	179.534	3.525 <sup>+1.032</sup> <sub>-0.414</sub>	3.286 <sup>+0.959</sup> <sub>-1.678</sub>	0.871 <sup>+0.121</sup> <sub>-0.495</sub>	26.946	27
Hakos imm	21:21:10.313 ± 0.007	22.003	25.030	316.039	5.202 <sup>+0.371</sup> <sub>-0.369</sub>	2.007 <sup>+0.32</sup> <sub>-0.159</sub>	0.396 <sup>+0.079</sup> <sub>-0.039</sub>	33.943	37
Hakos eme	21:21:36.452 ± 0.007	19.574	25.300	175.271	5.494 <sup>+0.386</sup> <sub>-0.464</sub>	1.848 <sup>+0.239</sup> <sub>-0.160</sub>	0.347 <sup>+0.059</sup> <sub>-0.040</sub>	58.819	61

Les données enregistrées à HESS et à Windhoek avec le 16" n’ont pas pu être traitées avant le rendu de ce manuscrit.

TABLE 4.54 – Temps d’occultation du corps central ajustés sur les cordes du 22 juin 2017

Station	$t_0$ UT	$\chi_{min}^2$	# points
Onduruquea imm	21:21:22.029 ± 0.012	45.881	51
Onduruquea eme	21:21:33.639 ± 0.007	45.823	51
Outeniqua imm	21:21:20.165 ± 0.021	31.514	40
Outeniqua eme	21:21:30.198 ± 0.043	36.818	40
Windhoek imm	21:21:17.252 ± 0.036	21.155	33
Windhoek eme	21:21:27.256 ± 0.020	25.155	34
Tivoli imm	21:21:15.464 ± 0.009	25.713	40
Tivoli eme	21:21:19.868 ± 0.014	26.067	27

TABLE 4.55 – Paramètres de l’ellipse ajustée sur les cordes des anneaux du 22 juin 2017

$f_c$	$g_c$	$B^{(a)}$ (deg)	$P^{(a)}$ (deg)	nombre d’extrémités
-72.44 km	40.80 km	51.070	-61.5008	10
-6.8 mas	3.8 mas			

<sup>(a)</sup> Valeur fixée en adaptant le pôle des anneaux calculé par Braga-Ribas et al. (2014).

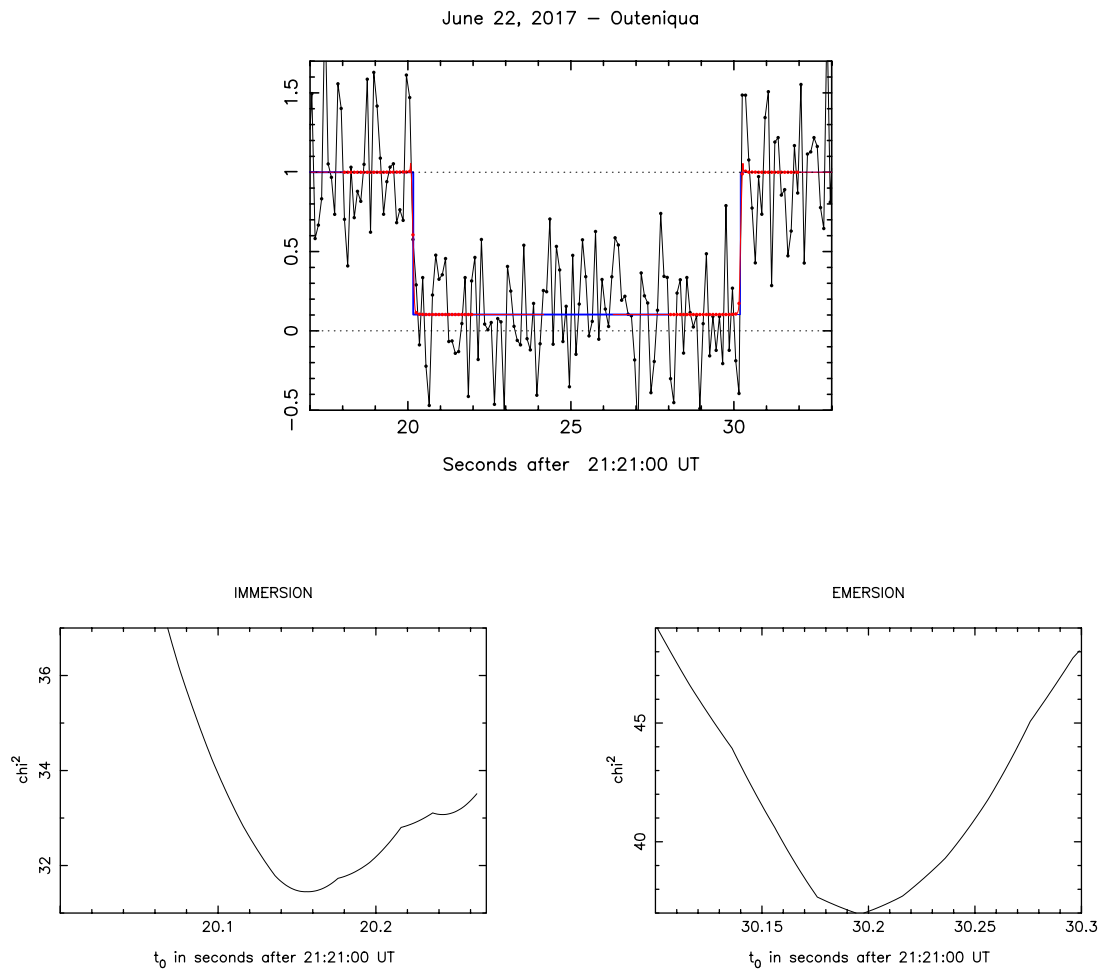


FIGURE 4.76 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Outeniqua et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.



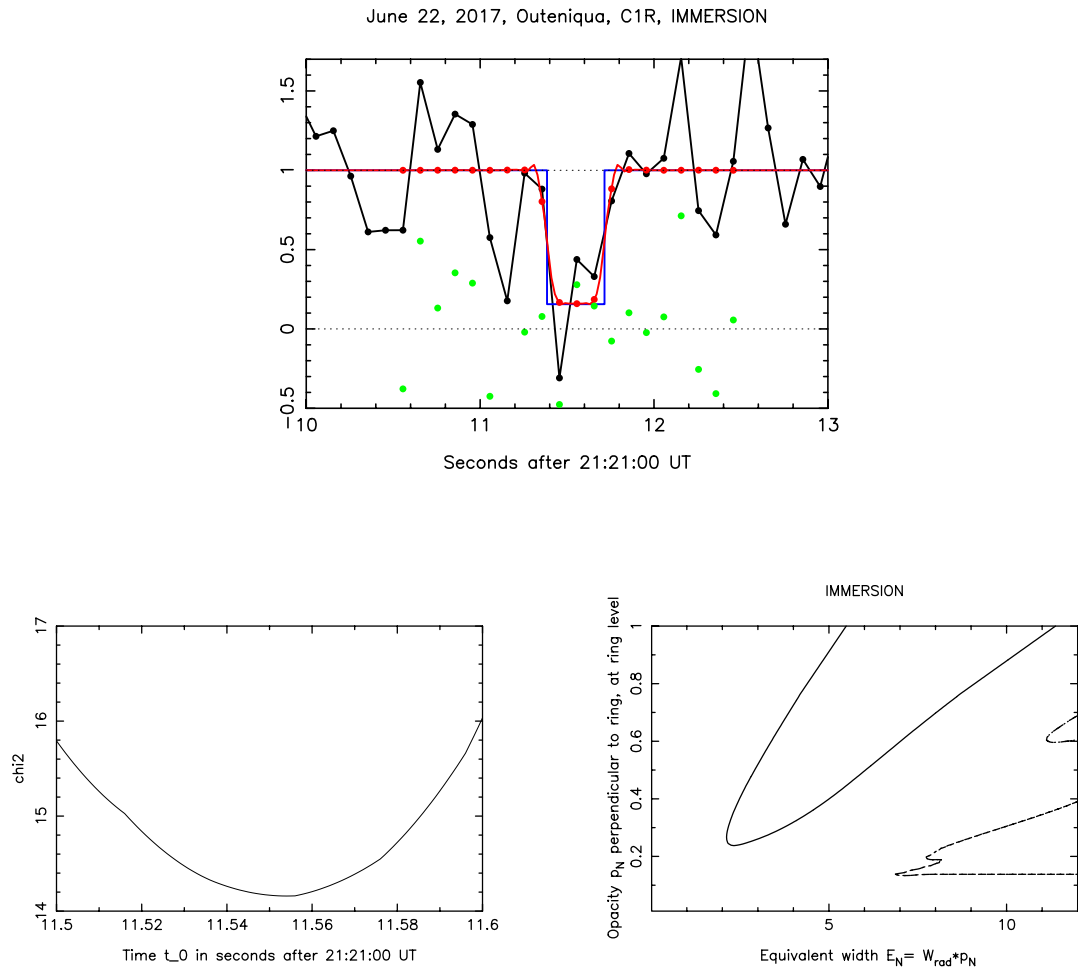


FIGURE 4.77 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée à Outeniqua le 22 juin 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

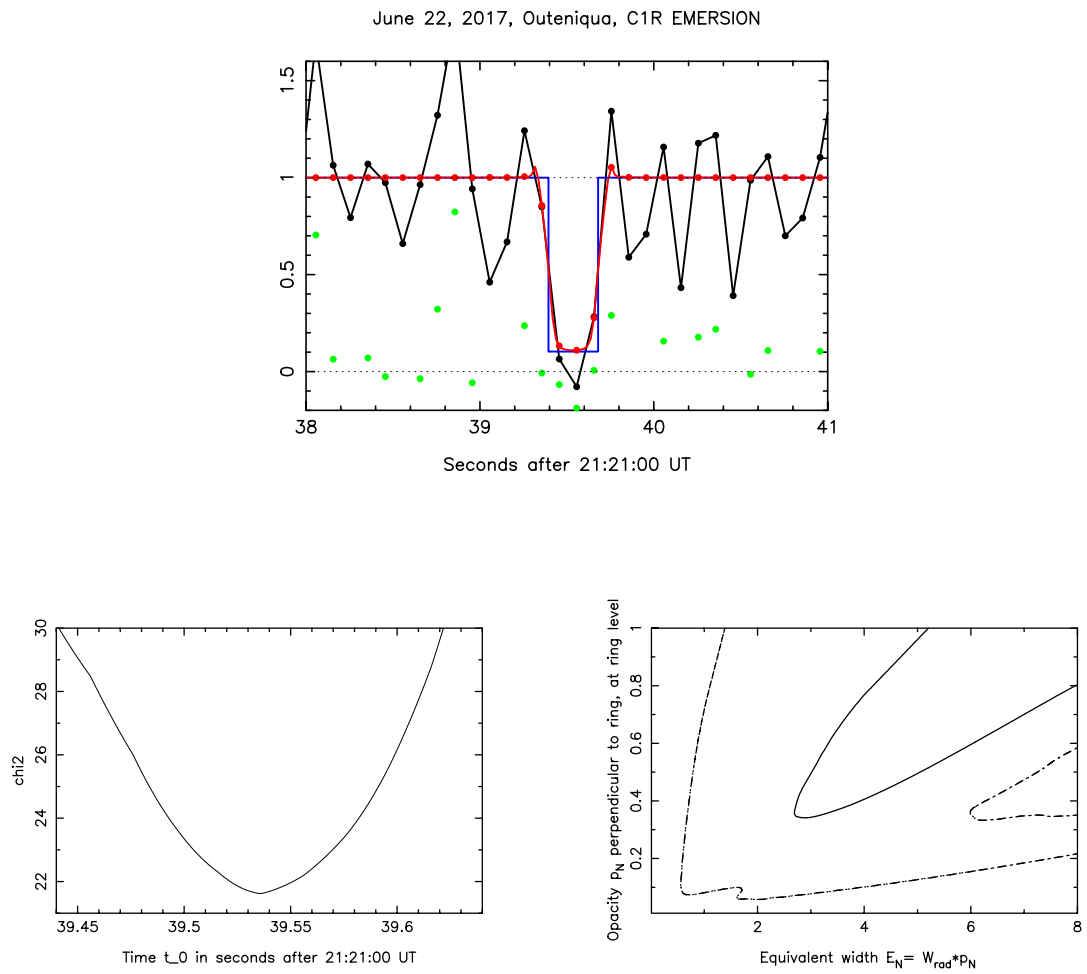


FIGURE 4.78 – Même figure que la Fig. 4.77 pour l'émerision de C1R

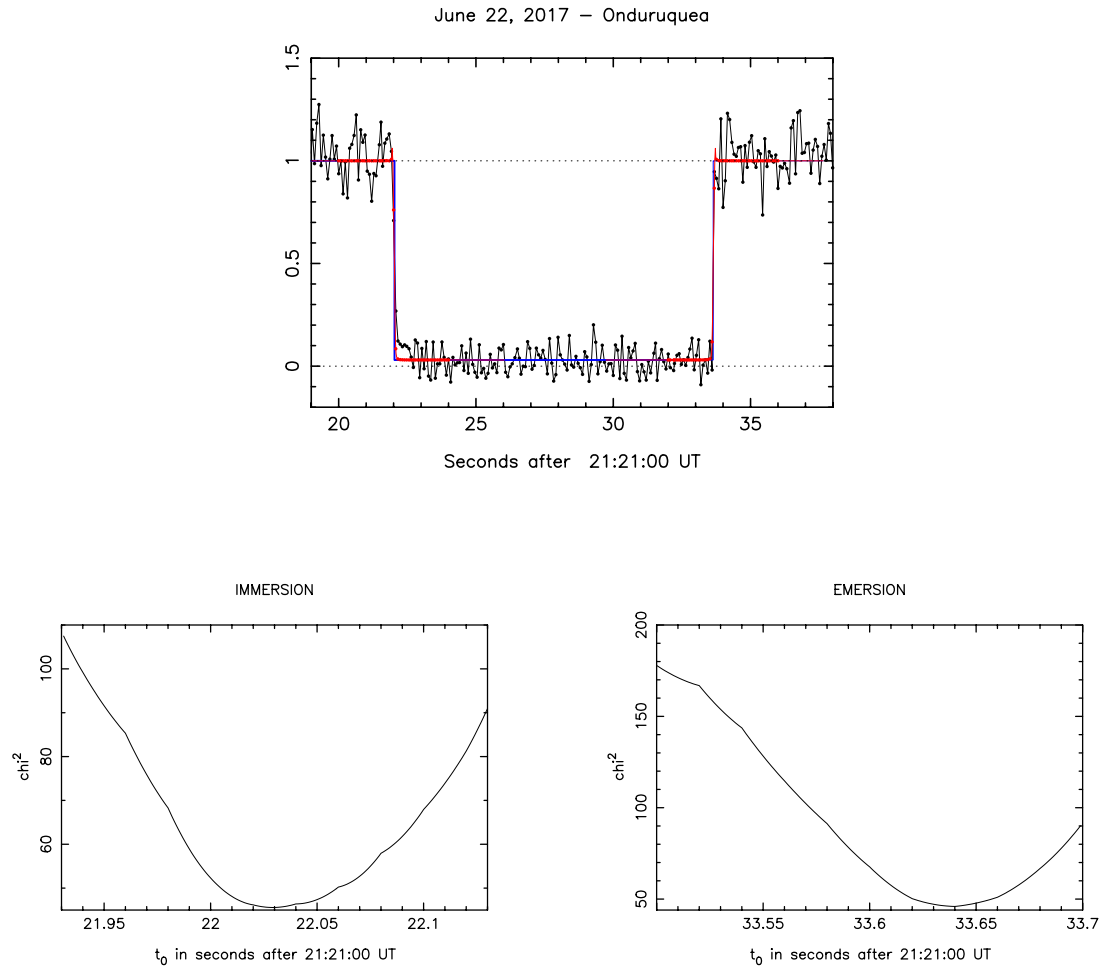


FIGURE 4.79 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Onduruquea et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

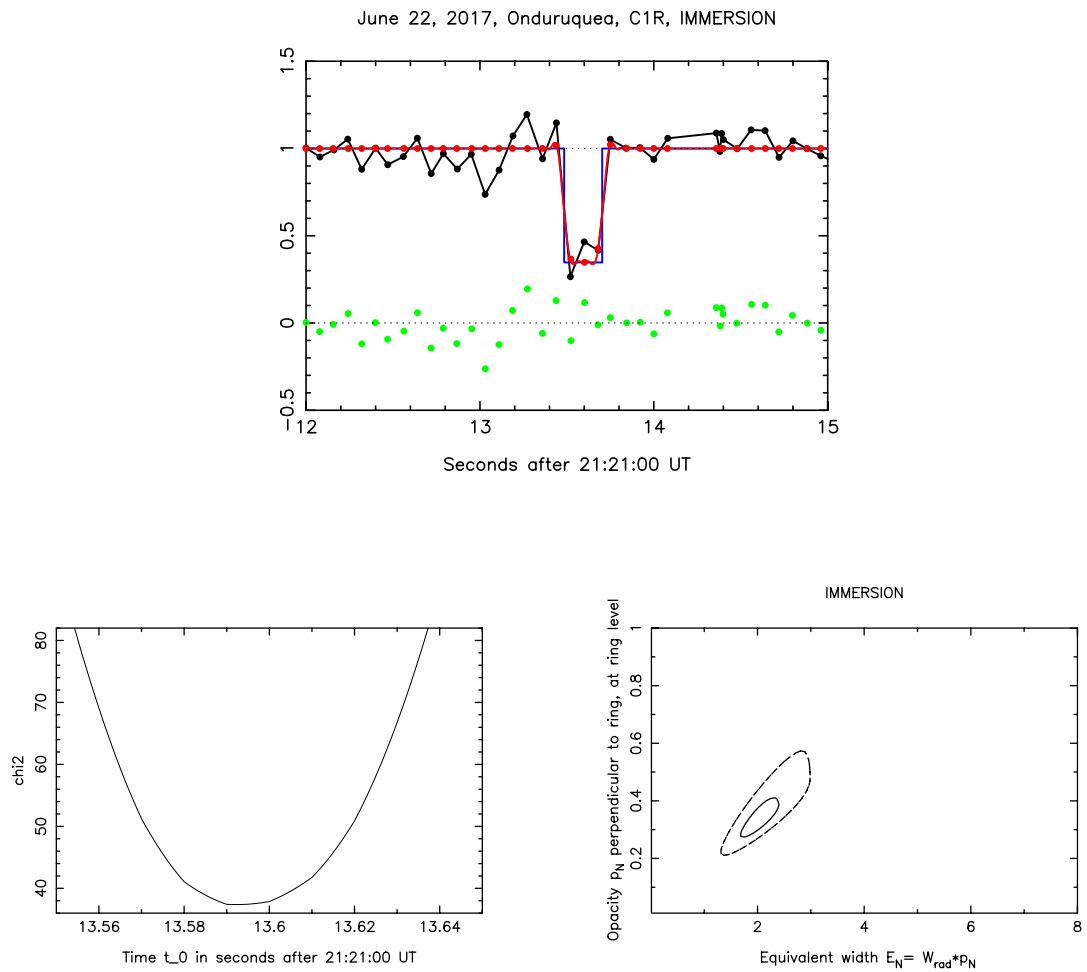


FIGURE 4.80 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée à Onduruquea le 22 juin 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

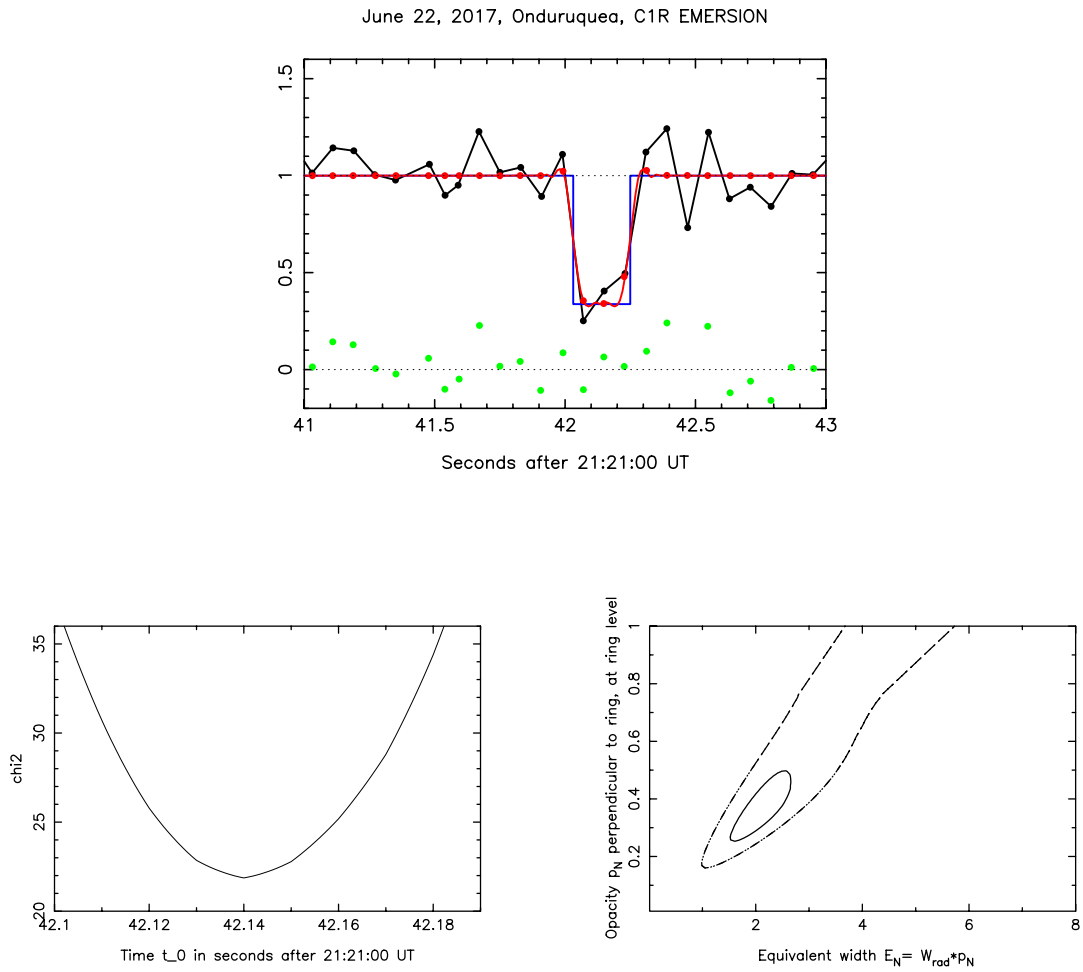


FIGURE 4.81 – Môme figure que la Fig. 4.80 pour l'émerision de C1R

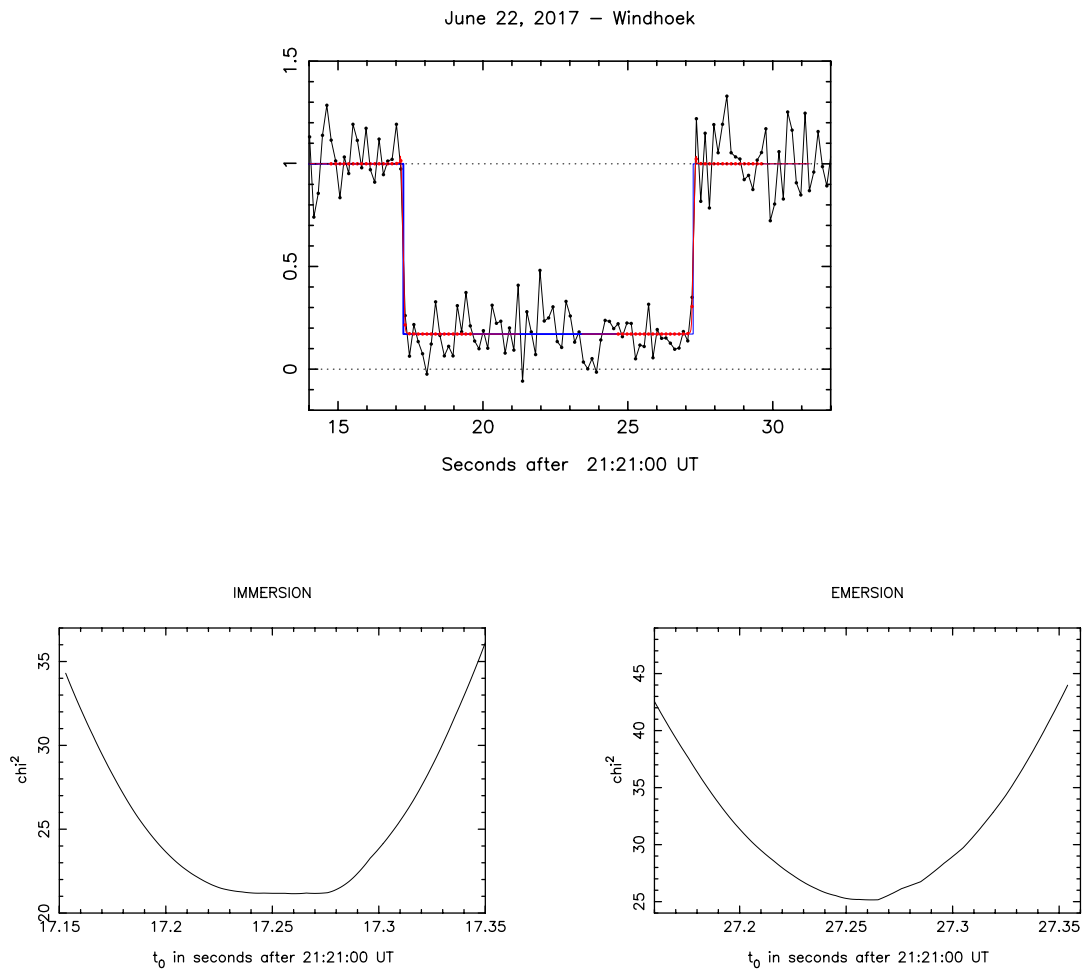


FIGURE 4.82 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Windhoek et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

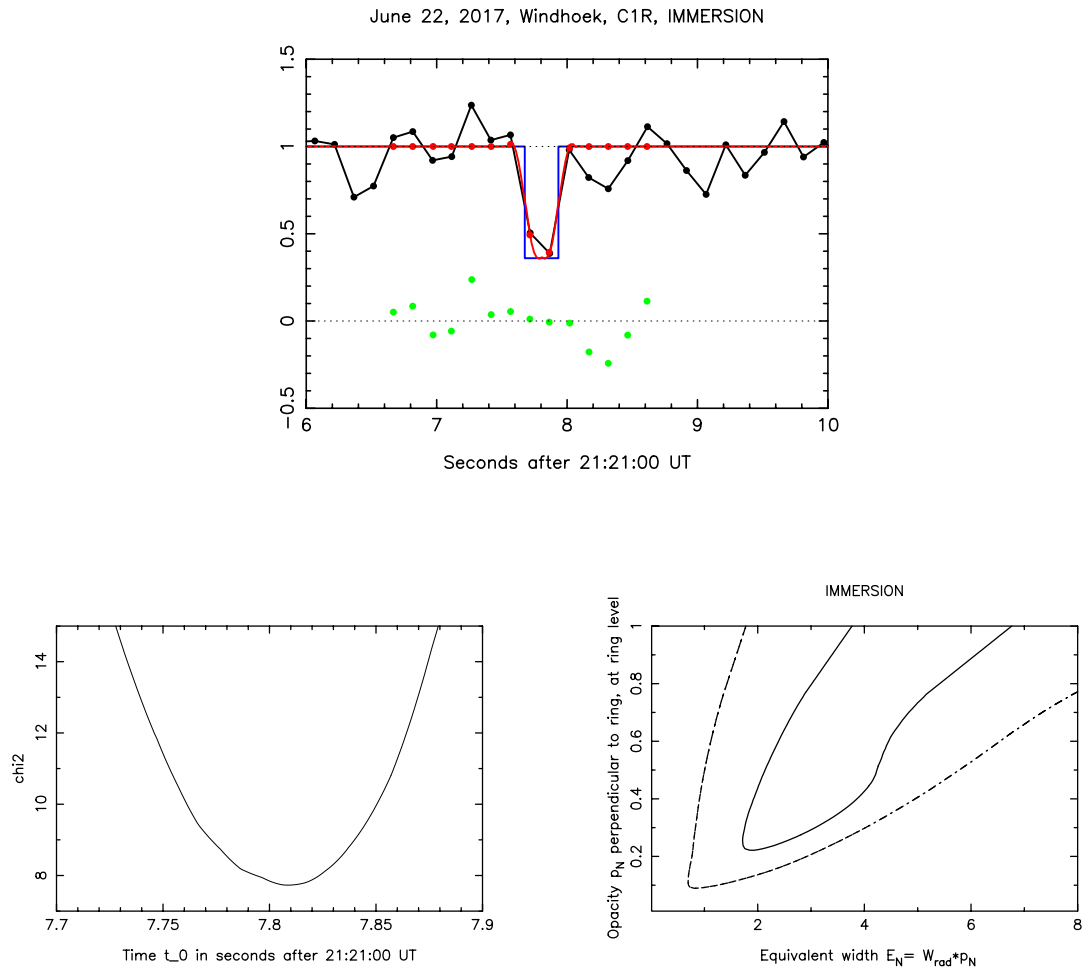


FIGURE 4.83 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée à Windhoek le 22 juin 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

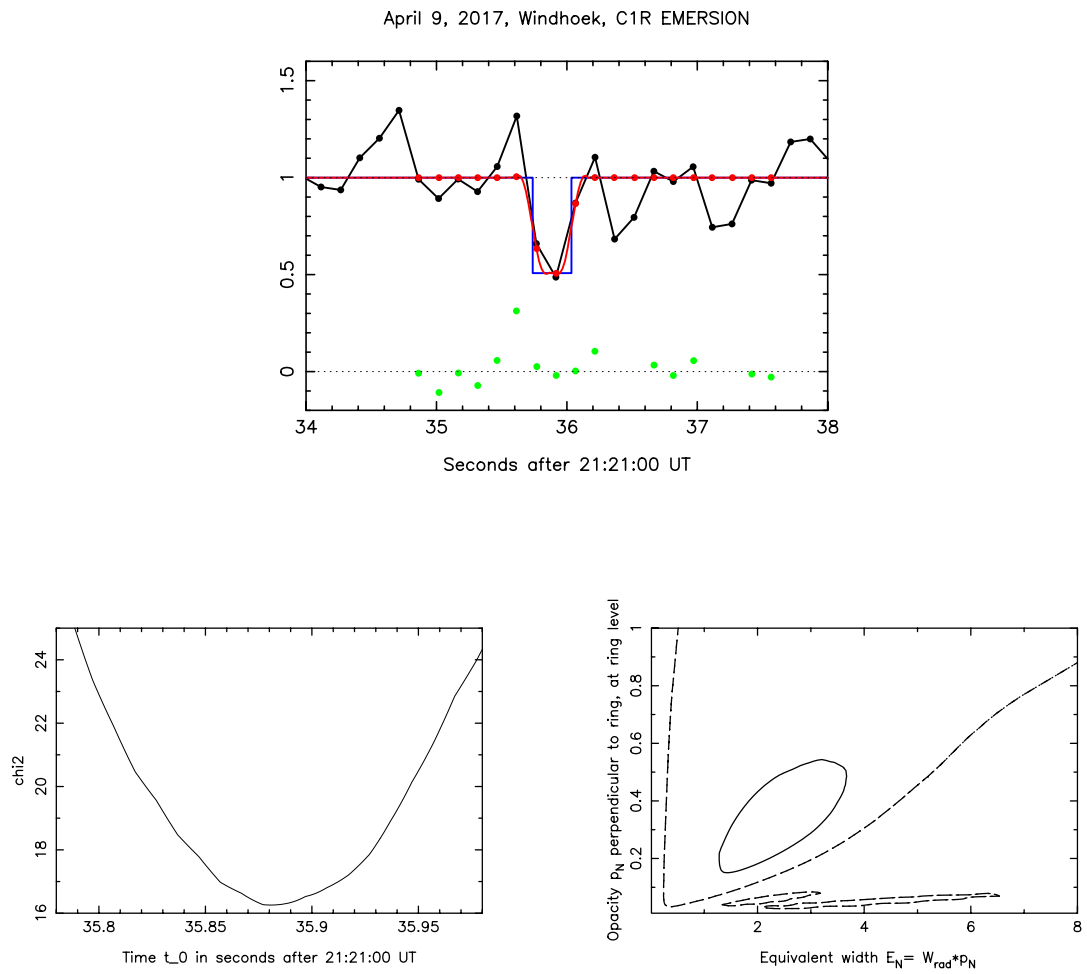


FIGURE 4.84 – Môme figure que la Fig. 4.83 pour l'émerision de C1R



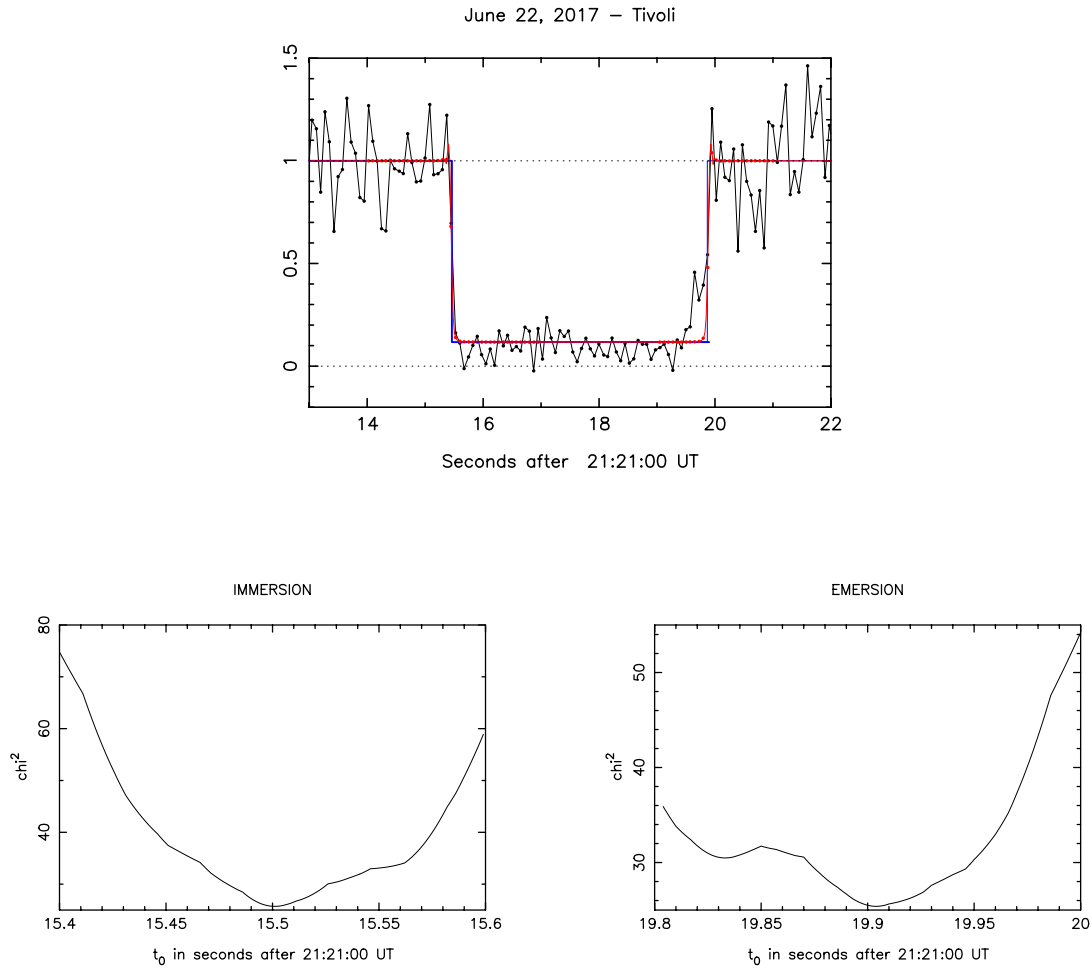


FIGURE 4.85 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’occultation par le corps central observée le 22 juin 2017 à Tivoli et variation du  $\chi^2$  en fonction des temps d’immersion et d’émersion.

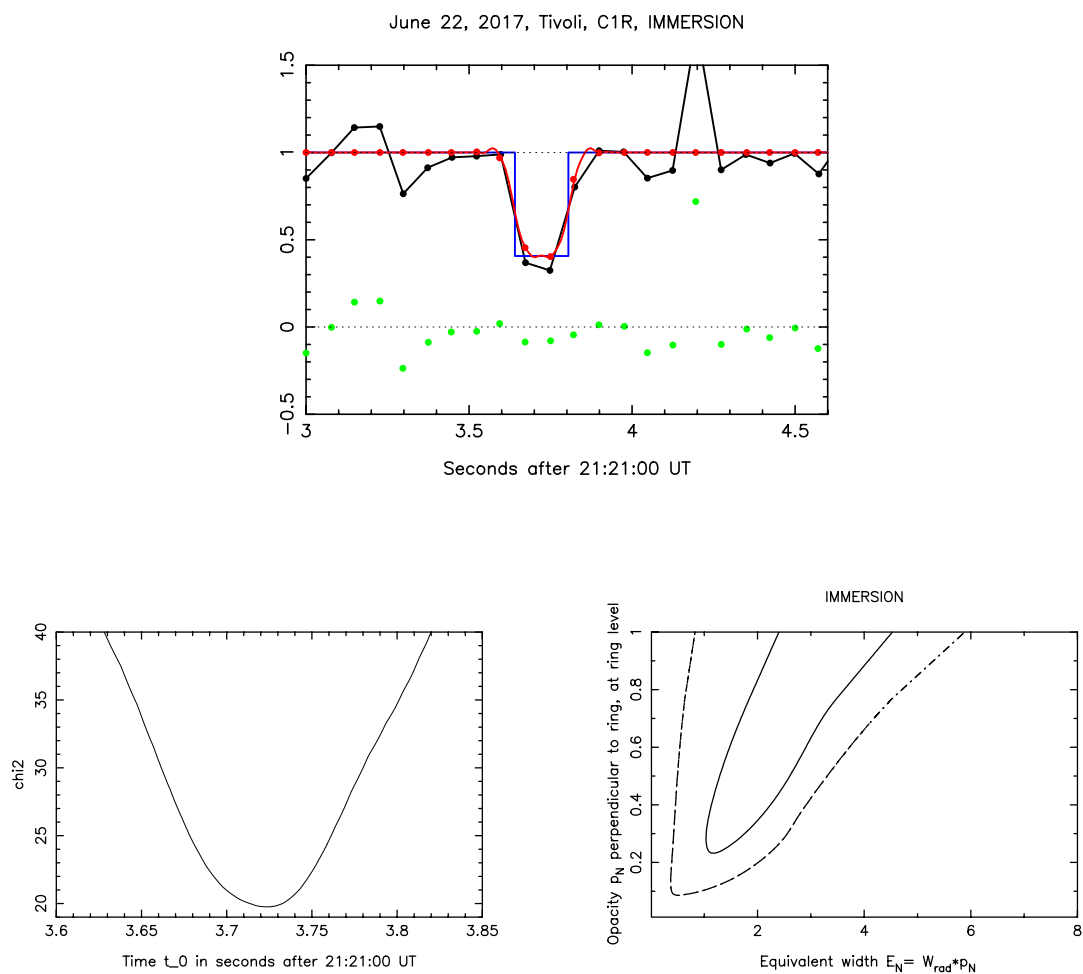


FIGURE 4.86 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée à Tivoli le 22 juin 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

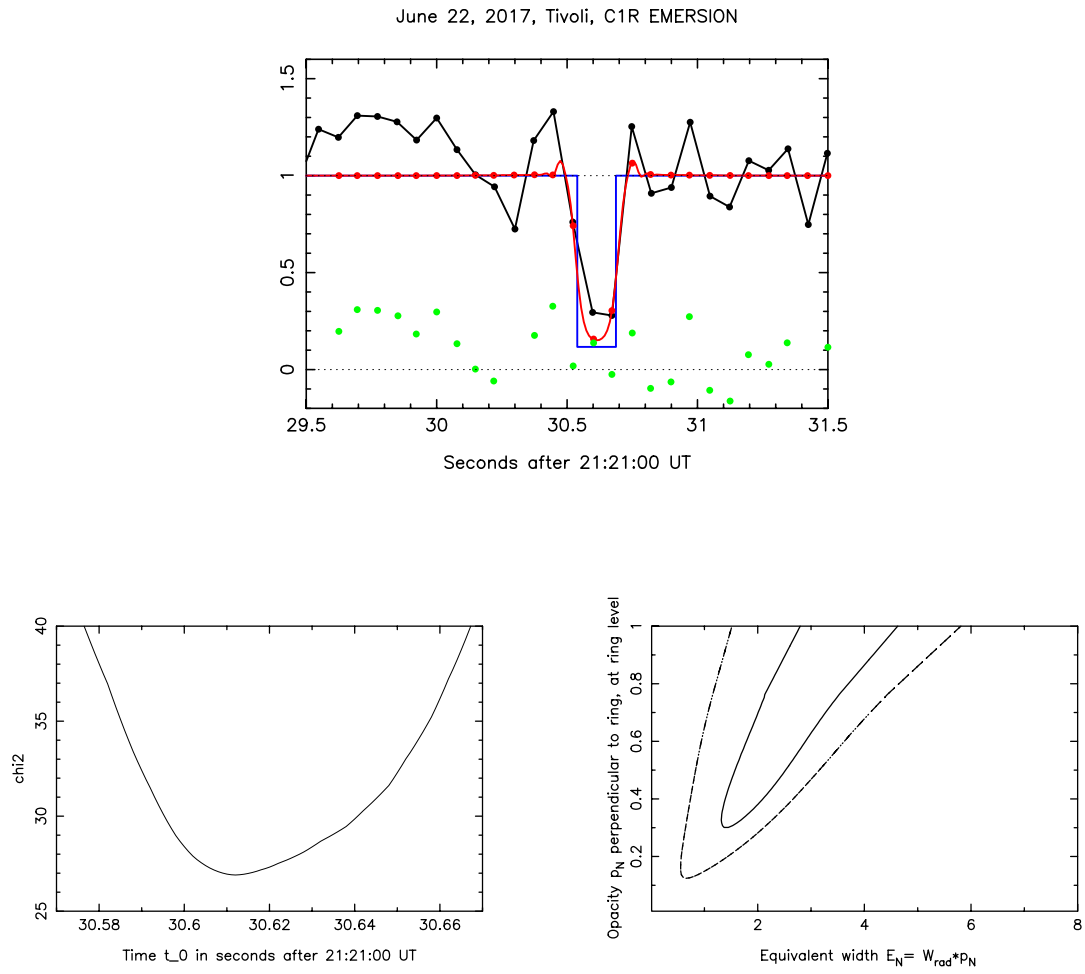


FIGURE 4.87 – Même figure que la Fig. 4.86 pour l'émerison de C1R

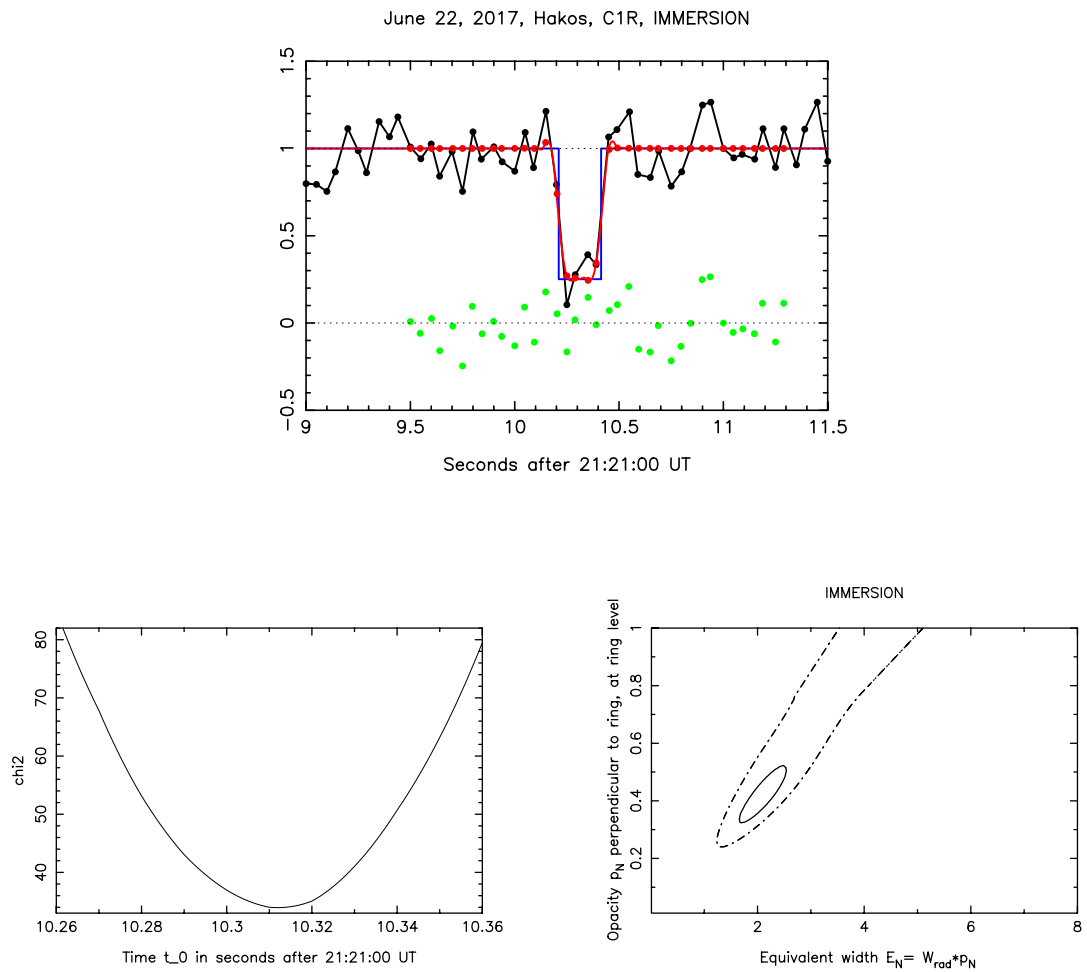


FIGURE 4.88 – Ajustement du meilleur modèle diffractant sur l’immersion de C1R observée à Hakos le 22 juin 2017 et variation du  $\chi^2$  pour chaque paramètre libre ( $t_0$ ,  $E_p$  et  $p_N$ ).

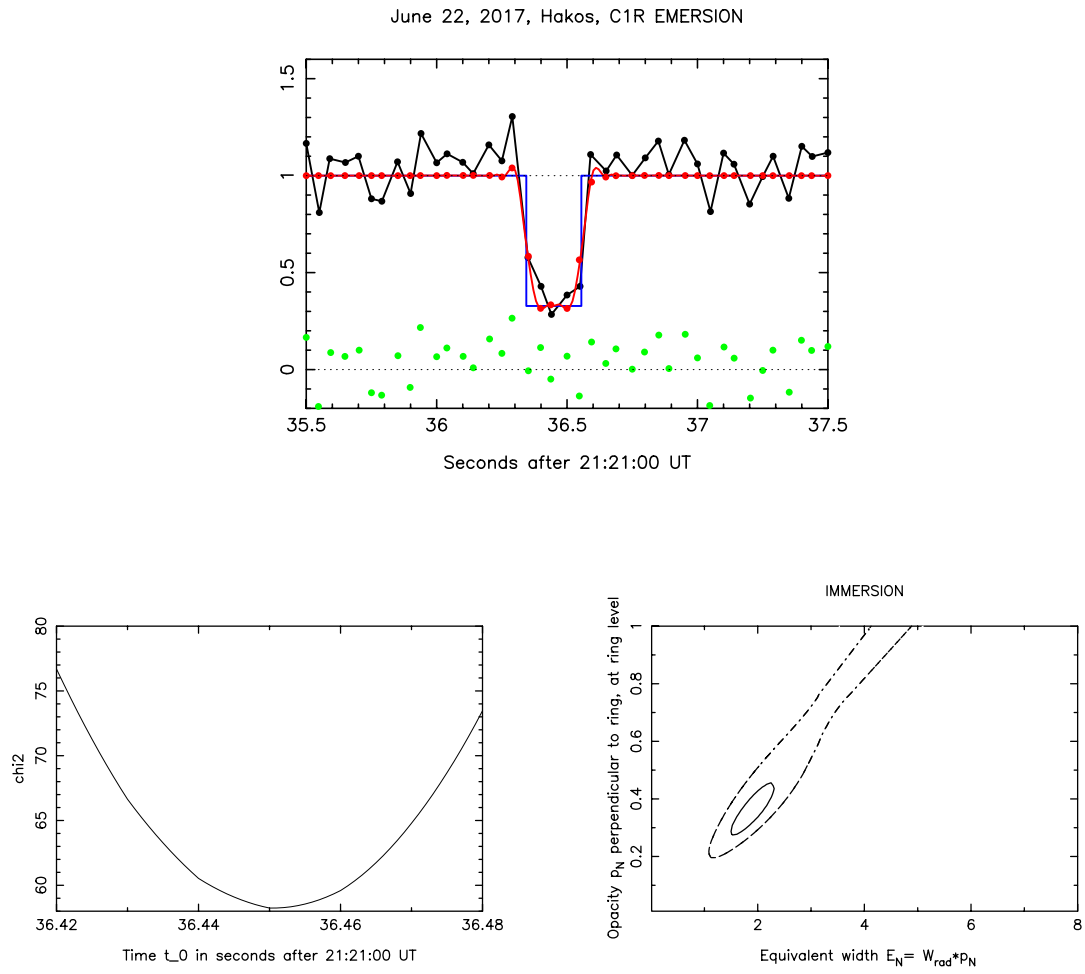


FIGURE 4.89 – Même figure que la Fig. 4.88 pour l'émerision de C1R

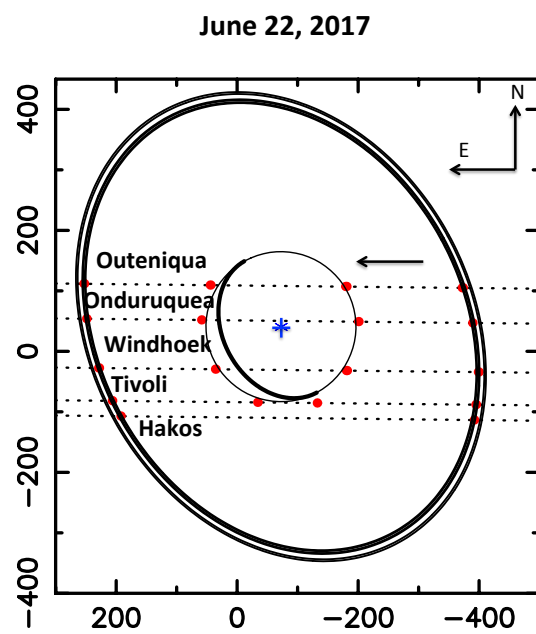


FIGURE 4.90 – Géométrie de l'occultation du 22 juin 2017



# Chapitre 5

## Structure des anneaux de Chariklo

### Sommaire

---

5.1	Variation de la largeur radiale de C1R . . . . .	148
5.2	Structure interne dans C1R . . . . .	152
5.3	Étude de la géométrie et du pôle des anneaux . . . . .	152
5.4	Bords abrupts des anneaux . . . . .	156
5.5	Propriétés intégrales des anneaux: largeur et profondeur équivalentes . . . . .	158
5.6	Étude de C2R . . . . .	163
5.7	Étude du corps central . . . . .	164
5.8	Recherche de matériel orbitant autour de Chariklo . . . . .	165

---



Le Chapitre précédent m’a permis d’extraire plusieurs caractéristiques physiques importantes des anneaux à partir des données que j’ai extraites de chacune des occultations décrites dans le chapitre précédent. J’ai également extrait des données sur le corps central mais elles ne seront pas exploitées dans cette thèse. Elles sont néanmoins étudiées dans Leiva et al. (2017) et les principaux résultats seront récapitulés dans la section 5.7.

Le présent chapitre est destiné à fournir les données de base concernant chacun des anneaux C1R et C2R, entre autres leur plan orbital, largeur, épaisseur optique, caractère abrupt des bords, etc... À terme, cela permettra de mieux appréhender leur dynamique. Un bon exemple d’une telle approche est fourni par les anneaux d’Uranus (French et al., 1991), qui exhibent de nombreux mode propres d’oscillation. Ces derniers proviennent probablement d’interactions complexes entre l’auto-gravité d’anneaux étroits et leur viscosité, qui est elle-même causée par les collisions (Chiang and Goldreich, 2000).

Un tel niveau de sophistication n’a pas encore été atteint avec les anneaux de Chariklo, dû au caractère récent de leur découverte et surtout à cause de la difficulté d’observer les occultations par ce système jusqu’à ce jour (i.e. avant l’ère Gaia, voir Chapitre 7). Cependant, les résultats présentés ici peuvent servir de base à des travaux futurs, lorsque de nombreuses observations auront pu être obtenues.

## 5.1 Variation de la largeur radiale de C1R

Lorsque la résolution spatiale permet de séparer les deux anneaux C1R et C2R, il est possible de mesurer la largeur radiale dans le plan de l’anneau  $W_r$  pour chaque anneau séparément (voir section 3.3). Ces largeurs sont données dans les tables 4.1 (03 juin 2013), 4.6 (16 février 2014), 4.13 (29 avril 2014), 4.49 (9 avril 2017), et 4.53 (22 juin 2017). Ces largeurs radiales sont portées dans la Figure 5.1 en fonction de la longitude vraie  $L$  (i.e. comptée dans un repère inertiel) de la zone scannée. Avant de conduire toute analyse, il est important de noter que la longitude vraie  $L$  n’est pas

la quantité physique pertinente pour étudier les variations de largeur d’un anneau en fonction de la longitude. En effet, par similarité avec certains anneaux d’Uranus, on s’attend à ce qu’un anneau étroit précesse de manière rigide. Dans ce cas, la largeur de l’anneau varie de manière harmonique en fonction de l’anomalie vraie  $f$  (longitude vraie  $L$  moins longitude du périapse  $\varpi$ ). Comme on ne connaît pas encore le taux de précession des anneaux,  $\dot{\varpi}$ , on ne connaît pas  $f$  à une date donnée, et on ne peut pas relier les positions des points sondés d’une occultation à l’autre.

Néanmoins, la Figure 5.1 montre une variation de largeur entre 3 et 10 km pour C1R (en prenant en compte les erreurs au niveau  $1\sigma$ ). pour une occultation donnée, à différentes longitudes ET pour différentes occultations à des dates différentes.

Les occultations d’avril 2014, et avril et juin 2017 ont permis de scanner en plusieurs endroits C1R uniquement. On peut donc étudier la variation de largeur sur ces trois occultations séparément. On peut supposer que les variations de largeur peuvent être expliquées par l’ellipticité de C1R, correspondant à un mode normal  $m = 1$  (i.e. la précession rigide évoquée ci-dessus). Dans ce cas, les variations de largeur en fonction de la longitude doivent suivre une sinusoïde de période  $360^\circ$ . D’une occultation à l’autre,

la sinusoïde sera déphasée d’une quantité correspondant à la précession de l’anneau,

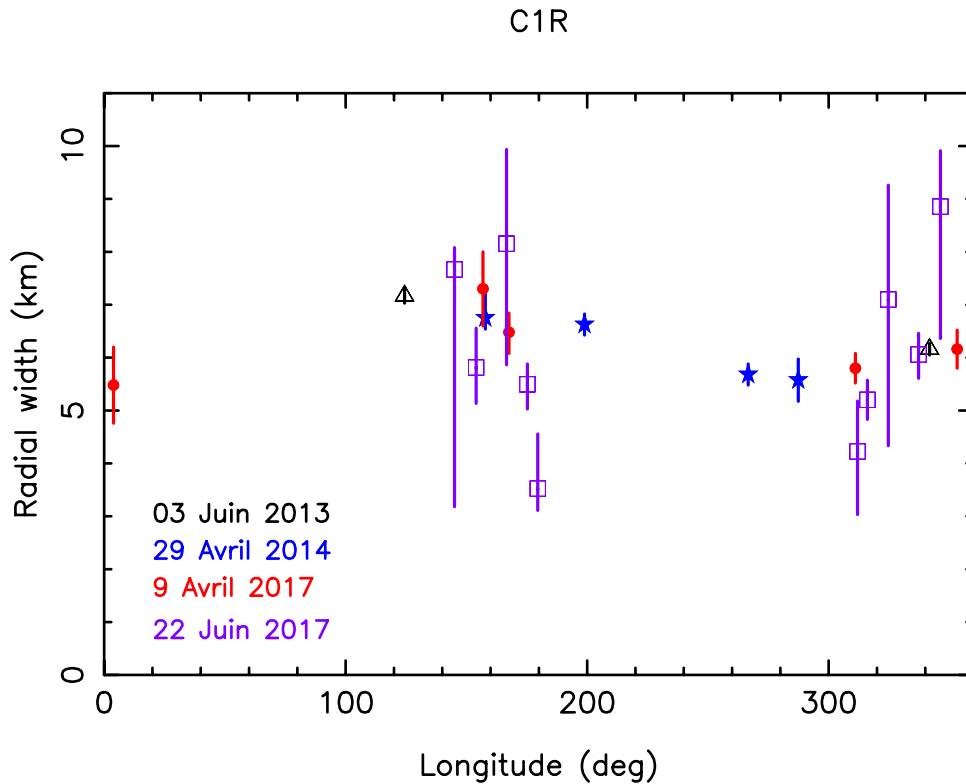


FIGURE 5.1 – Variation de la largeur radiale de C1R dans le plan des anneaux en fonction de la longitude vraie  $L$  (inertielle) comptée à partir du noeud ascendant (par rapport à l'équateur J2000) pour toutes les occultations où C1R et C2R ont été séparés dans les courbes de lumière: 3 juin 2013, 29 avril 2014, 9 avril 2017 et 22 juin 2017. Chaque couleur correspond à une occultation différente. On remarque que la largeur radiale de C1R varie en fonction de la longitude entre 3 et 10 km (à  $1\sigma$ ). Noter que le taux de précession de l'anneau C1R n'étant pas connu, on ne peut pas ajuster une courbe décrivant la variation de largeur radiale sur ce diagramme, dans le cadre du modèle de précession rigide décrit dans le texte.

comme expliqué plus haut. On ajuste donc la meilleure sinusoïde aux trois jeux de données du 29 avril 2014, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017. Chaque sinusoïde est paramétrée par trois grandeurs: son amplitude ( $A$ ), sa valeur moyenne ( $h$ ), et sa phase ( $\phi$ ).

Notons que la période est fixée à  $T = 360^\circ$ , car l'on cherche pour l'instant le mode a priori dominant, correspondant au nombre d'onde azimutal  $m = 1$ .

Notons également que la période de précession des anneaux  $\dot{\omega}$  est actuellement estimée à moins de deux mois, en ordre de grandeur (Sicardy et al., 2016a). Ainsi, la phase de la sinusoïde serait perdue entre 2014 et 2017, mais les observations d'avril et juin 2017 pourraient permettre une première estimation de  $\dot{\omega}$ , qui reste encore à faire. La Table 5.1 liste les paramètres des sinusoïdes qui s'ajustent au mieux aux variations de largeur radiale des trois événements (les barres d'erreur étant données au niveau  $1\sigma$ ).

TABLE 5.1 – Paramètres optimaux de l'ajustement d'une sinusoïde sur les variations de largeur radiale de C1R observées le 29 avril 2014, le 9 avril 2017 et le 22 juin 2017.

Evènement	Amplitude $A$	Valeur Moyenne $h$	Phase $\phi$
29 avril 2014	$0.34^{+2.86}_{-0.25}$	$6.37 \pm 0.29$	$326.9^{+64.2}_{-68.2}$
9 avril 2017	$0.66^{+0.90}_{-0.23}$	$6.21 \pm 0.76$	$308.9^{+57.1}_{-113.4}$
22 juin 2017	$2.85^{+0.15}_{-1.13}$	$5.96 \pm 0.26$	$25.1^{+5.0}_{-4.0}$

La Figure 5.2 présente les meilleurs ajustements sinusoïdaux obtenus pour les trois occultations. On remarque que les trois solutions sont différentes, mais compatibles entre elles si on prend en compte leurs domaines d'erreurs respectifs (Table 5.1). En résumé, un mode azimutal  $m = 1$  pour C1R est possible et permettrait d'expliquer les variations de largeur.

On remarque que les phases mesurées le 29 avril 2014 et le 9 avril 2017 présentent de grandes barres d'erreur. Afin d'avoir une idée de la variation de phase entre avril et juin 2017, j'étudie les phases possibles en contraignant la sinusoïde à la solution commune aux trois occultations, soit:  $A \in [1.56; 1.72]$  et  $h \in [6.08; 6.21]$ . On trouve alors une phase pour le 9 avril 2017 de  $\phi = 0.0 \pm 7.0^\circ$  et pour le 22 juin 2017  $\phi = 25.5 \pm 6.5^\circ$ . De futures occultations seront nécessaires pour compléter les données de 2017 et apporter une réponse satisfaisante sur la précession des anneaux.

Ces variations de largeur sont également observées dans les "annelets" (anneaux denses et étroits) de Saturne et d'Uranus (Elliot and Nicholson, 1984; French et al., 1991, 2016). En simplifiant au maximum, les anneaux peuvent être vus comme des lignes de courant elliptiques emboîtées avec une largeur variant en  $W_r = [1 - q_e \cos(f)]\delta a$ , en fonction de l'anomalie vraie  $f$ , et où  $q_e = a\delta e/\delta a$  représente le gradient d'excentricité dans l'anneau,  $\delta a$  et  $\delta e$  étant les variations de demi grand axe  $a$  et d'excentricité  $e$  dans l'anneau. Ainsi l'interprétation de la Figure 5.1 est difficile puisqu'on ne connaît pas l'anomalie vraie  $f$ . On ne peut calculer que la variation totale d'excentricité à

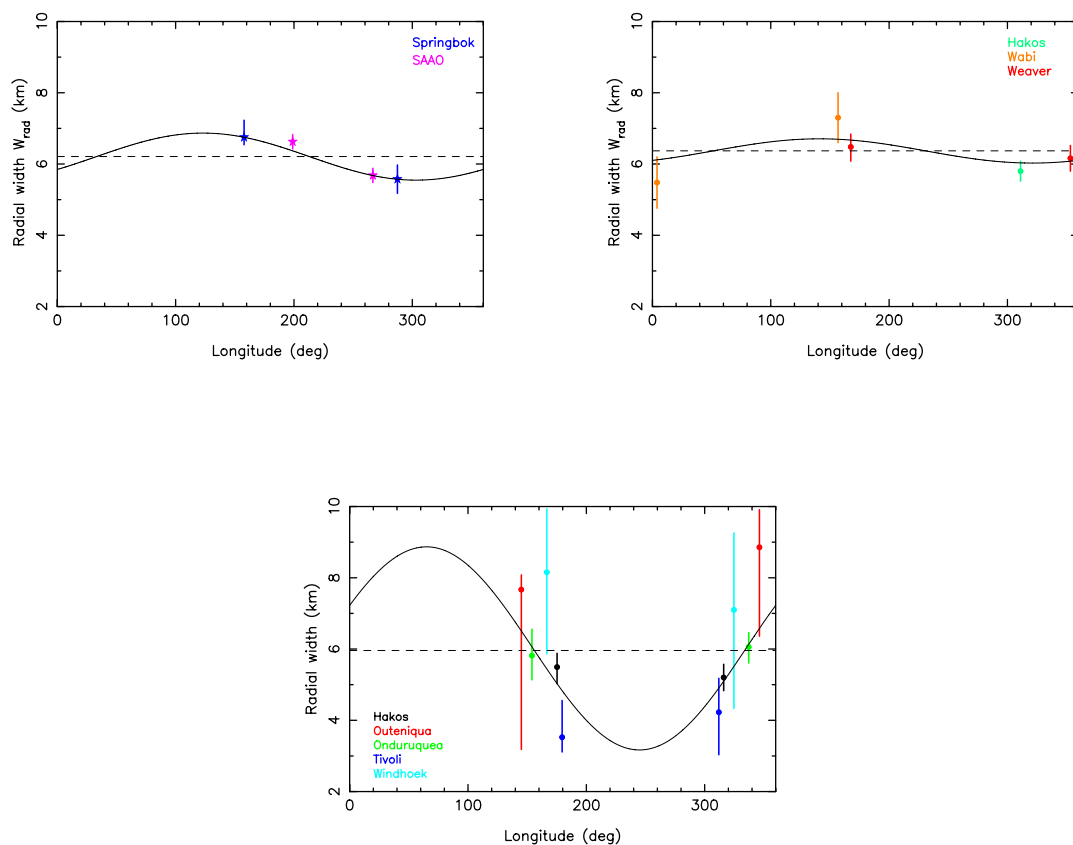


FIGURE 5.2 – Meilleures sinusoides ajustées sur les variations de largeurs radiales observées le 29 avril 2014 (en haut à gauche), le 9 avril 2017 (en haut à droite), et le 22 juin 2017 (en bas au centre). Les lignes pointillées indiquent la valeur moyenne ajustée. Les paramètres de chacune de ces solutions sont données dans la Table 5.1

travers l’anneau  $\delta e = \delta W_r / 2a \sim 0.0038$  en se basant sur la variation maximale de largeur  $\delta W_r = 3$  km détectée (Table 5.1). On obtient ainsi une limite inférieure pour l’excentricité des anneaux du même ordre de grandeur, soit  $e = 0.008$ , valeur proche de l’anneau  $\epsilon$ , le plus excentrique d’Uranus (French et al., 1991).

Il serait plus intéressant d’étudier  $W_r$  en fonction de l’écartement radial  $r - a$  où  $r$  est le rayon moyen. La formule donnée précédemment implique un comportement linéaire  $W_r = \delta a + (\delta e/e)(r - a)$ . Malheureusement, le centre des anneaux est inconnu actuellement puisqu’on suppose les anneaux circulaires pour le déterminer (ainsi que le pôle). Néanmoins, comme un anneau circulaire s’ajuste bien à toutes nos observations, on peut penser que  $r - a$  ne variera que de quelques kilomètres (i.e. comme l’erreur sur  $a$ , soit  $\pm 3$  km).

## 5.2 Structure interne dans C1R

Les profils les mieux résolus obtenus lors des occultations du 29 avril 2014, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017 révèlent une structure interne dans C1R: les bords de l’anneau sont plus denses et optiquement plus épais que le centre. On détecte en effet une structure “en W” dans le profil de C1R, voir les profils immersifs et émergifs de Springbok et de SAAO (Figures 4.16, 4.17, 4.19 et 4.20), ainsi que sur les immersions de Weaver Rocks et Wabi Lodge, et l’émersion à Hakos (Figures 4.68, 4.69, 4.71, 4.72, et 4.73) et sur les immersions d’Hakos, Onduruquea et Outeniqua (Figures 4.77, 4.78, 4.80, 4.81, 4.88 et 4.89).

On remarque néanmoins que cette structure n’est pas détectée dans certains cas, notamment l’émersion à Weaver Rocks, alors que le S/B est suffisant pour la révéler. L’anneau C1R n’est donc pas homogène en longitude.

La structure en W a été observée dans les anneaux d’Uranus, notamment dans l’anneau  $\epsilon$  (French et al., 1991). Sa présence et sa stabilité ne sont pas complètement comprises et ont été prédites par les modèles visqueux de Goldreich and Tremaine (1979); Chiang and Goldreich (2000) et Mosqueira and Estrada (2002). Si ces modèles sont vérifiés, ils pourront nous donner des informations sur les paramètres physiques des anneaux.

## 5.3 Étude de la géométrie et du pôle des anneaux

Par analogie avec les anneaux d’Uranus, on pourrait s’attendre à ce que les anneaux de Chariklo soient elliptiques (correspondant au mode normal  $m = 1$  déjà évoqué ci-dessus). D’autres modes avec des  $m$  plus grands sont également envisageables. De plus, les deux anneaux pourraient ne pas être coplanaires. Cependant, les données obtenues jusqu’à présent sur les anneaux de Chariklo sont trop éparses pour atteindre ce niveau de détails. A la place, nous devons simplifier notre approche.

On suppose donc dans un premier temps des anneaux circulaires, concentriques et coplanaires, et un corps central sphérique. Durant cette thèse, mes travaux ont été focalisés sur l’étude des anneaux. Je laisse donc volontairement de côté l’étude du corps central (dont une présentation rapide sera donnée Section 5.7). Ainsi, les projections des anneaux dans le plan du ciel seront des ellipses que l’on peut caractériser par  $M = 5$

paramètres libres ajustables: le demi-grand axe apparent  $a'$ , les coordonnées du centre de l'ellipse  $(f_c, g_c)$ , l'aplatissement apparent  $\epsilon' = (a' - b')/a'$  (où  $b'$  est le demi petit axe apparent), et l'angle de position  $P$  du demi petit axe  $b'$  par rapport au Nord céleste local. Pour des anneaux circulaires, on a la relation simple  $\epsilon' = 1 - \sin(B)$ , où  $B$  est l'élévation des anneaux,  $B = 0$  (resp.  $B = 90^\circ$ ) correspondant aux anneaux vus par la tranche (resp. "de face" par rapport à l'observateur).

On peut noter que  $(f_c, g_c)$  est directement relié aux décalages à appliquer en ascension droite et déclinaison entre la position prédite et la position réellement observée de l'objet par rapport à l'étoile occultée. Ces paramètres sont donc très intéressants puisqu'ils permettent d'améliorer l'éphéméride du corps, une fois la position de l'étoile affinée (voir Section 2.1).

Ce modèle simple circulaire nécessite au moins  $N \geq M = 5$  points de mesure afin de fournir une solution unique pour le rayon de l'anneau  $a$  ( $= a'$ ), et la position de son pôle à J2000  $(\alpha_p, \delta_p)$ .

Ce dernier est donné à partir de  $B$  et  $P$  via les relations:

$$\begin{aligned} \sin(\delta_p) &= \cos(B) \cdot \cos(P) \cdot \cos(\delta) - \sin(B) \cdot \sin(\delta) \\ \cos(\alpha - \alpha_p) &= -[\sin(B) + \sin(\delta) \cdot \sin(\delta_p)] / [\cos(\delta) \cdot \cos(\delta_p)] , \\ \sin(\alpha - \alpha_p) &= -\cos(B) \cdot \sin(P) / \cos(\delta_p) \end{aligned} \quad (5.1)$$

où  $(\alpha, \delta)$  sont les coordonnées équatoriales J2000 du corps au moment de l'observation. Notons qu'il y a une ambiguïté sur la solution  $(\alpha_p, \delta_p)$  obtenue, selon que la valeur  $P$  où  $P + \pi$  est considérée. Les deux solutions possibles discriminent quelle partie de l'anneau est "en avant" ou "arrière" du plan du ciel, vue de la Terre. Cette ambiguïté est levée en observant les anneaux sur plusieurs mois. Au fur et à mesure que l'aspect des anneaux change, dû au mouvement relatif de la Terre et du corps, une seule solution devient possible.

Seules les occultations du 3 juin 2013, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017 ont suffisamment de cordes pour donner une orbite des anneaux sans ambiguïté (voir Sections ??, 4.17 et 4.18). La Table 5.2 donne les 5 paramètres de la meilleure ellipse ajustée sur les cordes des anneaux, ainsi que la position du pôle  $(\alpha_p, \delta_p)$  déduite de l'orientation de l'ellipse projetée dans le ciel ( $B$  et  $P$ ).

TABLE 5.2 – Paramètres optimaux de l'ajustement d'une ellipse, représentant l'orbite de C1R, sur les cordes des 3 juin 2013, 9 avril 2017 et 22 juin 2017. Les barres d'erreur sont données au niveau  $1\sigma$ , c'est-à-dire tel que  $\chi^2$  passe de  $\chi_{min}^2$  à  $\chi_{min}^2 + 2.3$ . Les positions équatoriales J2000 du pôle des anneaux qui en découlent (Eq. 5.1) sont également fournies.

$a$ (km)	$f_c$ (km)	$g_c$ (km)	$\epsilon$	$B$ (deg)	$P$ (deg)	$\alpha_p$ (deg)	$\delta_p$ (deg)
3 juin 2013							
390.6	-2734.7	793.8	0.444	$33.7 \pm 0.6$	$-61.53 \pm 0.20$	$151.30 \pm 0.49$	$41.48 \pm 0.21$
9 avril 2017							
393.1	-46.7	10.9	0.217	$51.0 \pm 0.3$	$-64.46 \pm 0.50$	$153.36 \pm 0.44$	$39.46 \pm 0.32$
22 juin 2017							
393.0	-72.4	40.8	0.223	$52.1 \pm 0.9$	$-58.34 \pm 1.89$	$149.90 \pm 1.20$	$43.45 \pm 1.15$

Il est important de noter que lors de l'occultation du 3 juin 2013, seul le Danish Telescope a séparé les deux anneaux. On ne détermine donc pas exactement l'orbite de C1R seul puisque C2R contribue légèrement au profil. Néanmoins, C1R domine largement les profils donc il est raisonnable de supposer qu'on obtient l'orbite de C1R seul. Une fois celle-ci déterminée, on supposera C2R coplanaire avec C1R et séparé radialement par une distance constante  $\Delta a = 14.2 \pm 0.2$  km (valeur donnée par Braga-Ribas et al. 2014 qui calcule la distance C1R-C2R sur la courbe du Danish).

En revanche, les occultations du 9 avril et du 22 juin 2017 ont bien résolu C1R à toutes les stations, donc les valeurs d'orbite données dans la Table 5.2 correspondent bien à l'orbite de C1R uniquement. Une étude de C2R sera conduite dans la Section 5.6.

La Table 5.2 nous montre que le rayon de C1R est cohérent entre chaque occultation (aux barres d'erreur à  $1\sigma$  près). On remarque également que la position du centre est bien plus proche de l'origine (0,0) en 2017 qu'en 2013.

Ceci indique que l'écart entre la prédiction et la position réelle a considérablement diminué, montrant ainsi l'amélioration de nos prédictions au cours du temps dans l'ère Gaia (cf Section 2.1). Dans le Chapitre 4, on supposait le rayon des anneaux et leur pôle comme données a priori par Braga-Ribas et al. (2014). Cela nous permettait de déduire le centre des anneaux, donc un décalage, même pour des occultation avec seulement une ou deux cordes (donc pour lesquelles  $N < M$ ). Chaque observation pouvait ainsi être expliquée par ce modèle circulaire avec un  $\chi^2$  acceptable.

Néanmoins, nous avons plusieurs indices qui nous laissent penser que les anneaux pourraient être elliptiques: variations de largeur radiale (Section 5.1), profil en W observé également dans les anneaux d'Uranus (Section 5.2). Or les deux récentes occultations observées en 2017 nous ont permis d'avoir suffisamment de cordes pour obtenir une orbite de C1R indépendante de l'occultation du 3 juin 2013. On a ainsi pu obtenir le pôle des anneaux pour chacune des occultations prises indépendamment (Table 5.2).

La Figure 5.3 montre les domaines de confiance à 99.99% ( $5\sigma$ ) pour  $(\alpha_p, \delta_p)$ , obtenus aux trois dates (i.e. tel que  $\chi^2$  varie de  $\chi_{min}^2$  à  $\chi_{min}^2 + 18.4$ , voir Press et al. 1992). Les écarts, en particulier pour les 9 avril et 22 juin 2017, sont donc significatifs. Cela suggère que l'hypothèse d'anneaux circulaires est incorrecte. Autrement dit, ces observations toutes récentes commencent à fournir des informations sur l'excentricité des anneaux. Une analyse de type bayésien serait maintenant nécessaire pour évaluer les intervalles probables pour l'excentricité, mais ne sera pas entreprise ici par manque de temps.

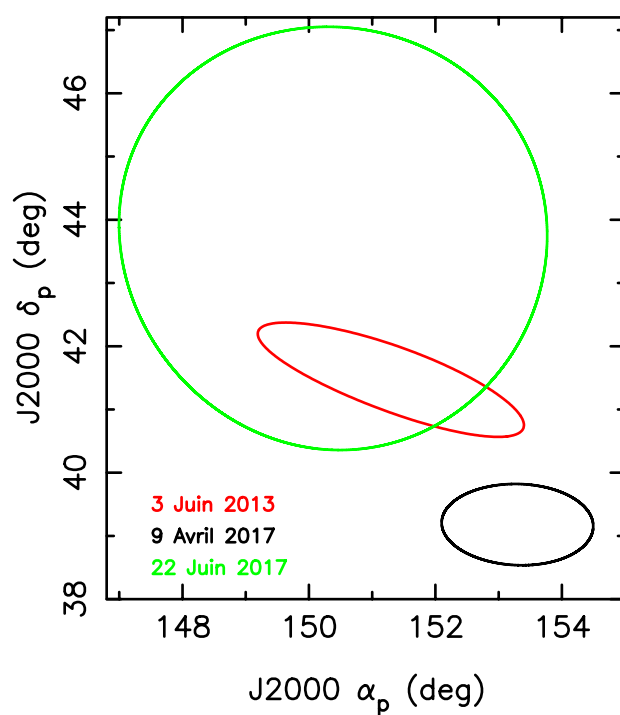


FIGURE 5.3 – Comparaison des pôles des anneaux déduits lors des occultations du 3 juin 2013 (rouge), du 9 avril 2017 (noir) et du 22 juin 2017 (vert). Les trois ellipses représentent les domaines de confiance respectifs à  $5\sigma$  (99.99 %). On remarque que les pôles obtenus les 9 avril et 22 juin 2017 ne sont pas compatibles à ce niveau indiquant que les anneaux sont elliptiques, voir texte.



## 5.4 Bords abrupts des anneaux

Les bons S/B obtenus lors de l’occultation du 29 avril 2014 à Springbok et SAAO, lors de l’occultation du 9 avril 2017 à Weaver Rocks, Wabi Lodge et Hakos et le 22 juin 2017 à Hakos et Onduruquea, nous permettent d’étudier le caractère abrupt de bords de C1R. En effet, il est intéressant, d’un point de vue dynamique de savoir si les bords de l’anneau sont diffus ou abrupts, puisque ce caractère est probablement lié à un mécanisme de confinement encore à déterminer. Notons qu’Elliot et al. (1984) ont montré que les anneaux d’Uranus présentaient également des bords abrupts. Cette similitude pourrait indiquer que les mêmes mécanismes de confinement par des satellites bergers sont à l’oeuvre également dans les anneaux de Chariklo (Braga-Ribas et al., 2014).

En considérant les courbes de lumière (Figures 4.16, 4.17, 4.19, 4.20 4.68, 4.69, 4.71, 4.72, 4.73, 4.80, 4.81, 4.88, 4.89), on remarque que l’on passe de la valeur du flux hors occultation à une chute significative de ce dernier en seulement un point de mesure. Afin de faciliter la lecture de cette partie, nous nous permettons d’inventer un mot manquant dans la langue française: l’“abruptitude”. Ce mot sera l’équivalent de “sharpness” en anglais et qualifiera la largeur nécessaire pour passer du vide de matière, i.e. d’une opacité  $p = 0$ , à une opacité réduite à une fraction d’unité seulement.

Afin de quantifier l’abruptitude des bords de C1R, on utilise un modèle simple où chaque bord est vu comme une marche comme le montre la Figure 5.4. Jusqu’à présent, l’anneau était modélisé comme une bande semi-transparente pour laquelle on passait directement d’une opacité nulle à une opacité apparente  $p_{app}$ . Afin d’étudier l’abruptitude on inclut une marche de largeur radiale dans le plan des anneaux  $\Delta w_r$  et d’opacité  $p_{app}/2$ . Cette marche est centrée autour des temps nominaux du bord interne ou externe (correspondant à la disparition ou l’apparition de l’étoile derrière l’anneau) trouvés à l’aide du “modèle rectangulaire” comme expliqué précédemment. Avec cette définition, l’abruptitude  $\Delta w_r$  est donc une mesure de la vraie largeur du bord. La Figure 5.4 montre l’exemple de l’émersion de Springbok.

Dans la pratique, on explore des valeurs de  $\Delta w_r$ , afin de faire varier la fonction  $\chi^2$  de sa valeur minimale  $\chi_{min}^2$  à  $\chi_{min}^2 + 1$ , pour chaque bord de chaque station avec un bon S/B. On remarque alors que chaque bord peut être décrit par une abruptitude nulle (signifiant donc des bords infiniment abrupts). Les limites de  $\Delta w_r$  à  $1\sigma$  sont données dans la Table 5.3. Les limites supérieures de  $\Delta w_r$  sont typiquement autour de 1 km, distance pour laquelle on passe de l’absence d’anneau à du matériau dense.

On remarque que certaines stations ne présentent pas de différence d’abruptitude entre le bord interne et le bord externe de l’anneau (par exemple à Springbok). Mais pour certaines stations, notamment Weaver Rocks ou Onduruquea, la différence entre les deux bords peut aller jusqu’à un facteur 3 à  $1\sigma$ . Cette différence d’abruptitude a été observée dans l’anneau  $\beta$  d’Uranus par exemple (Elliot and Nicholson, 1984).

Autrement dit, il apparaît que l’efficacité du mécanisme de confinement n’est pas la même sur tout le pourtour de l’anneau.

Finalement, on pourrait essayer de faire la même étude sur le profil rasant de C2R obtenu à Gifberg. Malheureusement, la largeur de l’anneau à cet endroit ( $\sim 0.7$  km) est du même ordre de grandeur que l’échelle de Fresnel ( $\sim 0.8$  km). Les bords ne sont donc pas bien définis, et l’abruptitude de ces bords ne peut pas être caractérisée.

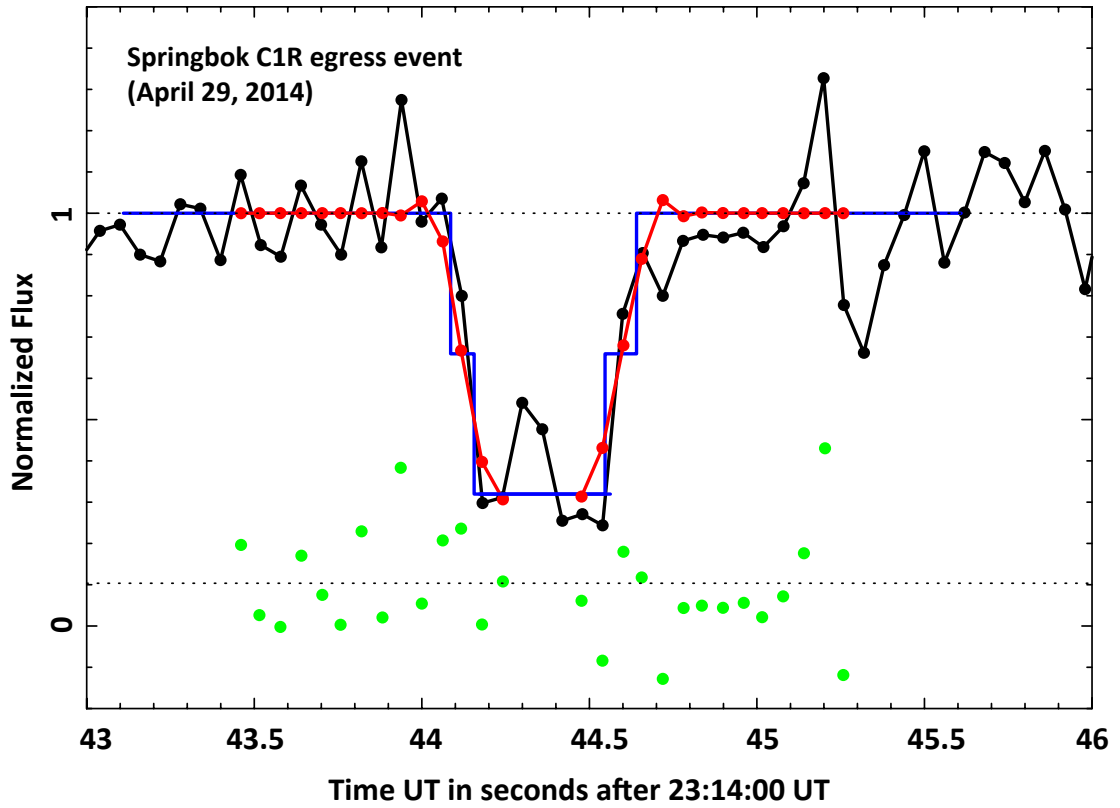


FIGURE 5.4 – Estimation de l’abruptitude des bords de C1R en prenant pour exemple l’émer-sion observée à Springbok le 29 avril 2014. Chaque bord est modélisé par une marche de largeur  $\Delta w_r$ , au lieu d’un bord abrupt comme décrit dans la section 3.2. Le modèle géométrique est tracé en bleu sur le figure. Les données sont les lignes et points noirs. Le profil synthétique obtenu à partir du modèle géométrique corrigé de la diffraction, du diamètre stellaire, de la bande passante de la caméra, et du temps d’exposition est reporté par la ligne rouge. Les résidus sont indiqués par les points verts.

TABLE 5.3 – Abruptitude des bords de C1R,  $\Delta w_r$ , à partir des évènements du 29 avril 2014, du 9 avril 2017 et du 22 juin 2017

Evènement	Bord interne (km)	Bord externe (km)
	( $1\sigma$ level)	
29 avril 2014		
Springbok Immersion	1.1	1.1
Springbok Emersion	1.2	1.5
SAAO Immersion	0.9	0.6
SAAO Emersion	0.8	0.4
9 avril 2017		
Hakos Emersion	1.1	0.5
Wabi Lodge Emersion	0.8	1.0
Weaver Rocks Immersion	1.5	0.5
Weaver Rocks Emersion	1.7	0.9
22 juin 2017		
Hakos Immersion	0.8	1.1
Hakos Emersion	0.9	1.0
Onduruquea Immersion	0.6	1.1
Onduruquea Emersion	1.0	1.9

## 5.5 Propriétés intégrales des anneaux: largeur et profondeur équivalentes

On souhaite maintenant étudier la largeur équivalente  $E_p$  et la profondeur équivalente  $A_\tau$  des anneaux. Ces deux quantités ont été définies et discutées dans Elliot et al. (1984) et French et al. (1991). Elles sont également décrites dans la section 3.3.4. Ces deux quantités ont une importance physique puisqu'elles sont reliées à la quantité de matière contenue dans une coupe radiale de l'anneau. En fonction du caractère monocouche ou polycouche des anneaux, la largeur équivalente ( $E_p$ ) ou la profondeur équivalente ( $A_\tau$ ) sera pertinentes.

Comme expliqué dans la section 3.3.4, la largeur équivalente est plus facile à calculer dans le cas de nos données. Nous nous focaliserons donc sur cette grandeur. Deux méthodes de calculs vont être utilisées. Lorsque l'anneau n'est pas résolu, on utilise l'ajustement d'un modèle rectangulaire pour trouver les meilleures largeur équivalente et opacité normale. Ces valeurs de  $E_p$  et  $p_N$  pour chaque détection des anneaux sont données dans les tables 4.1, 4.2, 4.6, 4.10, 4.13, 4.17, 4.21, 4.24, 4.30, 4.42, 4.46, 4.49, 4.53. Cette méthode de calcul surestime  $E_p$ , puisque C1R présente une structure en W qui n'est pas prise en compte dans l'ajustement d'un modèle rectangulaire. De plus, si les anneaux ne sont pas séparés entre eux (ce qui est le cas dans la majorité de nos observations avant 2017), on mesure la largeur équivalente des deux anneaux réunis et non celle de C1R et C2R séparément. Nos conclusions quant au caractère mono- ou polycouche porteront donc sur les deux anneaux simultanément.

Néanmoins, on obtient ainsi une méthode de calcul cohérente entre les profils séparés (pour lesquels on somme les contributions de C1R et C2R) et les profils non séparés ce qui nous permet de comparer les largeurs équivalentes de C1R+C2R sur toutes les occultations. La Figure 5.5 montre les largeurs équivalentes de C1R + C2R en fonction de la longitude vraie pour toutes nos observations. Lorsque la résolution spatiale est suffisante pour séparer les deux anneaux, la largeur équivalente intégrée sur les deux anneaux  $E_{p,C1R+C2R}$  a été calculée en sommant leurs contributions respectives (Danish, VLT et Springbok). Si un seul des deux anneaux a été détecté, on ne reporte pas la valeur de  $E_p$ . Les largeurs équivalentes des profils enregistrés le 3 juin 2013 aux stations autres que le Danish ne sont pas reportés dans la Figure 5.5, car ils sont très peu contraignants.

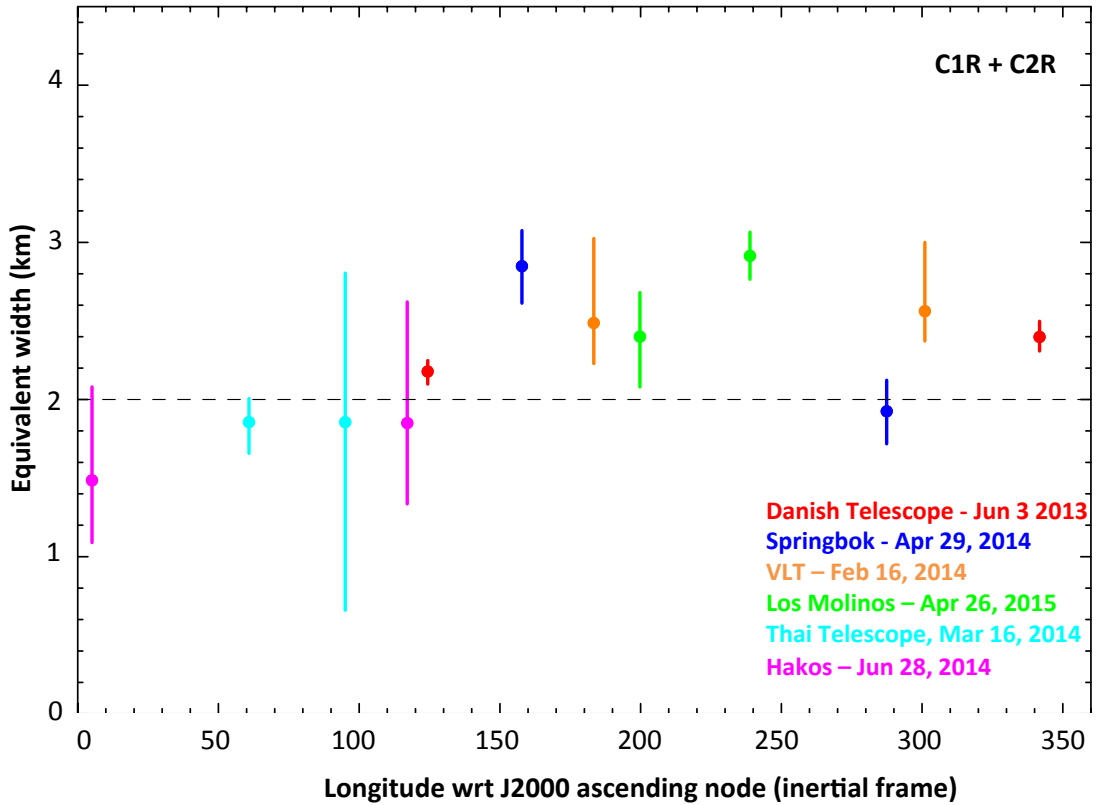


FIGURE 5.5 – Largeurs équivalentes pour C1R+C2R en fonction de la longitude vraie, comptée à partir du noeud ascendant du plan des anneaux à J2000. Les barres d’erreur sont données à un sigma et les valeurs sont récapitulées dans les tables du Chapitre 4. La ligne pointillée indique la valeur moyenne de toutes ses mesures:  $E_{p,C1R} \sim 2 \pm 1$  km. Lorsque la résolution spatiale est suffisante pour séparer les deux anneaux, la largeur équivalente intégrée sur les deux anneaux  $E_{p,C1R+C2R}$  a été calculée en sommant leurs contributions respectives (Danish, VLT et Springbok). Si un seul des deux anneaux a été détecté, on ne reporte pas la valeur de  $E_p$ .

La Figure 5.5 montre que  $E_{p,C1R+C2R} \sim 2 \pm 1$  km, et qu’aucune variation significative en longitude n’est détectée. Cela signifie que la quantité globale de matière

contenue dans les deux anneaux est, en première approche, constante en longitude.

Les récentes observations de 2017 ont permis de résoudre avec une bonne précision C1R, et n'ont souvent pas détecté C2R (voir Section 5.6). J'ai donc décidé d'étudier séparément la largeur équivalente de C1R, dans le cas où celui-ci a été résolu (3 juin 2013, 29 avril 2014, 9 avril 2017 et 22 juin 2017).

Si le profil est résolu, on peut calculer sa largeur équivalente numériquement en considérant point à point le profil:

$$E_p = |\sin(B)|v_r \cdot \left( \sum_{i=1}^N (1 - \sqrt{1 - p_{app,i}}) \cdot \Delta t_i \right) \quad (5.2)$$

$$A_\tau = -\frac{|\sin(B)|}{2}v_r \cdot \left( \sum_{i=1}^N \ln(1 - p_{app,i}) \cdot \Delta t_i \right), \quad (5.3)$$

où  $N$  représente le nombre de points considérés dans le profil, et  $\Delta t_i$  est le temps d'exposition du  $i^{\text{ème}}$  point. Cette méthode de calcul prend donc en compte les structures internes de C1R mais ne peut être appliquée que sur des profils résolus. La Table 5.4 présente les largeurs équivalentes de C1R dans ce cas et la Figure 5.6 montre ces largeurs équivalentes en fonction de la longitude vraie.

On remarque que  $E_{p,C1R} \sim 2 \pm 1$  km sur la majorité des points, valeur similaire à  $E_{p,C1R+C2R}$  indiquant que C2R contribue probablement très peu à la quantité de matière commune des deux anneaux. On remarque néanmoins que les deux largeurs équivalentes mesurées à Outeniqua se démarquent par un facteur 2. Or cette station avait le plus bas S/B atteints par les observations cette nuit-là. Cette différence peut donc provenir d'une mauvaise estimation due au mauvais S/B. Dans ce cas, aucune variation significative de la largeur équivalente en longitude n'est détectée, contrairement à la largeur physique  $W_r$  (Fig. 5.1). Cela signifie que la quantité globale de matière contenue dans C1R est, en première approche, constante en longitude. Si cet écart (noté pour la première fois à Outeniqua) se vérifie dans les prochaines occultations, nous pourrions en déduire que la largeur équivalente, donc la quantité de matière dans l'anneau C1R n'est pas constante. Il faudra donc chercher un mécanisme d'apport ou de perte de matériau.

Comme je l'ai mentionné précédemment, le taux de précession des anneaux est inconnu, ainsi que leur taux de précession différentiel. Ainsi, les longitudes  $L$  utilisées dans les Figures 5.5 et 5.6 ne sont pas les bonnes quantités physiques à utiliser pour comparer les résultats obtenus à différentes dates.

Lorsque les anneaux sont résolus, on a également accès à la largeur radiale de chaque anneau, ce qui nous permet de tracer  $E_p$  en fonction de  $W_r$  (Figure 5.7). Comme nous l'avons expliqué dans la section 3.3.4, si  $E_p$  est constant en fonction de  $W_r$ , l'anneau peut être considéré comme monocouche (French et al., 1986). Si l'anneau est polycouche, la profondeur équivalente sera constante en fonction de  $W_r$ . On appelle cette constante  $\bar{A}_\tau$ . On peut alors exprimer la largeur équivalente  $E_p$  en fonction de cette constante (Eq 5.4):

$$E_p(W_r) = W_r(1 - e^{-2\bar{A}_\tau/W_r}) \quad (5.4)$$

TABLE 5.4 – Largeurs équivalentes de C1R des profils résolus

Evènement	$E_{p,C1R}$ (km)
3 juin 2013	
Danish Immersion	$1.73 \pm 0.03$
Danish Emersion	$1.63 \pm 0.03$
29 avril 2014	
Springbok Immersion	$1.64 \pm 0.14$
Springbok Emersion	$2.46 \pm 0.17$
SAAO Immersion	$1.99^{+1.2}_{-0.64}$
SAAO Emersion	$1.77^{+0.18}_{-0.53}$
9 avril 2017	
Hakos Emersion	$2.25 \pm 0.08$
Wabi Lodge Immersion	$2.40 \pm 0.22$
Wabi Lodge Emersion	$1.69 \pm 0.25$
Weaver Rocks Immersion	$2.00 \pm 0.10$
Weaver Rocks Emersion	$2.51 \pm 0.10$
22 juin 2017	
Onduruquea Immersion	$1.979 \pm 0.220$
Onduruquea Emersion	$2.056 \pm 0.230$
Outeniqua Immersion	$4.313^{+1.161}_{-0.779}$
Outeniqua Emersion	$5.531^{+1.056}_{-0.757}$
Windhoek Immersion	$2.675^{+0.553}_{-0.450}$
Windhoek Emersion	$2.189^{+0.595}_{-0.517}$
Tivoli Immersion	$1.610^{+0.356}_{-0.283}$
Tivoli Emersion	$1.863^{+0.389}_{-0.292}$
Hakos Immersion	$2.085 \pm 0.170$
Hakos Emersion	$1.854 \pm 0.170$

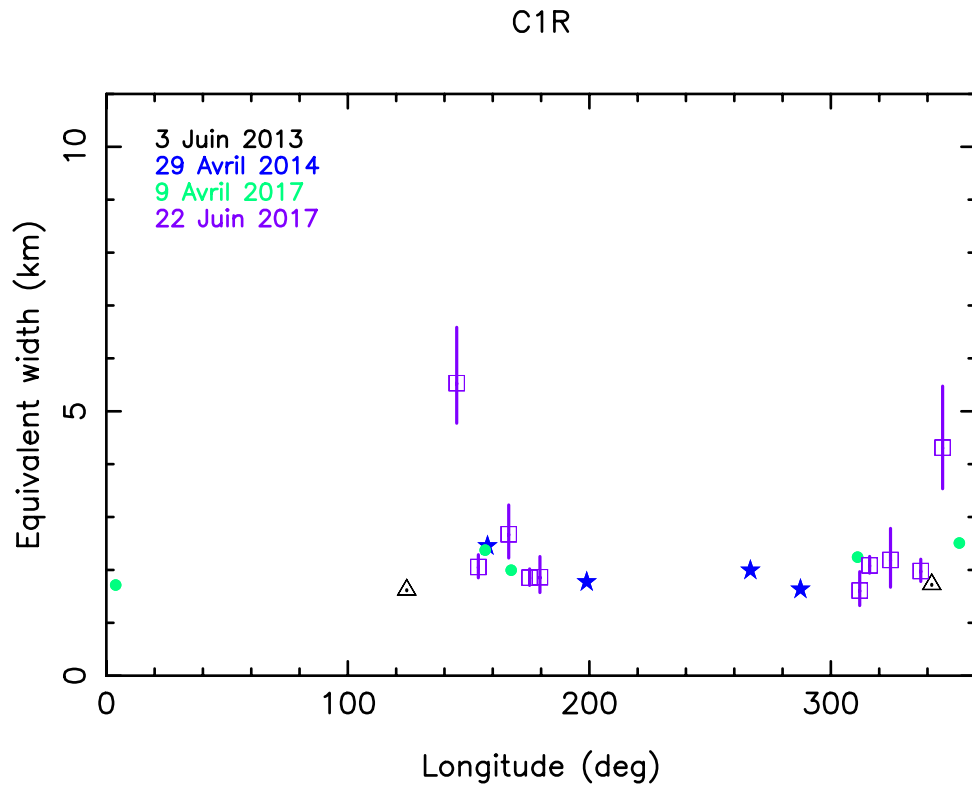


FIGURE 5.6 – Largeurs équivalentes pour C1R en fonction de la longitude vraie, comptée à partir du noeud ascendant du plan des anneaux à J2000. Les barres d’erreur sont données à  $1\sigma$  et les valeurs sont récapitulées dans les tables du Chapitre 4. La majorité des points sont situés autour de  $E_{p,C1R} \sim 2 \pm 1$  km excepté deux points mesurés les 22 juin 2017. Leurs barres d’erreur sont plus grandes mais ces points pourraient indiquées une variation de largeur équivalente qui n’avait pas été mise en évidence dans les occultations précédentes.

Cette équation basée sur le travail de French et al. 1986 a été corrigée du facteur 2 dans la profondeur optique dû à la diffraction des particules contenues dans l'anneau. La courbe correspondante à l'Eq 5.4 pour  $\bar{A}_r = 1.3$  km a été tracée dans la Figure 5.7. Cette valeur a été choisie pour montrer la tendance attendue mais aucun ajustement aux données n'a été effectué. Les nombreuses données obtenues lors de l'occultation du 22 juin devraient permettre d'obtenir une valeur optimale pour  $\bar{A}_r$ . On remarque que  $E_p$  varie avec  $W_r$ , indiquant que C1R est probablement polycouche.

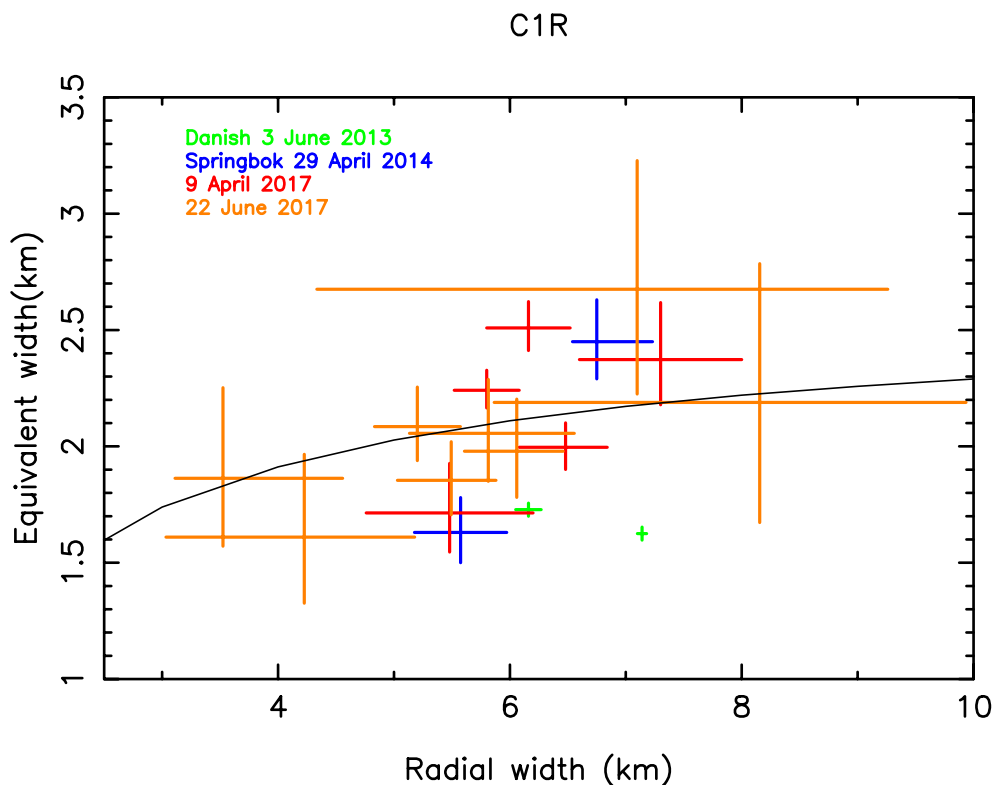


FIGURE 5.7 – Largeurs équivalentes de C1R, lorsque celui-ci est résolu, en fonction de la largeur radiale. Les mesures de SAAO (29 avril 2014) ont été supprimées car elles ne sont pas contraignantes par rapport aux autres points. La courbe noire correspond à l'Eq 5.4 pour  $\bar{A}_r = 1.3$  km.

## 5.6 Étude de C2R

Les données sur C2R sont trop éparses et peu résolues pour mener la même étude que sur C1R. En effet, aucune de nos observations n'a permis de résoudre C2R sauf l'occultation rasante observée à Gifberg le 29 avril 2014. Néanmoins plusieurs occultations ont séparé C1R et C2R. J'ai donc pu déduire les paramètres physiques de C2R, dont sa largeur radiale (voir les Tables 4.1, 4.6, 4.13, 4.49). La Figure 5.8 montre ces largeurs radiales en fonction de la longitude inertielle (non reliée entre chaque occultation). On



remarque ainsi que la largeur radiale varie entre 100m et 6 km?.

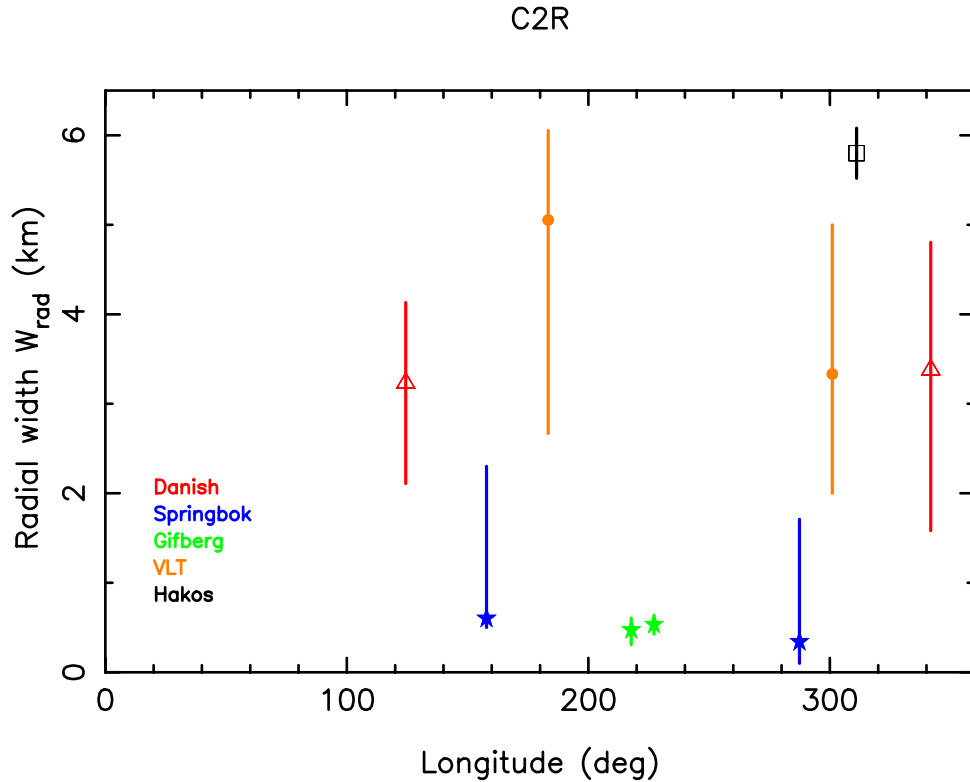


FIGURE 5.8 – Variation de la largeur radiale de C2R en fonction de la longitude vraie pour chaque détection de C2R. Notons que seule la détection à Gifberg a résolu l’anneau. On note une variation de largeur entre 100 m et 6 km.

Le profil rasant obtenu à Gifberg (Figures 4.21 et 4.22) a permis de sonder en profondeur C2R, et on remarque qu’aucune structure claire (comme celle observée dans C1R - section 5.2) n’est détectée dans cette zone de l’anneau.

Sur les deux dernières occultations obtenues en 2017, la résolution temporelle (donc spatiale) devrait être suffisante pour détecter C2R. En effet C1R est très bien résolu, et C2R devrait l’être également. Or, C2R n’apparaît pas sauf à Hakos le 9 avril 2017. Une étude devra être menée afin de déterminer si les S/B est suffisant pour une détection de C2R en fonction de sa taille et de son opacité. Les non détections du 9 avril et du 22 juin 2017 devraient donc permettre d’imposer des limites de taille et d’opacité à C2R. Il est également possible que C2R ne soit pas continu (contrairement à C1R qui a été détecté à chaque fois).

## 5.7 Étude du corps central

Mes travaux de thèse ont permis d’obtenir de nombreuses données d’occultation sur Chariklo et son système d’anneaux. Malheureusement la petite taille du corps central

de Chariklo et nos difficultés de prédiction ont empêché d’obtenir plus de deux cordes sur le corps central pour une seule et même occultation. Nous n’avons donc jamais eu assez de cordes pour obtenir une forme fiable pour le corps central (sauf lors de la dernière occultation en juin 2017, trop tardive pour être étudiée dans ces travaux de thèse).

Or, la connaissance du corps central de Chariklo, de sa forme, de son irrégularité, de sa densité sont extrêmement importantes pour expliquer la dynamique des anneaux. Leiva et al. (2017) ont étudié le corps central en utilisant uniquement les occultations où le corps et les anneaux avaient été détectés simultanément, jusqu’à fin 2016. Ces auteurs ont donc utilisé 5 occultations sur les 13 positives, dont seulement 3 d’entre elles sont des multi-cordes (2 cordes par occultation). Leur approche pour pallier le manque de données et tirer partie des (nombreuses) occultations mono-cordes est d’utiliser une méthode bayésienne, permettant d’obtenir la forme la plus probable de Chariklo.

La courbe de lumière rotationnelle ainsi que les variations de magnitude absolue apportent également des informations sur la potentielle forme du corps central.

Cependant, il est important de noter que la mesure actuellement la plus précise de la période de rotation de Chariklo ( $T = 7.004 \pm 0.036$ h, Fornasier et al. 2014) n’est cependant pas assez fine pour déterminer la phase rotationnelle au moment des occultations.

Leiva et al. (2017) étudient la possibilité que Chariklo soit une sphère, un sphéroïde de Maclaurin ( $a = b > c$ ), ou un ellipsoïde de Jacobi ( $a > b > c$ ), et en déduisent les paramètres de l’ellipsoïde ( $a, b, c$ ) pour chaque éventualité, ainsi que les densité et masse associées. La forme préférée est l’ellipsoïde de Jacobi avec pour demi axes:  $a = 157 \pm 4$  km,  $b = 134 \pm 4$  km,  $c = 86 \pm 1$  km, et pour densité  $798 \pm 5$  km m<sup>-3</sup> et une masse  $(6 \pm 0.1) \times 10^{18}$  kg. Selon le modèle choisi, l’albédo géométrique de Chariklo varie entre 3.1% et 4.3%, et la réflectivité des anneaux  $I/F$  se situe entre 0.6% et 9%

(où  $I$  est l’intensité de la lumière réfléchiée par les anneaux, et  $\pi F$  est le flux solaire incident).

Notons pour terminer cette section que l’ellipsoïde de Jacobi impose une masse de Chariklo qui placerait les anneaux proches de la résonance 3:1 entre le mouvement moyen des anneaux et la période de rotation de Chariklo (i.e. Chariklo effectue trois rotations sur lui-même pendant qu’une particule de l’anneau effectue une révolution autour du corps). Il reste à démontrer si une telle résonance est pertinente quant à la dynamique des anneaux de Chariklo.

## 5.8 Recherche de matériel orbitant autour de Chariklo

Lors de la découverte des anneaux, le Danish Telescope a enregistré la courbe de lumière qui présente le meilleur S/B de toutes nos observations. Les images ont été acquises à une fréquence de 10 images/secondes pendant 30 minutes autour de l’occultation (Braga-Ribas et al., 2014). J’ai donc utilisé cette courbe de lumière pour rechercher du matériel supplémentaire diffus qui pourrait orbiter autour de Chariklo. Afin de simplifier le problème, je suppose que ce matériel est sous forme d’anneaux semi-transparents, continus et permanents, orbitant dans le même plan que C1R et

C2R.

On considère alors la largeur équivalente  $E_p(i)$  de cette matière interceptée durant un intervalle de temps d'acquisition  $\Delta t(i)$ , correspondant au  $i^{\text{ème}}$  point (la méthode utilisée a été décrite dans Boissel et al. 2014). L'appendice de cet article donne la formule suivante:

$$E_p(i) = \frac{|\sin(B)|}{2} [1 - \phi(i)] \Delta r(i), \quad (5.5)$$

où  $\Delta r(i)$  est l'intervalle de distance radiale parcourue par l'étoile pendant  $\Delta t(i)$  (projetée dans le plan des anneaux) et  $\phi(i)$  est le flux normalisé de l'étoile. En fonction de la vitesse radiale de l'étoile par rapport aux anneaux,  $\Delta r(i)$  varie entre les valeurs extrêmes 3 et 4 km.

Les valeurs de  $E_p(i)$  en fonction de la distance radiale  $r$  sont reportées dans la Figure 5.9. On note que la courbe de lumière, enregistrée pendant 30 min, permet de sonder des distances radiales jusqu'à 12000 km, soit  $\sim 30$  fois le rayon des anneaux. On évalue alors la déviation standard à  $1\sigma$  de  $E_p(i)$  dans des intervalles de 150 km. Cette valeur, appelée  $E_p(1\sigma)$ , est portée en rouge sur la Figure 5.9.

On remarque que les valeurs de  $E_p(i)$  restent stables autour de 20 mètres dans tout le domaine étudié. Notons que cette valeur est environ 10 fois plus faible que la largeur équivalente moyenne mesurée pour C2R (Table 4.13). Ainsi, à un niveau de  $1\sigma$ , on ne détecte pas d'anneau étroit (de largeur  $W_r < 3$  km), coplanaire avec C1R et C2R, et de largeur équivalente supérieure à 20 mètres. Cette limite correspond donc aux cas extrêmes suivants: un anneau totalement opaque de 20 m de largeur radiale, ou un anneau semi-transparent de largeur radiale  $\sim 3$  km et d'opacité normale 0.01, et évidemment tous les cas intermédiaires qui vérifient la condition  $E_p(i) = 20$  m.

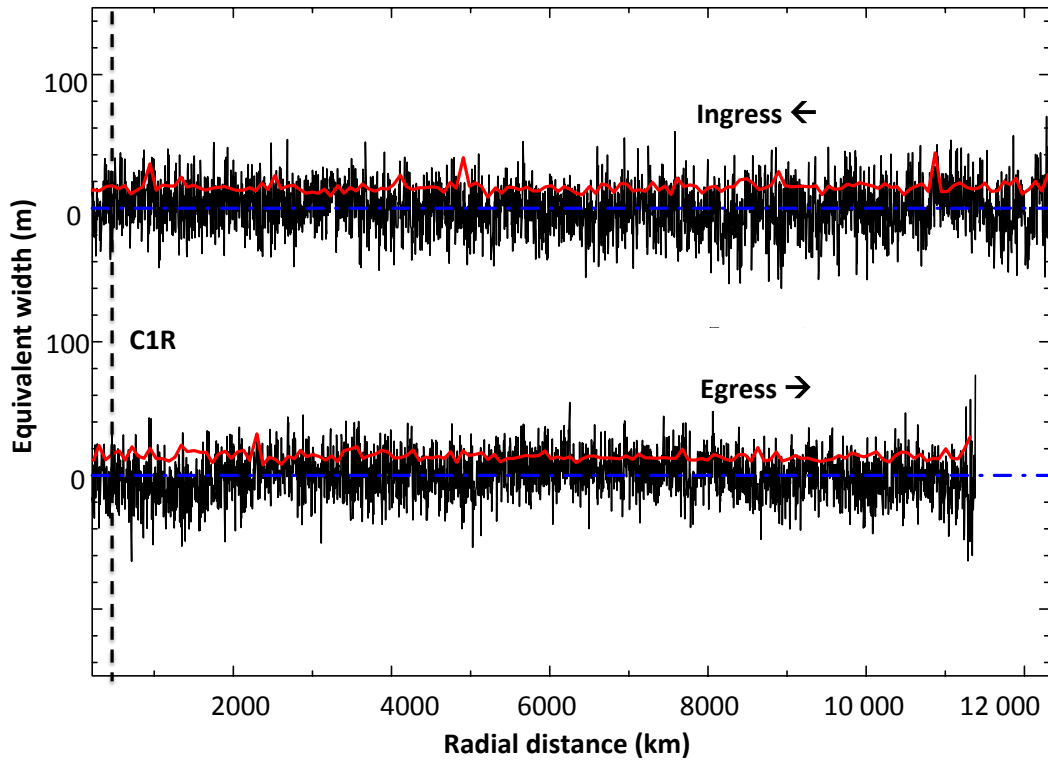


FIGURE 5.9 – Recherche de matériel faible autour de Chariklo en dehors des aneaux C1R et C2R. La largeur équivalente  $E_p$  que l'on peut intercepter durant un intervalle de temps  $\Delta t$  est tracée en fonction de la distance radiale  $r$ . Pour une meilleure vision, l'immersion a été décalée verticalement par rapport à l'émergence. Les lignes bleues pointillées indiquent le niveau zéro, et les lignes rouges continues délimitent la déviation standard à 1 sigma de  $E_p$ , appelée  $E_p(1\sigma)$ , calculée dans des boîtes de 150 km. La position de C1R a été matérialisée par une ligne pointillée noire mais sa largeur équivalente a été supprimée (de même que pour le corps de Chariklo et C2R). Pour information,  $E_{p,C1R} \sim 2$  km et  $E_{p,C2R} \sim 500$  m ce qui est très supérieur à la limite de 20 m



# Chapitre 6

## Un anneau autour d'Haumea

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Présentation d'Haumea . . . . .</b>	<b>170</b>
<b>6.2</b>	<b>L'occultation d'une étoile faible au dessus de l'Europe... .</b>	<b>170</b>
6.2.1	Prédiction de l'évènement . . . . .	170
6.2.2	Observations . . . . .	171
6.2.3	Découverte d'un anneau autour de cette planète naine . . . . .	174
6.2.4	Mesure des temps d'occultation et des paramètres physiques de l'anneau . . . . .	174
6.2.5	Géométrie d'Haumea et de son anneau . . . . .	179
6.2.6	Autres résultats déduits de cette occultation . . . . .	183

---

## 6.1 Présentation d'Haumea

La planète naine (136108) Haumea (anciennement appelée 2003 EL<sub>61</sub>) a été découverte en Décembre 2004 par Brown et al. (2005). Les auteurs ont ainsi découvert le troisième TNO le plus brillant (en magnitude absolue) après Pluton et Makemake. Re-classée comme planète naine en 2008 par l'Union Astronomique Internationale (UAI), Haumea orbite au delà de Neptune (entre  $\sim 35$  et  $52$  ua) et a une magnitude apparente moyenne de  $V=17.5$ . Rabinowitz et al. (2006) ont mis en évidence un double maximum dans sa courbe de lumière rotationnelle. Cette variation de luminosité de  $\sim 0.28$  mag (pic-à-pic) a été interprétée comme l'effet de la forme très oblongue de ce corps.

Les données photométriques leur ont également permis de déduire qu'Haumea tourne sur elle-même en  $3.9155$  h, ce qui en fait un des objets en rotation la plus rapide dans cette gamme de taille. La découverte de deux petits satellites Hi'iaka et Namaka a permis de déterminer la masse d'Haumea:  $m_H = (4.2 \pm 0.1)10^{21}$  kg (Brown et al., 2005), ensuite raffinée en  $m_H = (4.006 \pm 0.040)10^{21}$  kg (Ragozzine and Brown, 2009). Ces auteurs ont alors estimé que Haumea est un ellipsoïde tri-axial, dont le plus grand axe mesure au moins  $1960$  km, et a un albédo élevé (entre  $0.6$  et  $0.7$ ) et une densité de  $2.6$  g.cm<sup>-3</sup> (Rabinowitz et al., 2006). Ce dernier travail se base sur des données photométriques et laisse beaucoup d'incertitudes sur la taille réelle d'Haumea.

Comme nous l'avons vu en Introduction, les occultations stellaires sont sans égal pour obtenir la forme et la taille précises des corps, ainsi que des informations précieuses sur leur environnement et leur atmosphère éventuelle. Nous tentons depuis des années d'observer une occultation par Haumea. Malheureusement, ce corps se déplace dans une zone du ciel peu peuplée en étoiles, rendant ces phénomènes rares. L'avant-dernière campagne avait été organisée aux Etats-Unis, afin d'observer une occultation prévue pour le 7 décembre 2011 (campagne sans résultats à cause du mauvais temps). C'est dire la rareté de l'occultation du 21 janvier 2017 décrite ci-dessous.

## 6.2 L'occultation d'une étoile faible au dessus de l'Europe...

### 6.2.1 Prédiction de l'évènement

L'équipe de l'Institut d'Astrophysique de Grenade dirigée par Jose-Luis Ortiz, et avec laquelle nous collaborons dans le cadre du projet Lucky Star, a prédit une occultation de l'étoile URAT1 533-182543 par Haumea le 21 janvier 2017. Cette étoile de magnitude  $m_R = 18$  est trop faible pour beaucoup de petits télescopes que nous utilisons d'habitude pour observer des occultations stellaires. Heureusement dans le cas présent, l'occultation était visible depuis l'Europe, très bien équipée en terme de télescopes de la gamme du mètre, professionnels ou amateurs. De plus, l'étoile et Haumea étant quasiment de même magnitude, la chute attendue au cours de l'occultation par le corps central est de  $50\%$ , ce qui est bien détectable par les télescopes impliqués dans cette campagne.

Afin d'obtenir une prédiction la plus précise possible, l'équipe espagnole a utilisée l'astrométrie de l'étoile donnée par Gaia DR1, corrigée du mouvement propre estimée

à partir des catalogues URAT1, 2MASS et USNO-B1.

L’éphéméride d’Haumea a également posé de nombreuses difficultés. En effet, la présence du gros satellite Hi’iaka ( $\sim 310$  km) entraîne une oscillation du photocentre du système d’Haumea, ce qui biaise la photométrie et la détermination de l’orbite d’Haumea. Une étude astrométrique très précise a donc été menée par l’équipe de J.L. Ortiz pour raffiner l’orbite d’Haumea. Près de 1000 mesures quotidiennes de la position d’Haumea ont été obtenues lors d’observations effectuées avec le télescope de 77 cm à La Hita (Espagne) en 2006. En décembre 2016, de nouvelles observations ont été conduites avec des plus gros télescopes (le T150 de l’Observatoire de Sierra Nevada, le T120 de Calar Alto, le T1m du Pic du Midi, le Liverpool telescope (2m) et le Nordic Optical Telescope (2.5m)). Ces observations ont été réduites avec Gaia DR1 (de la même façon que pour Chariklo, voir Section 7). La grande précision du catalogue DR1 a permis de mettre en évidence des oscillations résiduelles régulières entre l’éphéméride JPL et les observations. Celles-ci sont dues à la présence d’Hi’iaka. Les détails de la prédiction pourront être trouvés dans Ortiz et al. (2017). La Table 6.1 récapitule les données astrométriques utilisées pour cette prédiction et la réduction des données qui suit dans ces travaux de thèse.

TABLE 6.1 – Paramètres astrométriques utilisés pour la prédiction et l’analyse des données.

Position de l’étoile	$\alpha = 14\text{h}12\text{m}03.2043\text{s}$ $\delta = +16^\circ 33' 58.671''$
Catalogue utilisé	Gaia DR1 sans mp
Magnitude R de l’étoile	18
Diamètre de l’étoile (projetée à Haumea)	0.270 km
Position de Haumea prédite	à 03:08:00 UT $\alpha_H = 14\text{h}12\text{m}03.1950\text{s}$ $\delta_H = +16^\circ 33' 58.6968''$
Ephéméride utilisée	NIMA 4
échelle 1 arcsec	36614 km

## 6.2.2 Observations

La prédiction finale faisait passer l’ombre orientée Nord-Sud au dessus de l’Italie et de l’Europe Centrale. Afin de pallier à toute erreur (en particulier systématique) dans nos méthodes de prédiction, nous avons organisé une campagne d’observation impliquant plus de 40 sites répartis entre l’Espagne et la Turquie. La Table 6.2 récapitule les 12 sites (ainsi que les télescopes et les caméras utilisés) ayant détecté une chute de signal de l’étoile. Notons qu’à Konkoly et Wendelstein, deux télescopes ont été utilisés. Il y a donc bien 12 détections positives pour seulement 10 sites d’observation.

La Figure 6.1 montre le chemin de l’ombre “post-occultation”, i.e. reconstruit en fonction des détections positives et négatives. Cette figure montre que la prédiction était de bonne qualité, avec une erreur de l’ordre de 160 mas en ascension droite et 40 mas en déclinaison, voir plus bas.



TABLE 6.2 – Circonstances des observations de l'occultation par Haumea le 21 janvier 2017

Site	Latitude (hh:mm:sec) Long (°:':") Altitude (m)	Télescope Filtre	Instrument DIT/cycle (s)
Wendelstein Obs. Allemagne	47 42 13.6 N 12 00 44 E 1838.	2m Fraunhofer R'	WWFI 10/14.536
Wendelstein Obs. Allemagne	47 42 13.6 N 12 00 44 E 1838.	40 cm	SBIG ST10-XME 10/14.536
Skalnate Pleso Obs. Slovaquie	49 11 21.8 N 20 14 02.1 E 1826.	Astelco 1300/10400	Moravian G4-9000 10/15.5
Konkoly Obs. Hongrie	47 55 01.6 N 19 53 41.5 E 935.	RCC 1 m	Andor Ixon 1/1.007
Konkoly Obs. Hongrie	47 55 01.6 N 19 53 41.5 E 935.	Schmidt 60 cm	Apogee 2/2.944
Bavarian Public Obs. Munich Allemagne	48 07 19.2 N 11 36 25.2 E 538.	80 cm	ATIK 314L+ 20/20.304
Ondrejov Obs. République Tchèque	49 54 32.6 N 14 46 53.3 E 526.	65 cm Clear	Moravian G2-3200 8/9.721
Crni Vrh Obs. Slovénie	45 56 45.0 N 14 04 15.9 E 713.	Deltagraph 60 cm Clear	Apogee Alta U90000HC 300/315 Drifted
San Marcello Pistoiese Obs. Italie	44 03 51.0 N 10 48 14.0E 965.	60 cm	Apogee Ultra 10/11.877
Lajatico Astronomical Center Italie	43 25 44.7 N 10 43 01.2 E 433.	RC 50 cm	Moravica 15/16.254
Asiago Obs. Cima Ekar Italie	45 50 54.9 N 11 34 08.4 E 1376.	Copernico 1.82 m	AFOS 2/5.026
Mount Agliale Obs. Italie	43 59 43.1 N 10 30 53.8 E 758.	50 cm	FLI Proline 15/16.724

DIT = temps d'exposition; Cycle = temps entre deux expositions successives ( > DIT)

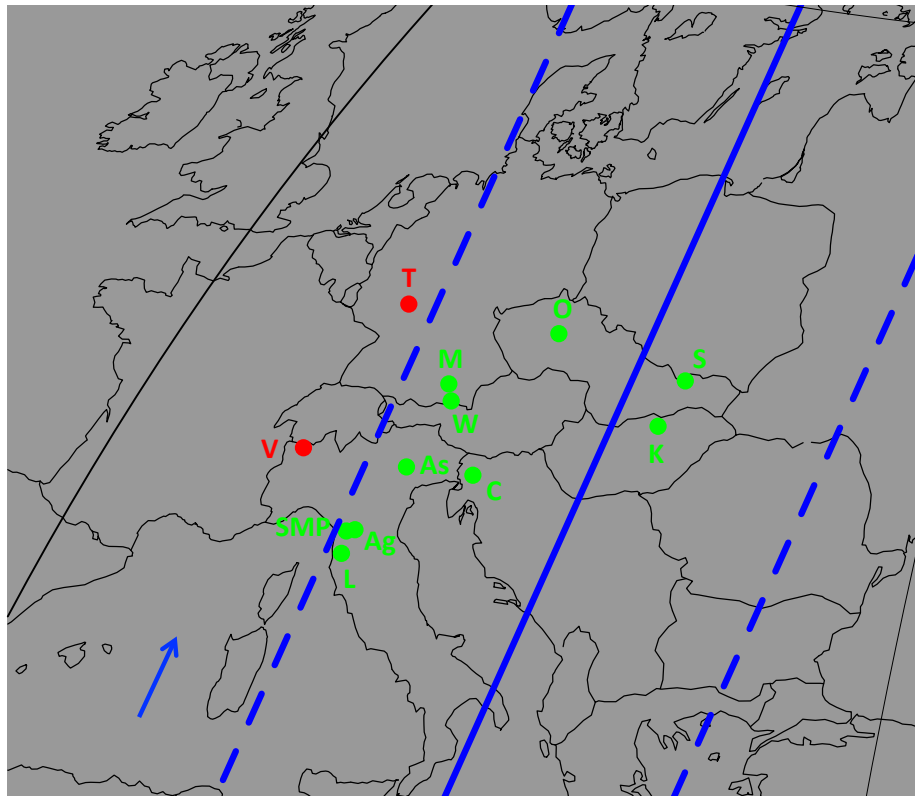


FIGURE 6.1 – Carte de post-prédiction de l’occultation du 21 janvier 2017 montrant les stations qui ont enregistré une occultation. Les points rouges représentent les stations négatives suffisamment proches de l’ombre pour aider à contraindre la taille d’Haumea. La ligne bleue continue indique la ligne centrale de l’ombre d’Haumea, et les lignes pointillées délimitent les bords de l’ombre. Celle-ci se déplace dans le sens de la flèche en bas à gauche. Les acronymes sont les suivants: Skalnate Pleso (S), Konkoly (K), Ondrejov (O), Bavarian Obs (M pour Munich), Wendelstein (W), Crni Vrh (C), Asiago (As), Mount Agliale (Ag), Lajatico (L), San Marcello Pistoiese (SMP), Trebur (T), Val d’Aosta (V).

Les cycles donnés dans la Table 6.2 correspondent à la durée entre deux expositions consécutives. On peut noter que les cycles sont souvent plus longs que les temps d’exposition. La différence entre le cycle et le temps d’exposition correspond au temps mort entre les images (i.e. le temps de lecture et d’écriture des images). Ces temps sont loin d’être négligeables dans nos observations et conduisent à une perte d’information qu’il faudra prendre en compte dans l’estimation des temps d’occultation.

### 6.2.3 Découverte d’un anneau autour de cette planète naine

En analysant les images, nous avons détecté des occultations secondaires avant et après l’occultation par le corps principal. Comme pour Chariklo, ces événements peuvent être expliqués par un anneau comme nous le montrerons dans les sous-sections suivantes. Dans ce travail de thèse, je me concentrerai sur l’étude que j’ai effectuée concernant la géométrie de l’anneau en question et la forme du corps central. Les autres résultats déduits de cette occultation seront rapidement présentés dans la section 6.2.6 et pourront être trouvés dans Ortiz et al. (2017).

La Figure 6.2 montre la meilleure courbe de lumière enregistrée à Konkoly (avec le télescope de 1 m). On remarque clairement les deux événements secondaires de part et d’autre de l’évènement principal.

Des événements secondaires ont également été détectés à Mount Agliale, Lajatico, San Marcello Pistoiese, Asiago, Wendelstein, Ondrejov, et Skalnaté. Pour certaines stations, l’émergence de l’anneau est invisible car elle est cachée par le corps principal, comme nous le montrerons dans la Section 6.2.5. On peut également noter que comme l’étoile est de même intensité que Haumea, l’occultation par le corps principal entraîne une chute de 50% environ. Pour Chariklo, le flux tombe quasiment à zéro dans la courbe de découverte des anneaux, car l’évènement impliquait une étoile beaucoup plus brillante.

### 6.2.4 Mesure des temps d’occultation et des paramètres physiques de l’anneau

Les images sont traitées en utilisant la même procédure que pour les images de Chariklo comme expliqué dans la Section 3.1. Les courbes de lumière extraites des images par photométrie d’ouverture sont présentées en noir sur la Figure 6.3.

On remarque que 12 stations ont été mentionnées dans le texte et dans la Table 6.2 comme ayant observé une occultation. Or sur la Figure 6.3, seules 11 courbes sont représentées. Cette omission est volontaire. Nous n’avons pas utilisé la courbe de Crni Vrh dans nos mesures et nos calculs. En effet, à cette station, la technique d’enregistrement des images ne consiste pas en une succession d’expositions courtes en suivant l’étoile mais en une seule longue exposition (300 s) sans suivi du télescope. On observe alors une traînée laissée par l’étoile et Haumea (“drift scan” en anglais), qui est interrompue pendant la durée de l’occultation (on “voit” la corde). Le traitement est légèrement différent (la photométrie d’ouverture ne fonctionne pas dans ce cas) et les barres d’erreur résultantes sont beaucoup plus grandes. On mentionne donc cette station, mais elle ne

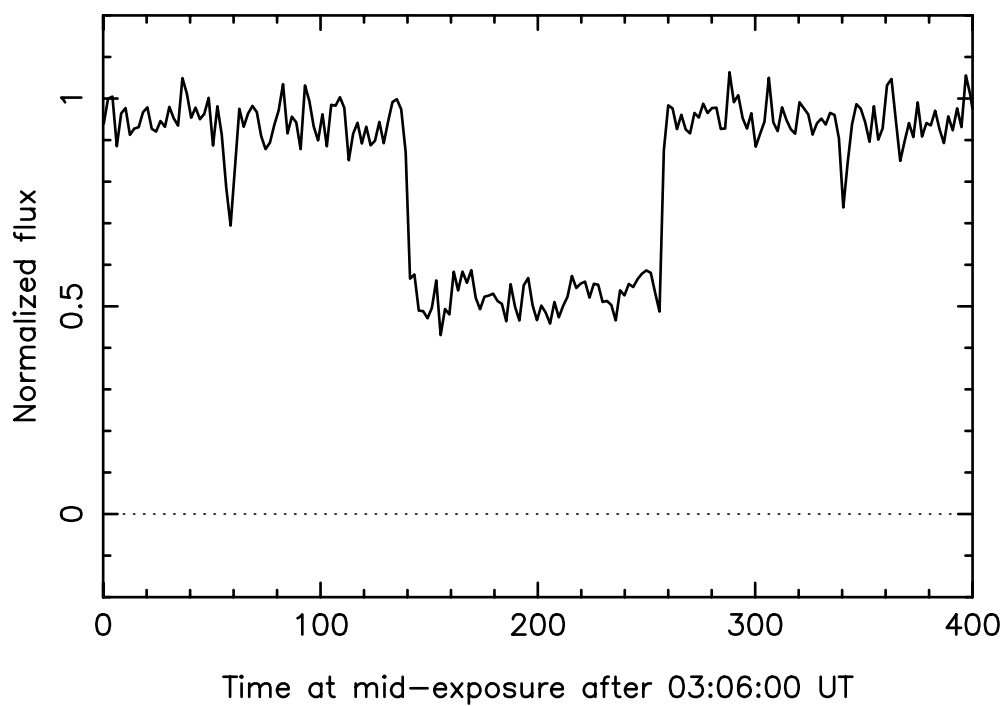


FIGURE 6.2 – Meilleure courbe de lumière obtenue à Konkoly Observatory avec le télescope de 1 m et un temps de pose d'une seconde (ainsi qu'un temps mort très faible). Pour une meilleure vue des événements la courbe a été lissée sur 2 points. On remarque l'occultation par le corps principal au centre et deux événements secondaires de chaque côté interprétés comme étant dus à un anneau.

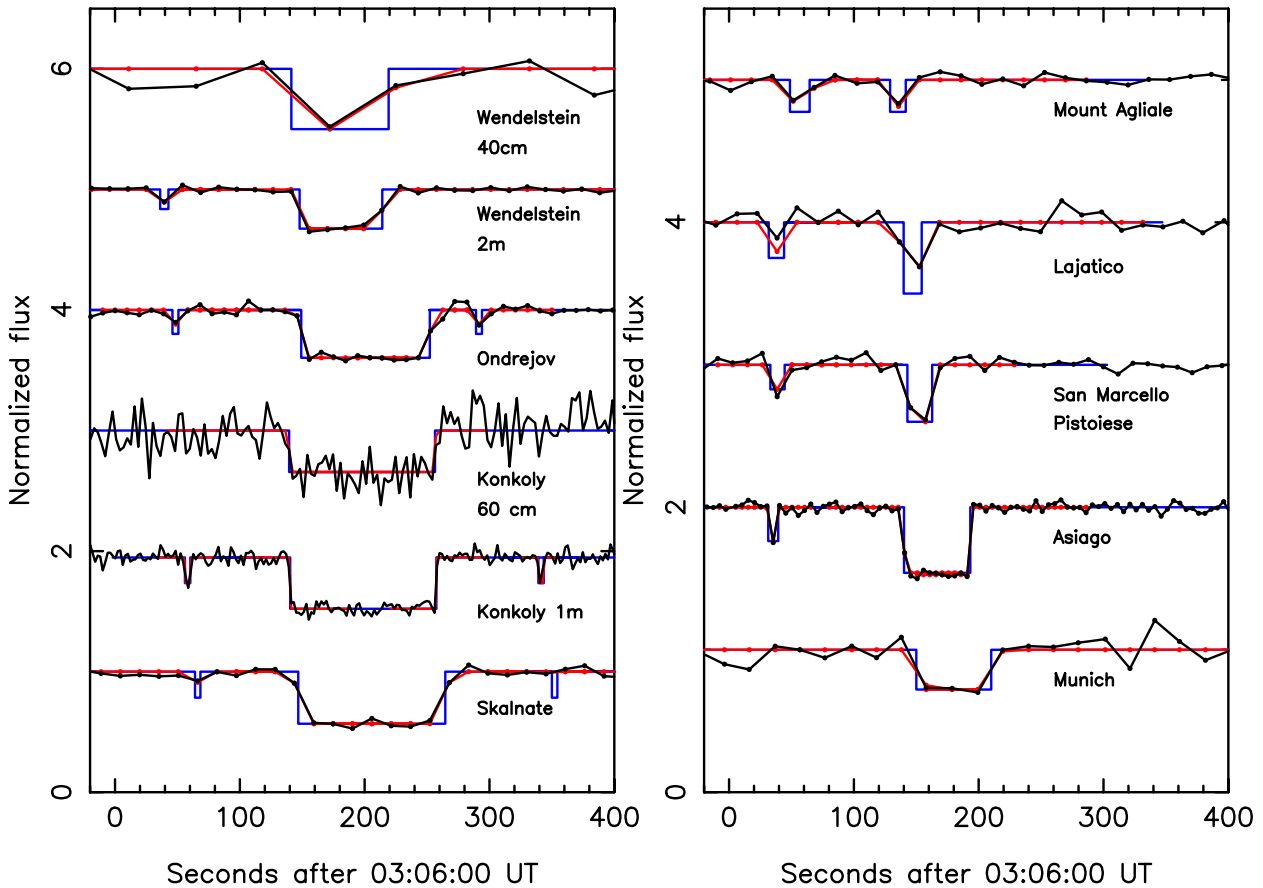


FIGURE 6.3 – Courbes de lumière extraites des images (représentées par les lignes et les points noirs) pour chaque station ayant détecté l’occultation. Chaque courbe a été décalée verticalement pour une meilleure vue. Le profil synthétique d’un anneau de 70 km de large et d’opacité apparente de 0.5 a été ajusté sur les évènements secondaires. Le profil synthétique d’un bord abrupt et opaque a été ajusté sur l’immersion et l’émersion des occultations principales afin de déduire les temps d’occultation. Les lignes bleues indiquent le profil synthétique géométrique utilisé, alors que les lignes rouges correspondent au profil synthétique corrigé de la diffraction, du diamètre stellaire, de la bande passante de la caméra et du temps d’exposition comme expliqué dans la Section 3.2. La courbe de Konkoly 1m a été lissé sur 2 points pour être plus facilement lisible. Les courbes ont été normalisée à l’unité (correspondant au flux de l’étoile et d’Haumea), alors que le fond de l’occultation correspond au flux d’Haumea seulement.

sera pas utilisé dans les ajustements de profils et dans la reconstruction de la géométrie d'Haumea.

Notons qu'à Skalnate, l'anneau aurait dû donner lieu à une occultation avant et après le corps, mais seule l'immersion est visible sur la courbe de lumière. Après reconstruction de la géométrie de l'anneau (voir sous-section 6.2.5), on en déduit le moment attendu pour l'émergence, tel qu'observée à Skalnate. On remarque alors que cet événement survient exactement pendant un temps mort, non négligeable à cette station ( $\sim 5$  s).

Cette non-détection reste donc cohérente avec l'existence d'un anneau complet entourant Haumea.

En générant un profil synthétique comme expliqué dans la Section 3.2 que l'on ajuste aux différents événements (ou absence d'événement dans le cas de Skalnate) on peut obtenir les temps d'occultation d'immersion et d'émergence du corps principal, et les temps milieu des occultations secondaires. Le flux de l'étoile est défini dans chaque cas comme le flux retiré lors de l'occultation par le corps central. En effet à ce moment là, seul le flux d'Haumea est détectable. Les stations de Lajatico et Wendelstein 40cm n'ont pas détecté une occultation *résolue* du corps central. On n'a donc pas accès directement au niveau du fond de l'occultation. On suppose donc arbitrairement que le fond est à 0.5 (ce qui semble acceptable au regard des magnitudes de l'étoile et d'Haumea). La station de Mount Agliale n'a pas détecté du tout d'occultation par le corps central. Par contre le capteur utilisé est le même qu'à Konkoly (1m). On peut donc supposer que le niveau zéro est le même qu'à Konkoly 1m.

On peut également déduire de l'ajustement d'un profil synthétique à chaque occultation par l'anneau les meilleures largeurs radiales  $W_r$  (dans le plan de l'anneau) et opacités apparentes (dans le plan du ciel)  $p_{app}$ . Les résultats sont donnés dans les Tables 6.3 et 6.4.

On remarque que les barres d'erreur sur les largeurs radiales et les opacités apparentes sont très larges. L'anneau peut en effet mesurer de  $\sim 9$  km à 300 km! Il semble raisonnable de penser que ces grandes différences sont majoritairement dues aux incertitudes sur les temps d'occultation (conséquences des temps morts importants) et non à des variations de largeurs physiques aussi importantes au sein de l'anneau. Des variations de largeur ont en effet été détectées dans C1R (Section 5.1) et dans les anneaux d'Uranus (French et al., 1991) et peuvent exister dans les anneaux d'Haumea.

Néanmoins, les incertitudes temporelles de nos données laissent un doute sur la réalité de ces variations. Nous utilisons donc une approche différente pour caractériser cet anneau au stade actuel. J'utilise la meilleure courbe disponible (Konkoly 1m), ainsi que les paramètres trouvés ( $W_r$  et  $p_{app}$ ). Ces paramètres permettent de créer un modèle simple d'anneau uniforme que l'on compare aux données des autres stations. La majorité des stations ont scanné l'anneau dans des régions proches de l'immersion de Konkoly. On utilise donc les paramètres trouvés pour cet événement, à savoir  $\sim W_r = 70$  km et  $p_{app} = 0.5$ , pour générer un profil d'anneau synthétique et en déduire ainsi les temps d'occultation. Cet anneau explique chaque événement observé avec un  $\chi^2$  acceptable (ainsi que la non détection à Skalnate), ce qui est un argument fort pour l'existence d'un anneau plat, dense, de largeur 70 km et semi transparent autour du corps principal. Les temps déduits de ces ajustements sont rapportés dans la Table 6.5.

TABLE 6.3 – Temps d’occultation (“Imm” pour immersion, “Eme” pour émerision) pour les occultations par le corps principal d’Haumea. Les erreurs sont données à  $1\sigma$ , c’est-à-dire telles que  $\chi^2$  passe de sa valeur minimale  $\chi_{min}^2$  à  $\chi_{min}^2 + 1$ . La quantité  $\sigma$  correspond au bruit des données par point et “# pts” correspond au nombre de points de données utilisés dans l’ajustement du profil synthétique.

Station	Temps (hh:mm:sec)	$\chi_{min}^2$	# pts	$\sigma$
Konkoly 1m Imm	03:08:20.3±0.2	86.259	89	0.079
Konkoly 1m Eme	03:10:17.4±0.1	77.322	79	0.069
Asiago Imm	03:08:20.2 ± 0.1	25.746	22	0.030
Asiago Eme	03:09:13.3±1.5	23.340	28	0.030
Skalnate Imm	03:08:26.8±1.	13.483	15	0.044
Skalnate Eme	03:10:24.6±0.8	14.628	15	0.039
Ondrejov Imm	03:08:29.2±0.8	17.268	20	0.038
Ondrejov Eme	03:10:12.2±0.8	24.966	26	0.041
Wendelstein 2m Imm	03:08:27.9±2.8	10.796	11	0.020
Wendelstein 2m Eme	03:09:34.0±0.5	17.943	18	0.017
Munich Imm	03:08:30.0 ± 3.4	12.874	14	0.07
Munich Eme	03:09:30.0±4.9	12.696	14	0.079
San Marcello Imm	03:08:22.9±0.9	10.649	10	0.040
San Marcello Eme	03:08:42.8 ± 0.9	12.479	14	0.040
Konkoly 60cm Imm	03:08:19.5 ±0.8	66.412	68	0.126
Konkoly 60cm Eme	03:10:16.4±1.3	54.688	54	0.134
Lajatico Imm	03:08:19.9 ± 1.4	12.883	17	0.067
Lajatico Eme	03:08:34.3 ± 1.4	12.883	17	0.067
Wendelstein 40 cm Imm	03:08:18.8 ± 6	18.053	15	0.104
Wendelstein 40 cm Eme	03:09:38.6 ± 6	18.053	15	0.104

TABLE 6.4 – Temps milieu optimal de l’anneau, ainsi que sa largeur radiale projetée dans le plan de l’anneau ( $W_r$ ) et sa opacité apparente ( $p_{app}$ ). Les autres paramètres sont les mêmes que ceux utilisés dans la Table 6.3.

Station	Temps (hh:mm:sec)	$\chi_{min}^2$	# pts	$\sigma$	$W_r$	$p_{app}$
Konkoly 1m Imm	03:06:58.095± 0.255	37.490	45	0.0792	73.6 <sup>+8.6</sup> <sub>-6.2</sub>	0.551 ± 0.093
Konkoly 1m Eme	03:11:40.655± 0.175	25.003	30	0.0587	43.6 <sup>+6.5</sup> <sub>-4.7</sub>	0.564 <sup>+0.106</sup> <sub>-0.112</sub>
Asiago Imm	03:06:35.4± 0.4	11.861	15	0.0297	68.6 <sup>+5.6</sup> <sub>-59.6</sub>	0.525 <sup>+0.475</sup> <sub>-0.060</sub>
Wendelstein 2m Imm	03:06:39.45± 3.95	9.527	12	0.0202	198.0 <sup>+8.9</sup> <sub>-169.0</sub>	0.317 <sup>+0.683</sup> <sub>-0.050</sub>
San Marcello Imm	03:06:40.06± 1.39	7.097	9	0.0395	85.7 <sup>+17.4</sup> <sub>-52.5</sub>	0.564 <sup>+0.436</sup> <sub>-0.099</sub>
Monte Agliale Imm	03:06:55± 2.2	11.726	11	0.031	99.4 <sup>+20.8</sup> <sub>-33.6</sub>	0.282 <sup>+0.124</sup> <sub>-0.049</sub>
Monte Agliale Eme	03:08:15.7± 5.6	15.076	14	0.031	104.3 <sup>+19.7</sup> <sub>-78.3</sub>	0.370 <sup>+0.630</sup> <sub>-0.054</sub>
Ondrejov Imm	03:06:47.3± 2.7	7.722	14	0.041	210.6 <sup>+83.1</sup> <sub>-187.8</sub>	0.257 <sup>+0.743</sup> <sub>-0.098</sub>
Ondrejov Eme	03:10:53.4± 1.9	7.479	9	0.041	168.5 <sup>+57.4</sup> <sub>-136.5</sub>	0.327 <sup>+0.673</sup> <sub>-0.099</sub>
Lajatico Imm	03:06:38.05± 3.5	6.445	11	0.067	84.79 <sup>+34.33</sup> <sub>-76.30</sub>	0.228 <sup>+0.772</sup> <sub>-0.099</sub>
Skalnate Imm	03:07:00.7± 4.9	10.455	12	0.026	246.7 <sup>+196.8</sup> <sub>-81.4</sub>	0.257 <sup>+0.189</sup> <sub>-0.138</sub>

J’utiliserai ces temps par la suite pour contraindre la géométrie de l’anneau.

TABLE 6.5 – Temps milieu de l’occultation par l’anneau en supposant un profil synthétique d’anneau tel que  $W_r = 70$  km et  $p_{app} = 0.5$ .

Station	Temps (hh:mm:sec)	$\chi_{min}^2$	# pts	$\sigma$
Asiago Imm	03:06:35.39±0.3	12.541	15	0.0297
Lajatico Imm	03:06:37.95±5.1	7.782	11	0.067
Wendelstein 2m Imm	03:06:39.5±3.0	9.549	12	0.0202
San Marcello Imm	03:06:38.8±1.5	9.502	9	0.0395
Monte Agliale Imm	03:06:56.7±1.4	9.568	11	0.031
Monte Agliale Eme	03:08:15.3±4.2	15.030	13	0.031
Ondrejov Imm	03:06:48.4±4.2	8.321	14	0.041
Ondrejov Eme	03:10:51.6±3.0	8.119	9	0.041
Skalnate Imm	03:07:04.1±5.6	10.039	13	0.0439
Skalnate Eme	03:11:50±2.4	3.902	8	0.0439

## 6.2.5 Géométrie d’Haumea et de son anneau

### Géométrie du corps central

Les temps de disparition de l’étoile derrière le corps central (immersion) et de réapparition (émersion), permettent de générer les cordes pour chaque site d’observation, i.e. le trajet de l’étoile par rapport à Haumea projeté dans le plan du ciel pendant l’occultation.



Les extrémités des cordes révèlent le limbe d'Haumea projeté dans le ciel (comme sur la Figure 3.5). On peut alors déterminer le limbe d'Haumea, en ajustant une ellipse sur ces points, comme expliqué dans la Section 3.4. Nous avons observé une occultation par le corps principal dans 8 stations ce qui conduit à 16 extrémités de cordes. Or l'ellipse ajustée a 5 paramètres libres (section 3.4), donc nous avons assez de points pour déterminer le limbe apparent d'Haumea. La Figure 6.4 montre les cordes projetées dans le plan du ciel, ainsi que l'ellipse optimale s'ajustant aux extrémités. Les valeurs trouvées sont pour les paramètres optimaux de l'ellipse sont: pour le demi-grand axe apparent  $a' = 1704 \pm 4$  km, pour le demi petit axe apparent  $b' = 1138 \pm 26$  km (attention de ne pas confondre les demi-axes apparents, grandeurs primées dans ce manuscrit, correspondant au limbe d'Haumea projeté dans le plan du ciel, et les axes du corps tri-axial réel tel que  $a > b > c$ ), l'angle de position du demi petit axe apparent  $P_{limb} = -76.3 \pm 1.2^\circ$  (compté positivement vers l'Est et le Nord célestes).

Par ailleurs, le centre de cette ellipse fournit le décalage entre l'éphéméride de Haumea et sa position réelle sur le ciel, en supposant une position donnée de l'étoile (voir Table 6.1). Nous avons ainsi déduit un décalage de (+163 mas, +39 mas) (observé moins calculé par l'éphéméride JPL#81) en ascension droite et déclinaison, respectivement. Ce décalage sera utilisé pour améliorer la précision les éléments orbitaux du corps, en particulier lorsque le catalogue Gaia DR2 sera publié, permettant de réduire l'incertitude sur la position de l'étoile à une fraction de mas. Elle est actuellement de quelques mas, et domine l'incertitude sur le décalage cité plus haut.

On voit sur la Figure 6.4 que les centres du limbe d'Haumea et de l'ellipse des anneaux coïncident au niveau  $1\sigma$ . Ceci qui est un argument fort en faveur de la présence d'un anneau circulaire entourant la planète naine.

Ce limbe trouvé grâce à l'occultation est en fait une projection 2D de Haumea, considéré lui-même comme un ellipsoïde tri-axial. Les occultations ne peuvent pas nous donner d'informations supplémentaires sur la forme réelle du corps. En revanche, si on lie les occultations à la courbe de lumière rotationnelle, on peut estimer les 3 axes d'Haumea ( $a > b > c$ ). Ortiz et al. (2017) ont donc calculé la phase d'Haumea (sa période de rotation étant très bien définie, Rabinowitz et al. 2006) au moment de l'occultation. Il s'avère qu'Haumea était dans un minimum de luminosité donc sa surface projetée dans le ciel était à son minimum. On ne voyait quasiment que les axes  $b$  et  $c$ . On déduit donc qu'Haumea est un ellipsoïde tel que  $a = 1161 \pm 30$  km,  $b = 852 \pm 4$  km, et  $c = 513 \pm 16$  km.

Connaissant sa masse,  $m_H = (4.006 \pm 0.040)10^{21}$  kg (Ragozzine and Brown, 2009), on peut en déduire sa densité:  $1885 \pm 80$  kg m<sup>-3</sup>. Cette densité est calculée en supposant que l'anneau ne contribue pas à la luminosité du système. En supposant qu'il contribue à 5% à la luminosité, on obtient une densité de 1757 kg m<sup>-3</sup>. Ces deux valeurs de densité sont très inférieures aux 2600 kg m<sup>-3</sup> calculés par Rabinowitz et al. (2006) et sont plus cohérentes avec les densités calculées pour des corps similaires à Haumea dans le Système Solaire (Ortiz et al., 2012; Carry, 2012; Stansberry et al., 2012).

## Géométrie de l'anneau

On suppose ici que l'anneau est circulaire, donc que sa projection dans le plan du ciel est une ellipse. De la même façon que pour le limbe d'Haumea, on peut alors

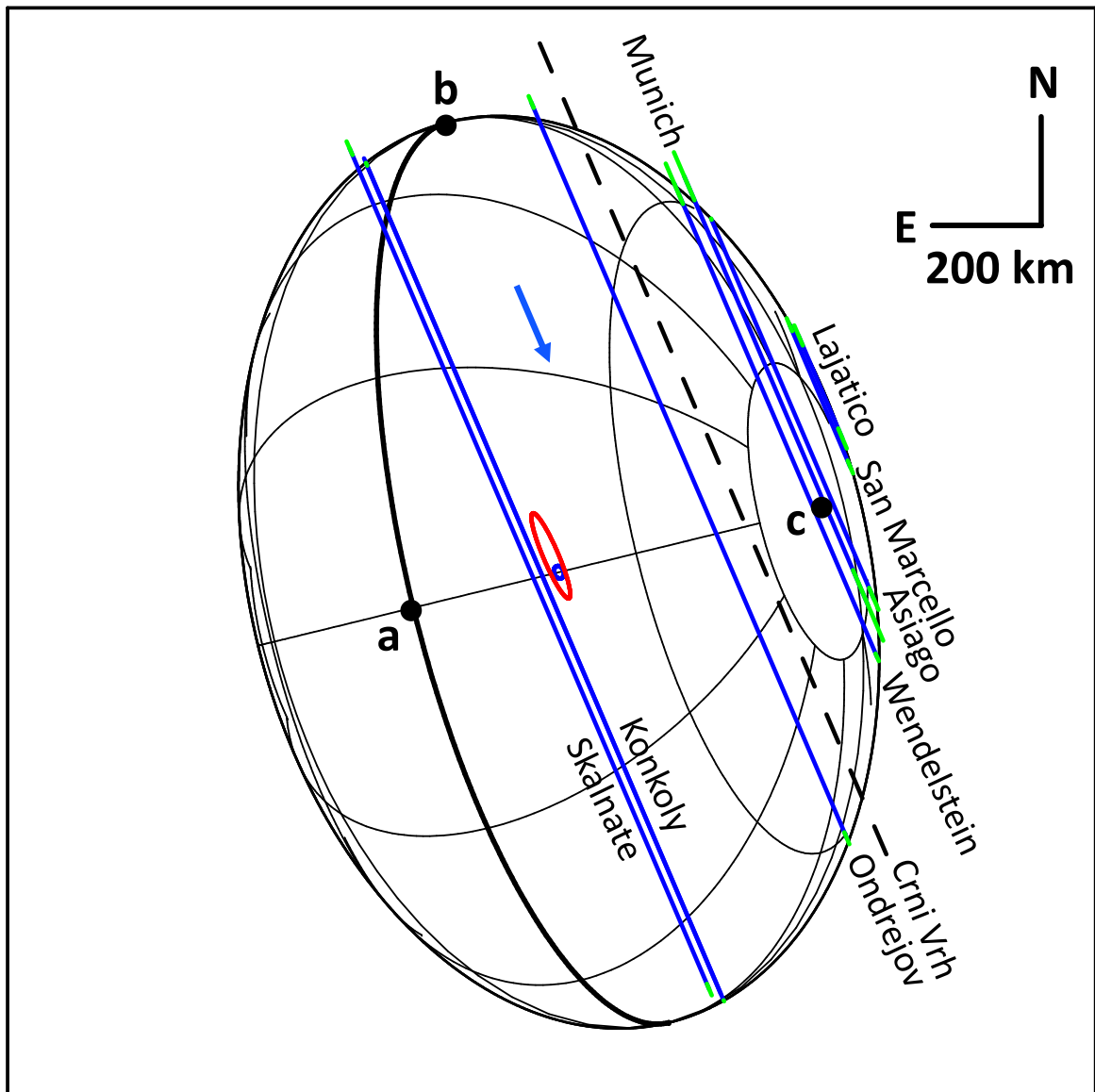


FIGURE 6.4 – Projection d’Haumea dans le plan du ciel observée lors de l’occultation du 21 janvier 2017. Les lignes bleues représentent les cordes (donc le mouvement de l’étoile relatif à Haumea dans le plan du ciel) à chaque station. Dans les observatoires où deux télescopes ont observé, seule la meilleure corde a été tracée. Les Nord et Est célestes sont indiqués par les flèches en haut à droite, ainsi que l’échelle du graphique. La flèche bleue montre le sens de déplacement de l’étoile relatif à Haumea dans le plan du ciel. Le limbe d’Haumea, que l’on a supposé elliptique (voir texte), a été ajusté au mieux sur les extrémités des cordes. Le demi-grand axe du limbe apparent optimal est  $a' = 1704 \pm 4$  km, et le demi-petit axe  $b' = 1138 \pm 26$  km. Ce dernier a pour angle de position  $P_{limb} = -76.3 \pm 1.2^\circ$  (compté positivement du Nord vers l’Est célestes) L’équateur d’Haumea a été tracé en supposant que l’anneau orbite dans le plan équatorial de la planète donc avec une élévation  $B = 13.7 \pm 0.5^\circ$  (voir texte). L’ellipse rouge (resp. bleue) délimite l’incertitude à  $1\sigma$  sur la position du centre des anneaux (resp. d’Haumea). On remarque qu’au niveau  $1\sigma$ , les deux centres coïncident, un argument fort en faveur d’un anneau circulaire et équatorial autour de la planète naine.

ajuster une ellipse aux 12 extrémités des cordes de l'anneau, afin de déterminer l'orbite complète de celui-ci. Cet anneau a une largeur radiale réelle de 70 km et une opacité apparente de 0.5 (Section 6.2.4).

On obtient un ajustement statistiquement acceptable, avec un  $\chi^2$  par degré de liberté de  $\chi_{\text{pdl}}^2 = 0.43$  (et une déviation standard dans la direction radiale de 27 km). Les paramètres de l'ajustement sont par ailleurs les suivants:  $a'_{\text{ring}} = 2281^{+80}_{-45}$  km pour le demi-grand axe apparent de l'anneau (qui correspond en fait au rayon réel de l'anneau) et  $b' = 541 \pm 23$  km pour le demi petit axe apparent. Comme l'anneau est supposé circulaire, l'élévation est  $B_{\text{ring}} = \arcsin(b'/a') = 13.7 \pm 0.5^\circ$ . L'angle de position du demi petit axe est  $P_{\text{ring}} = -74.2 \pm 1.3^\circ$ . L'orbite qui s'ajuste au mieux est montrée dans la Figure 6.5.

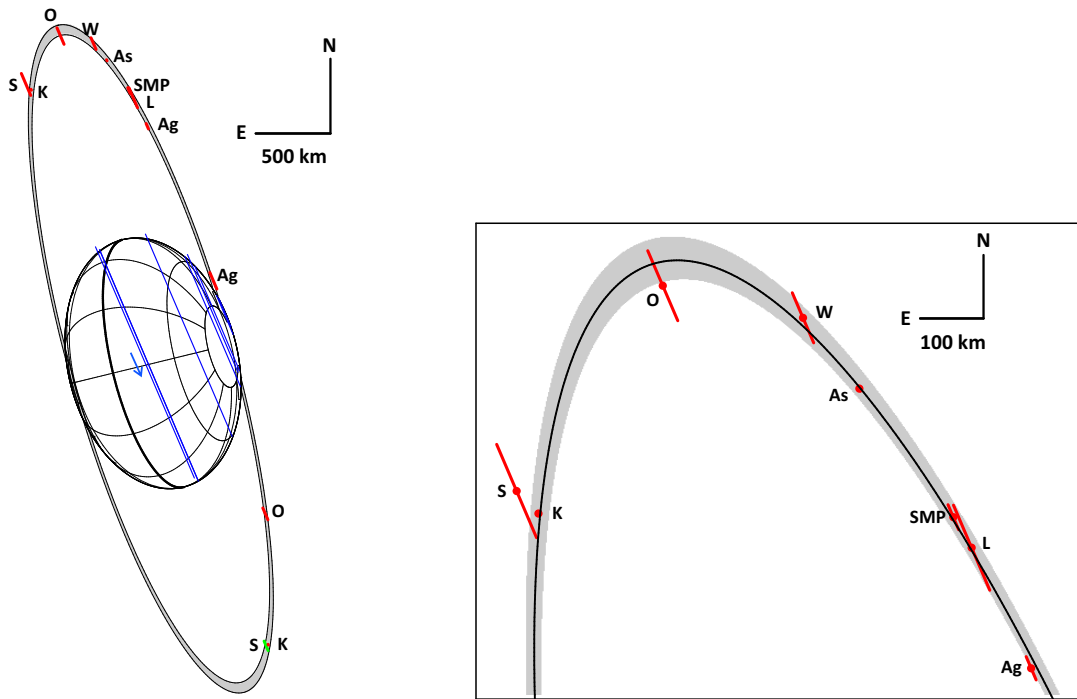


FIGURE 6.5 – Géométrie de l'anneau d'Haumea obtenue par l'ajustement d'une ellipse aux extrémités des cordes. Les conventions sont les mêmes que dans la Figure 6.4, et les acronymes sont récapitulés dans la Figure 6.1. Le panneau de gauche montre une vue globale du système d'Haumea, alors que le panneau de droite détaille l'anse nord de l'anneau, où la majorité des évènements a eu lieu. Notons qu'à Munich, l'anneau n'a pas été détecté à cause du S/B trop bas. A Skalnate, l'émergence de l'anneau n'est pas détectée car elle a eu lieu durant un temps mort. Cette absence est cohérente avec l'orbite déduite de l'ajustement. Les émergences de l'anneau à Wendelstein, Asiago, San Marcello Pistoiese et Lajatico ne sont pas détectées car elles ont lieu derrière le corps principal. La longueur de chaque segment rouge correspond à l'incertitude ( $1\sigma$ ) sur les temps d'occultation, transformée en distance dans le plan du ciel. Les deux ellipses externes délimitent un anneau semi-transparent de 70 km de large dont le demi grand axe vaut  $a_{\text{ring}} = 2281^{+80}_{-45}$  km (rayon représenté par l'ellipse plus épaisse située entre les deux ellipses externes sur le panneau de droite). L'ajustement donne également l'angle d'ouverture de l'anneau  $B_{\text{ring}} = 13.7 \pm 0.5^\circ$ , et l'angle de position du demi petit axe apparent  $P_{\text{ring}} = -74.2 \pm 1.3^\circ$ .

L'angle de position de l'anneau  $P_{\text{ring}} = -74.2 \pm 1.3^\circ$  coïncide également avec l'angle

de position du demi-petit axe du limbe  $P_{limb} = -76.3 \pm 1.2^\circ$ . C'est un autre argument en faveur d'un anneau orbitant dans le plan équatorial de la planète naine.

Comme je l'ai fait précédemment pour Chariklo (voir Section 5.3), on peut déduire des angles  $B_{ring}$  et  $P_{ring}$  la position du pôle de l'anneau d'Haumea. Deux pôles dans le système équatorial J2000 sont ainsi possibles:

$$\alpha_{p,ring} = 285.1 \pm 0.5^\circ \text{ et } \delta_{p,ring} = -10.7 \pm 1.2^\circ \text{ (Solution 1)}$$

ou

$$\alpha_{p,ring} = 312.2 \pm 0.3^\circ \text{ et } \delta_{p,ring} = -18.7 \pm 1.2^\circ \text{ (Solution 2)}.$$

La Solution 1 est préférée, car elle coïncide avec le pôle de l'orbite d'Hi'iaka (aux barres d'erreur près):  $(\alpha_p, \delta_p)_{Hi'iaka} = (283.0 \pm 0.2^\circ; -10.6 \pm 0.7^\circ)$  (Gourgeot et al., 2016). De plus, cette solution est cohérente avec les variations photométriques à long terme observées pour le système d'Haumea (Ortiz et al., 2017).

**En résumé, un anneau circulaire semi-transparent de largeur radiale 70 km et de rayon 2281 km, qui orbite dans le plan équatorial d'Haumea, et co-orbital avec Hi'iaka, explique tous les événements secondaires observés le 21 janvier 2017.**

D'autres occultations seront nécessaires afin d'étudier plus en détails la structure et la dynamique des anneaux (en suivant par exemple les études menées au Chapitre 5 pour Chariklo).

## 6.2.6 Autres résultats déduits de cette occultation

*Recherche d'une atmosphère autour d'Haumea :*

A partir des occultations par le corps principal, on peut étudier l'existence d'une atmosphère autour d'Haumea. Des limites supérieures à une possible atmosphère ont pu être déduites d'occultations stellaires pour Quaoar (Braga-Ribas et al., 2013) et Eris (Sicardy et al., 2011) et une étude de l'atmosphère de Pluton et de son évolution dans le temps a pu être conduite (Dias-Oliveira et al., 2015; Sicardy et al., 2016b). En effet, en cas de présence d'atmosphère globale (comme sur Pluton ou Triton), la disparition de l'étoile derrière le corps principal se fera de façon graduelle. Or cette atténuation progressive n'est pas visible sur les courbes de lumière observées pendant cette occultation (voir Figure 6.3). Donc il n'y a pas d'atmosphère globale autour d'Haumea, comme celle qu'on observe sur Pluton ou Triton. On peut néanmoins déterminer des limites supérieures de pression pour des atmosphères dominées par l'azote (comme sur Pluton) ou par le méthane. En effet ces deux espèces volatiles se subliment à des distances héliocentriques proches de celle où se trouve Haumea actuellement. En utilisant la courbe d'Asiago (qui a le meilleur S/B), Ortiz et al. (2017) ont déterminé qu'il n'existe pas d'atmosphère dominée par l'azote de plus de 3 nbar à la surface (niveau  $1\sigma$ ), et de plus de 10 nbar en cas d'atmosphère dominée par le méthane. Notons que ces chiffres sont plusieurs ordres de grandeur en-dessous des valeurs plutoniennes (typiquement 10  $\mu$ bar, soit 10000 nbar, à la surface).

*Position de l'anneau, effet de la résonance 3/1?*

Comme mentionné par Ortiz et al. (2017), l'anneau se situe à l'intérieur de la limite de Roche d'Haumea, en supposant que les particules sont composées de glace sous-dense comme dans les anneaux de Saturne (soit une densité de l'ordre de  $500 \text{ kg m}^{-3}$ ). Il est donc suffisamment proche d'Haumea pour empêcher toute accréation, et donc maintenir la matériau sous forme d'anneau.

Ces auteurs remarquent par ailleurs que l'anneau se trouve (aux barres d'erreur près) au rayon correspondant à la résonance 3/1 avec Haumea, soit  $r_{3/1} = 2285 \pm 8 \text{ km}$ . À cette distance, une particule dans l'anneau complète une révolution autour du corps lorsque Haumea effectue trois rotations sur elle-même. Il est intéressant de noter que les anneaux de Chariklo semblent également proches de la résonance 3/1 (Leiva et al., 2017). Cette dernière est une résonance d'ordre 2, donc a priori de faible intensité. Des calculs restent donc à faire pour évaluer la pertinence de la proximité des anneaux et de la résonance 3/1 quant à la dynamique des anneaux autour de ces petits corps.

## Chapitre 7

# Conclusion et perspectives dans l'ère Gaia

■ *Ce qui est admirable, ce n'est pas que le champ des étoiles soit si vaste, c'est que l'homme l'ait mesuré.* ■

---

Anatole France

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, l'observation d'occultations stellaires est une méthode puissante pour étudier les petits corps lointains de notre Système Solaire. À ce jour, une douzaine de TNO et Centaures ont été observés et caractérisés grâce à cette technique. La précision typique atteinte sur la taille de ces objets est de l'ordre de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres. Cette précision est bien meilleure que celle qui est atteinte avec d'autres techniques d'observations, telles que les mesures de flux thermiques.

Au cours de mon travail de thèse j'ai été impliquée dans plusieurs des étapes associées à cette méthode, incluant les prédictions, l'organisation de campagnes d'observations, les observations, la réduction de données et l'interprétation physique des résultats. Bien que mon travail sur les prédictions et l'organisation des campagnes ait porté sur une cinquantaine de TNO et Centaures, je n'ai étudié que les données provenant des occultations par Chariklo, et en 2017 par Haumea. Ces observations sont les seules données disponibles à ce jour sur les anneaux autour de petits corps. Aucune autre équipe, à ma connaissance, n'a observé d'occultations par Chariklo ou Haumea depuis la découverte des anneaux. Les travaux de ma thèse constituent donc une première base de données sur les anneaux autour des petits corps de notre Système Solaire.

Grâce aux nombreuses observations réussies de Chariklo et de ses anneaux depuis 2013, j'ai pu obtenir des positions très précises de Chariklo, ce qui a permis d'améliorer considérablement l'orbite de ce Centaure, et donc la précision de nos prédictions. L'arrivée du catalogue Gaia DR1 a par ailleurs largement diminué une partie des incertitudes sur la position des étoiles, ce qui, dans le cas de Chariklo, a permis de passer d'une précision d'une trentaine de mas au début de ma thèse, à quelques mas en juin 2017. Ces faibles erreurs ont simplifié également mon travail d'organisation des campagnes d'observation au fur et à mesure de la thèse. En effet, les erreurs étant de plus en plus faibles, il n'était plus nécessaire d'avoir autant d'observateurs pour couvrir la zone de passage de l'ombre et la zone potentielle d'erreur, qui pouvait s'étendre sur des centaines de kilomètres.

Depuis la découverte des anneaux de Chariklo en juin 2013, 16 occultations ont pu être observées (dont 11 durant ma thèse) jusqu'en juin 2017. Parmi ces occultations certaines n'ont détecté que les anneaux, et/ou le corps central. Une majorité sont mono-cordes, mais quatre très bonnes occultations (en juin 2013, avril 2014, avril 2017 et juin 2017) m'ont permis de déduire plusieurs propriétés des anneaux, notamment sur l'anneau principal C1R. J'ai ainsi montré que C1R présentait des caractéristiques déjà observées dans les anneaux d'Uranus. En effet, sa largeur radiale varie entre 3 et 10 km, mais ne connaissant pas le taux de précession des anneaux, je n'ai pas pu lier cette variation de largeur à une excentricité de C1R. Les occultations rapprochées dans le temps d'avril et juin 2017 pourront être utilisées pour déduire le taux de précession de C1R.

Une fois ce taux de précession déterminé, il sera possible de relier les observations faites lors de plusieurs occultations, et ainsi de savoir si la largeur de l'anneau est corrélée avec l'anomalie vraie de la zone sondée.

J'ai également montré que les bords de l'anneau C1R pouvaient être décrits par une limite infiniment abrupte entre le vide de matière et la zone la plus dense de l'anneau. Si l'on considère les erreurs au niveau  $1\sigma$ , on constate que les bords de C1R ont moins d'un kilomètre de large, ce qui indique des mécanismes de confinement (qui restent

encore à identifier) très efficaces.

De plus j'ai pu mettre en évidence une structure en W dans certaines zones de C1R. À ces endroits, les bords sont plus denses que le centre, ce qui est également le cas dans certains anneaux d'Uranus. Cette structure n'est néanmoins pas détectée en tout point de l'anneau.

Ceci a des implications dynamiques importantes, puisque des lignes de courant plus denses peuvent apparaître et disparaître le long de l'orbite de C1R.

Là encore, il est nécessaire d'observer des occultations avec plusieurs cordes simultanées, pour pallier le manque de connaissance du taux de précession des anneaux.

Grâce aux très bonnes occultations de juin 2013, et d'avril et juin 2017, j'ai pu mener une étude du pôle des anneaux et montrer que l'hypothèse de circularité entraîne une légère incohérence au niveau de la position du pôle. Cette étude est un argument en faveur d'une excentricité des anneaux, qui reste à quantifier.

Lors des derniers mois de la thèse, l'observation d'une occultation par Haumea a permis la découverte d'un anneau autour de cette planète naine, et la caractérisation précise de la forme oblongue du corps central. Cette seconde découverte laisse à penser que les anneaux autour des petits corps de notre Système Solaire externe sont plus communs que ce que l'on pensait il y a quelques années, et promettent de nombreuses découvertes dans les années à venir. La Figure 7.3 montre pour comparaison les systèmes de Chariklo, d'Haumea et de Pluton (qui ne possède pas d'anneaux - Boissel et al. 2014).

Un nouveau domaine d'étude s'ouvre donc : les anneaux autour des petits corps. Pour mieux comprendre leur origine et leur dynamique, il est nécessaire d'observer le plus possible des occultation par Chariklo et Haumea, mais aussi de continuer à chercher des anneaux autour d'autres corps du Système Solaire externe. Il serait notamment intéressant d'obtenir plus de cordes sur le corps de Chariklo, afin d'obtenir des informations sur sa forme et sa régularité, qui sont encore largement méconnues aujourd'hui. En effet, les erreurs de prédiction des occultations ont été jusque très récemment du même ordre de grandeur que la taille de Chariklo lui-même, rendant difficile l'obtention de plusieurs cordes sur le corps central, et donc l'étude de sa forme. Or cette forme a une forte influence sur la dynamique des anneaux, via des processus de résonance entre la rotation du corps et le moyen mouvement des particules des anneaux. Une première étude a été menée par Leiva et al. (2017), et l'occultation de juin 2017 (où quatre cordes sur le corps central ont été enregistrées, dont une rasante) permettra de prolonger l'étude de ces auteurs et de contraindre la forme du corps central.

Pour ce type d'étude, les occultations stellaires restent la méthode privilégiée. Or, comme je l'ai souligné dans la Section 2.1, les prédictions restent le point faible de la méthode. En effet, pour des objets moins bien connus que Chariklo, les erreurs combinées de l'éphéméride et du catalogue d'étoiles peuvent conduire à des erreurs de plusieurs centaines de kilomètres projetées sur la Terre.

Pour pouvoir observer efficacement les occultations de petits corps, des erreurs de l'ordre de la dizaine de kilomètres au plus sont tolérables. Ceci exige des précisions astrométriques de quelques mas. A ce niveau, d'autres voies prometteuses s'ouvrent. Par exemple, un flash central (généré par l'atmosphère d'un corps comme Pluton) ne peut être observé que sur une zone d'une cinquantaine de kilomètres sur Terre, et ne peut être observé efficacement que dans la nouvelle ère Gaia.



## Amélioration de l'astrométrie des étoiles

Le satellite Gaia, lancé en 2013, a pour but de cartographier en 3-D la Voie Lactée. Il permet notamment d'atteindre une précision meilleure que le mas sur la position absolue d'environ un milliard d'étoiles. La première partie du catalogue a été publiée le 15 septembre 2016 et contient l'astrométrie des étoiles "sans problème" (donc assez brillantes, sans compagnon(s) ou autres perturbations). Ce premier catalogue, appelé "Data Release 1" (DR1), ne contient pas les mouvements propres des étoiles (qui seront donnés dans la version suivante DR2, prévue en avril 2018). Les mouvements propres des étoiles sont en général de l'ordre de quelques mas par an, ce qui conduit à des erreurs inférieures à 10 mas pour 2017 (les positions Gaia étant données pour le 1<sup>er</sup> janvier 2015). Gaia DR1 permet donc de passer d'une incertitude d'environ 30 mas sur l'astrométrie des étoiles à seulement une dizaine de mas, et cette précision devrait s'améliorer encore plus avec DR2 (précision attendue inférieure à un mas, soit par exemple 10 km au niveau de Chariklo, et 20 km au niveau de Pluton).

## Amélioration de la précision des éphémérides

Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.1, les éphémérides des corps sont améliorées grâce à des observations régulières menées notamment avec le télescope IAG de l'observatoire Pico Dos Dias (Brésil) ou au T1m du Pic du Midi (France). Avant la publication du catalogue Gaia DR1, ces observations étaient réduites par rapport au catalogue de référence WFI (cf section 2.1). Or ce catalogue présente des erreurs par rapport aux positions données dans Gaia DR1. Nous avons donc réduit à nouveau toutes les observations des 5 dernières années pour les corps les plus étudiés par notre équipe (Chariklo, Pluton, Quaoar, Ixion, Bienor, Echeclus) en prenant pour catalogue de référence Gaia DR1. Ces nouvelles positions ont alors été implémentées dans NIMA (Desmars et al., 2015).

De plus les décalages que j'ai déduits des occultations et reportés dans le Chapitre 4 (correspondant au décalage entre la position de Chariklo réellement observée et la position prédite, ie la position de l'étoile occultée), sont implémentés en corrigeant la position de l'étoile à l'aide du catalogue Gaia DR1. La Figure 7.1 montre l'amélioration de l'orbite de Chariklo, telle qu'obtenue dans NIMA, avant et après implémentation des occultations positives, avec ou sans Gaia. Après l'occultation du 9 avril 2017, on atteint une précision inférieure à 10 mas pour l'ascension droite et la déclinaison pour l'année 2017 (NIMA version 12). Avec l'arrivée du catalogue Gaia DR2 (en avril 2018), la précision de la position des étoiles sera inférieure à 1 mas, donc la précision globale de nos prédictions sera de quelques mas pendant la première année ce qui représente moins de la moitié du corps de Chariklo (diamètre  $\sim 25$  mas). Cependant cette précision se dégrade au fil des années en l'absence de nouvelles données. Il sera donc nécessaire de mettre à jour l'orbite régulièrement avec de nouvelles observations.

Grâce à Gaia DR2, les prédictions seront désormais suffisamment fiables pour que l'on choisisse les occultations à observer en fonction des résultats scientifiques voulus, et non plus en fonction de la probabilité de réussite. L'esprit même de nos observations et du travail de notre équipe va donc évoluer. Avant Gaia DR2, les prédictions n'étaient pas suffisamment fiables et beaucoup de ces événements n'étaient pas observés par manque de confiance dans la prédiction. Avec Gaia DR2, les prédictions seront suffi-

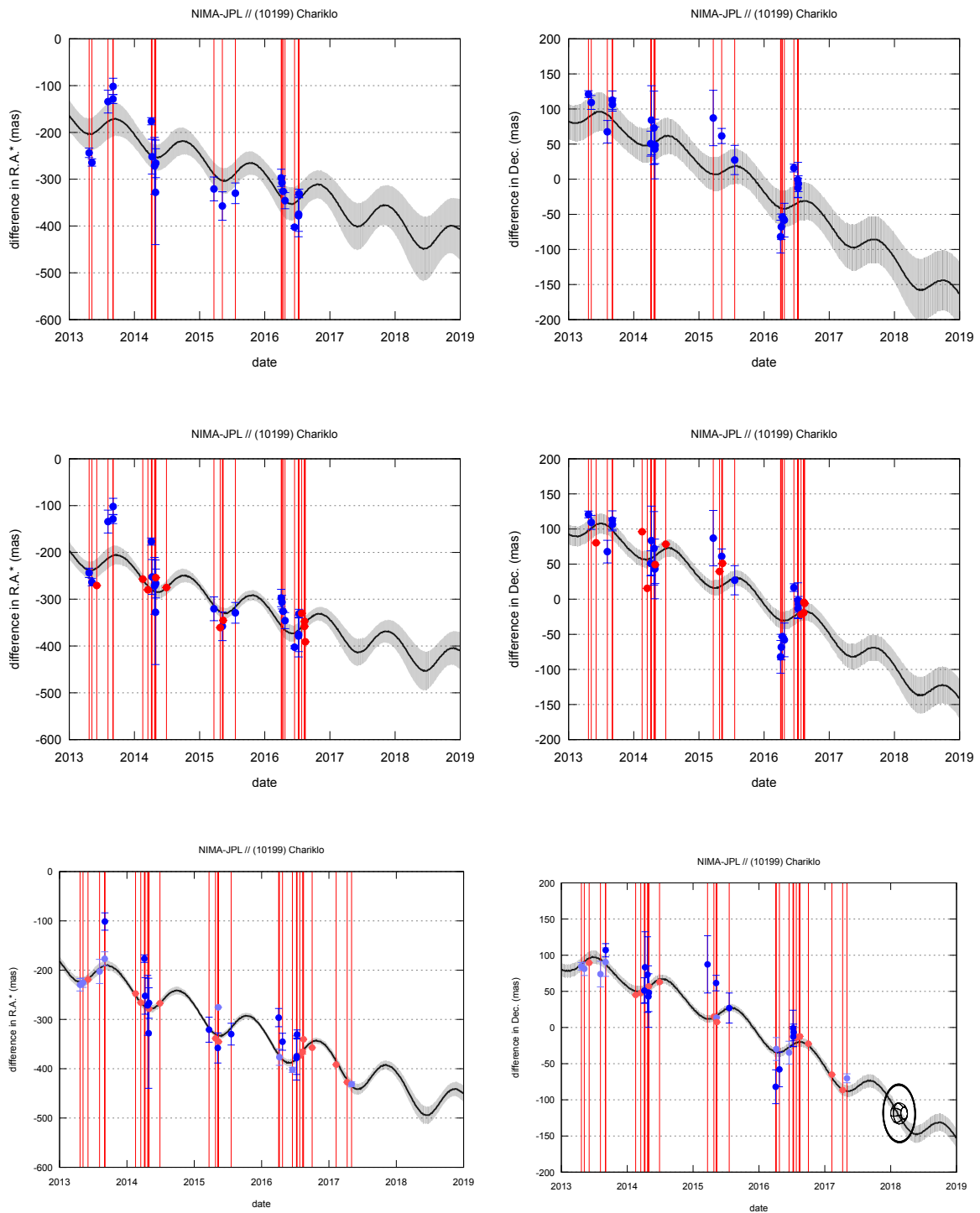


FIGURE 7.1 – Évolution de l'éphéméride de Chariklo déterminée par NIMA en fonction des données utilisées pour la détermination de l'orbite. Chaque graphique correspond à la différence de position entre l'éphéméride NIMA et JPL20. La colonne de gauche représente l'ascension droite (RA) et la colonne de droite la déclinaison (DEC). Les points bleu foncé montrent la valeur moyenne de chaque nuit d'observation menées à l'ESO, à l'OPD ou au Pic du Midi, ainsi que leurs barres d'erreur. Ces observations ont été réduites sur la base des catalogues UCAC4 ou WFI. Les points rouges correspondent aux décalages déduits des occultations stellaires, par rapport aux positions d'étoiles issues de UCAC4 ou WFI. Les points bleu clair ou rouge clair sont les mêmes que précédemment mais réduits avec Gaia DR1. La zone gris clair correspond à l'erreur sur l'éphéméride NIMA. L'orbite déduite dans la première ligne n'est basée que sur les observations astrométriques du MPC et celles conduites par notre équipe. On a alors une erreur d'environ 50 mas en RA et DEC. Si on ajoute les données des occultations (très contraignantes), on améliore l'orbite d'un facteur deux (erreur de l'ordre de 25 mas en RA et DEC), comme le montre les graphiques de la ligne du milieu. Grâce à Gaia DR1 (et les dernières occultations observées en 2017), la précision obtenue est inférieure à 10 mas en RA et DEC (voir ligne inférieure qui montre la version 12 de NIMA). Pour information, Chariklo et ses anneaux ont été reportés sur le graphique en déclinaison (en bas à droite). On remarque que l'erreur sur l'éphéméride est maintenant plus petite que le corps central de Chariklo.

samment fiables pour que la majorité de ces évènements puissent être observables. Il va donc y avoir un travail d'organisation et d'automatisation de la réduction des données, qui reste aujourd'hui très "manuelle". Nous devons donc sélectionner les évènements intéressants scientifiquement. Il est évident que Chariklo et Haumea continueront d'être suivis attentivement.

Notons cependant que Chariklo est actuellement en train de sortir du centre galactique et qu'Haumea en est loin. Pluton et son atmosphère continueront également d'être suivies afin de vérifier l'évolution de celle-ci. D'autres atmosphères autour des plus gros corps sont à chercher. De même avant la découverte de l'anneau d'Haumea, nous cherchions les anneaux autour de corps ressemblant à Chariklo, soient des gros centaures. Ainsi nous avons tenté plusieurs occultations par Echeclus et Chiron. Ces deux gros Centaures présentent une activité cométaire qui pourrait être à l'origine des anneaux mais eux-mêmes ne semblent pas posséder d'anneaux. La découverte de l'anneau d'Haumea montre que les anneaux sont probablement communs autour des petits corps, et les Centaures ne sont plus une catégorie privilégiée. En effet, Haumea a une forme très oblongue, est trois fois plus grande que Chariklo et trois fois plus loin du Soleil. On doit donc continuer de chercher des anneaux autour de tous les TNO et Centaures dont on peut prédire une occultation.

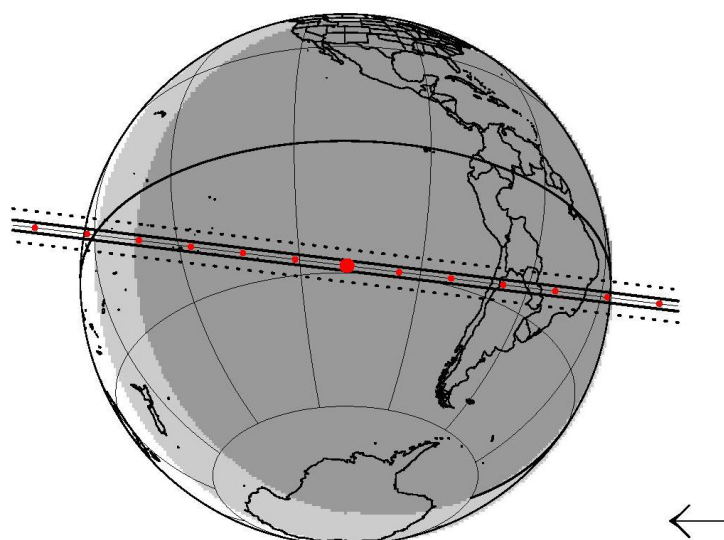
Il serait également intéressant de chercher les satellites bergers nécessaires au maintien des anneaux de Chariklo. Par occultation stellaire, il faudrait beaucoup de chances pour en observer un. Nous avons observé Chariklo avec les instruments SPHERE sur le VLT et avec le HST en 2015 afin d'imager directement les anneaux et de chercher des satellites bergers et des jets. Malheureusement les anneaux sont trop petits pour la résolution de ces deux instruments ( $\sim 100$  mas) et n'ont pas pu être imagés directement. Les images du HST ont notamment pu être exploitées pour imposer une limite inférieure sur la magnitude de potentiels satellites. Si on suppose qu'ils sont constitués du même matériau que les anneaux et qu'ils ont donc le même albédo ( $p = 0.1$ ) aucun satellite de plus de 2 km n'a été détecté jusqu'à 6400 km du centre de Chariklo. Nous avons donc pu imposer une limite de magnitude  $V \sim 26.1$ . Notons néanmoins que la résolution spatiale nous empêche de voir à moins de 1000 km du centre de Chariklo. Aucun matériel diffus, jets ou coma plus brillants que  $\text{mag} V \sim 28$  n'a été détecté. Cela correspond à un jet d'une largeur de 10 km ou à du matériau de profondeur optique de  $2 \times 10^{-5}$  par pixel (Sicardy et al., 2015a,b).

Les excellentes prédictions des occultations par Chariklo, comme le montre les succès du 9 avril et du 22 juin 2017, vont permettre d'obtenir dans un futur proche des occultations avec de nombreuses cordes enregistrées à chaque fois. Il y a notamment une occultation par Chariklo visible en Amérique du Sud prévue le 23 juillet 2017. Cette occultation bénéficie d'une position stellaire précise grâce au mouvement propre issu de Gaia DR2, spécialement publié en avance pour nos besoins (comme cela a été fait pour l'occultation du 22 juin 2017). L'éphéméride de Chariklo a ainsi été mise à jour avec le décalage mesuré par mes soins du 22 juin 2017. La prédiction devrait donc être précise à moins de 50 km. La Figure 7.2 montre la carte de prédiction la plus à jour au moment de la publication de ce manuscrit.

J'ai donc organisé une campagne d'observation impliquant les grands télescopes VLT, SOAR, NTT, Danish ainsi que les tous nouveaux télescopes SPECULOOS. Au moins 7 stations portables seront déployées (3 en Argentine 3 au Chili et une au Brésil)

Chariklo: GaiaDR2+pmDR2, NIMAv11 ephem.

Offset (mas): 0.0 0.0



by: LuckyStar

d	m	year	h:m:s UT	ra	dec	J2000_candidate	C/A	P/A	vel	Delta	G*	J*	long
23	07	2017	05 58 52.	18 48 09.2214	-31 26 32.460		0.031	6.94	-21.01	14.72	14.0	12.4	-109.

FIGURE 7.2 – Carte de prédiction de la prochaine occultation par Chariklo le 23 Juillet 2017. La position de l'étoile ainsi que son mouvement propre sont issues de Gaia DR2, spécialement publiée en avance pour notre campagne. Une grande campagne impliquant au moins 4 observatoires professionnels (dont le VLT), et 7 stations portables amateurs est organisée. La précision meilleure que 50 km attendue pour cet évènement nous permet de positionner les stations portables pour obtenir le meilleur échantillonnage possible du corps et des anneaux.

afin de combler le vide d'observatoires au niveau de l'ombre du corps central. Sous réserve de bonnes conditions météorologiques, nous devrions donc avoir 7 cordes dans le corps central bien réparties de part et d'autres de la ligne centrale, ainsi que 4 ou 5 cordes supplémentaires dans les anneaux, dont une ou deux rasantes. Cela nous permettra d'obtenir de fortes contraintes sur le corps central ainsi que sur les anneaux. Nous devrions pouvoir déduire le taux de précession des anneaux, puisque nous aurons trois bonnes occultations proches dans le temps (avril, juin et juillet 2017). Les grands télescopes nous permettront d'obtenir un excellent S/B,

ainsi que l'accès à des occultations dans le proche infrarouge, afin de comparer les profondeurs optiques à celles qui seront obtenues dans le visible, contraignant ainsi la distribution de taille des particules. Cela nous fournira également de nouvelles clés pour étudier notamment le cas de C2R qui semble ne pas être continu. Le grand nombre de cordes sur les anneaux pourrait en outre révéler de possibles modes propres d'oscillation de C1R, autre que le mode elliptique  $m = 1$ .

Finalement, la publication totale du catalogue Gaia DR2 en avril 2018 nous permettra d'avoir des prédictions fiables pour la saison 2018 des occultations par Chariklo (mars - septembre 2018). Les données devraient donc rapidement s'accumuler complétant les travaux menés dans ma thèse et permettant une étude dynamique des anneaux de Chariklo.

L'étude de l'anneau d'Haumea souffrira de la position actuelle d'Haumea, éloignée du centre galactique. Peu d'occultations favorables sont prévues dans les deux prochaines années. Nous tenterons néanmoins des occultations d'étoiles faibles afin de continuer à obtenir des informations sur cet anneau.

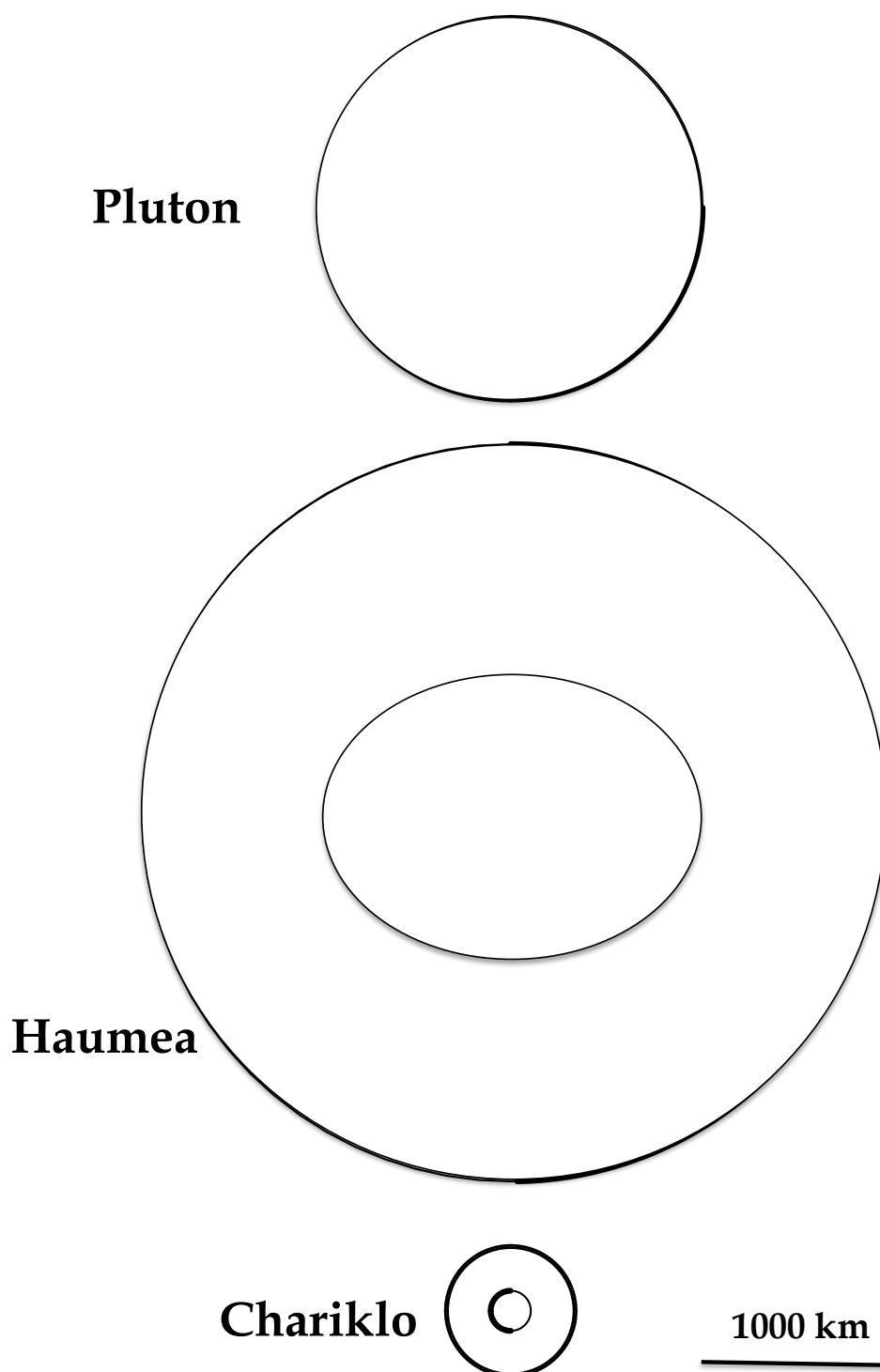


FIGURE 7.3 – Les systèmes d’Haumea et de Chariklo ont été dessinés à l’échelle (corps central et anneau(x)), en comparaison avec Pluton, planète naine autour de laquelle aucun anneau n’a été détecté (Boissel et al., 2014). On remarque que Haumea a une forme beaucoup plus oblongue que Chariklo, et que son système est environ 10 fois plus grand. Notons que les systèmes d’anneaux des planètes géantes sont entre 200 et 300 fois plus grands que le système de Chariklo.



*Fin.*

# Annexes

## 7.1 Corps suivis par notre équipe

TABLE 7.1 – Objets suivis par notre équipe, et pour lesquels des campagnes ont déjà été réussies, ou qui nous intéressent fortement (notamment dans notre recherche d’anneaux) sans succès jusqu’à présent

Objet	Catégorie	Précision de l'éphéméride ( $\alpha/\delta$ ) en mas (issue de NIMA)	Nombre d'occultations positives observées	Publication (si existante)
Eris	TNO	50/50	2	Sicardy et al. (2011)
Haumea	TNO	50/40	1	Ortiz et al. (2017)
Pluton	TNO	30/20	16	Dias-Oliveira et al. (2015); Sicardy et al. (2016a)
Makemake	TNO	100/100	1	Ortiz et al. (2012)
Ixion	TNO	50/40	1	NA
Varuna	TNO	50/50	3	NA
Quaoar	TNO	25/25	5	Braga-Ribas et al. (2013)
Sedna	TNO	110/80	1	NA
2003AZ84	TNO	50/30	4	Braga-Ribas et al. (2011); Dias-Oliveira et al. (2017)
2007 UK 126	TNO	150/150	1	Benedetti-Rossi et al. (2016)
2003VS2	TNO	25/25	3	NA
2002KX14	TNO	200/70	1	Alvarez-Candal et al. (2014)
2002VE95	TNO	50/25	1	NA
Echeclus	Centaure	25/20	0	NA
Chariklo	Centaure	10/8	16	Braga-Ribas et al. (2014); Bérard et al. (2017); Leiva et al. (2017)
Chiron	Centaure	20/20	0	NA
Crantor	Centaure	600/100	0	NA
Amycus	Centaure	300/130	0	NA
Bienor	Centaure	50/30	0	NA

D'autres corps sont suivis mais n'ont pas donné lieu à des campagnes en raison du manque de confiance dans la prédiction et/ou de la rareté des occultations

## 7.2 Article en révision pour *Astronomical Journal*

Cet article a soumis à *Astronomical Journal*. Le referee a demandé quelques corrections mineures. La version présentée ici est la version corrigée et resoumise en prenant en compte les remarques du referee.



Last updated July 17, 2017

## The structure of Chariklo's rings from stellar occultations

D. Bérard<sup>1</sup>, B. Sicardy<sup>1</sup>,

J. I. B. Camargo<sup>24,25</sup>, J. Desmars<sup>1</sup>, F. Braga-Ribas<sup>27,24,25</sup>,

J.-L. Ortiz<sup>3</sup>, R. Duffard<sup>3</sup>, N. Morales<sup>3</sup>,

E. Meza<sup>1</sup>, R. Leiva Espinoza<sup>1,6</sup>,

G. Benedetti-Rossi<sup>25,24</sup>, M. Assafin<sup>23</sup>, R. Vieira-Martins<sup>23,24,25</sup>,

F. Colas<sup>4</sup>, J.-L. Dauvergne<sup>41</sup>, P. Kervella<sup>1,26</sup>, J. Lecacheux<sup>1</sup>, L. Maquet<sup>4</sup>, F. Vachier<sup>4</sup>, S.  
Renner<sup>51</sup>, B. Monrad<sup>52</sup>,

A. A. Sickafoose<sup>35,36</sup>, H. Breytenbach<sup>35,49</sup>, A. Genade<sup>35,49</sup>

W. Beisker<sup>10,44</sup>, K.-L. Bath<sup>10,44</sup>, H.-J. Bode<sup>10,44</sup>, M. Backes<sup>50</sup>

V. D. Ivanov<sup>14,15</sup>, E. Jehin<sup>5</sup>, Michael Gillon<sup>5</sup>, Jean Manfroid<sup>5</sup>, J. Pollock<sup>7</sup>, G. Tancredi<sup>20</sup>, S.  
Roland<sup>19</sup>, R. Salvo<sup>19</sup>, L. Vanzi<sup>2</sup>,

D. Herald<sup>11,12,18</sup>, D. Gault<sup>11,17</sup>, S. Kerr<sup>11,28</sup>, H. Pavlov<sup>11,12</sup>, K. M. Hill<sup>29</sup>, J. Bradshaw<sup>12,13</sup>,  
M. A. Barry<sup>11,30</sup>, A. Cool<sup>33,34</sup>, B. Lade<sup>32,33,34</sup>, A. Cole<sup>29</sup>, J. Broughton<sup>11</sup>, J. Newman<sup>18</sup>, R.  
Horvat<sup>17</sup>, D. Maybour<sup>31</sup>, D. Giles<sup>17,31</sup>, L. Davis<sup>17</sup>, R.A. Paton<sup>17</sup>,

B. Loader<sup>11,12</sup>, A. Pennell<sup>11,48</sup>, P.-D. Jaquierey<sup>47,48</sup>,

S. Brilliant<sup>15</sup>, F. Selman<sup>15</sup>, C. Dumas<sup>15</sup>, C. Herrera<sup>15</sup>, G. Carraro<sup>43</sup>, L. Monaco<sup>40</sup>, A.  
Maury<sup>21</sup>,

A. Peyrot<sup>42</sup>, J.-P. Teng-Chuen-Yu<sup>42</sup>,

A. Richichi<sup>46</sup>, P. Irawati<sup>37</sup>,

C. De Witt<sup>10</sup>, P. Schoenau<sup>10</sup>, R. Prager<sup>44</sup>,

C. Colazo<sup>8,9</sup>, R. Melia<sup>9</sup>, J. Spagnotto<sup>22</sup>, A. Blain<sup>39</sup>,

S. Alonso<sup>16</sup>, A. Román<sup>38</sup>, P. Santos-Sanz<sup>3</sup>, J.-L. Rizos<sup>3</sup>, J.-L. Maestre<sup>45</sup>,

D. Dunham<sup>12</sup>

- <sup>1</sup> *LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité*
- <sup>2</sup> *Department of Electrical Engineering and Center of Astro-Engineering, Pontificia Universidad Católica de Chile, Av. Vicuña Mackenna 4860, Santiago, Chile*
- <sup>3</sup> *Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Apt. 3004, 18080 Granada, Spain*
- <sup>4</sup> *IMCCE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 77 av. Denfert-Rochereau, 75014, Paris, France*
- <sup>5</sup> *Institut d’Astrophysique de l’Université de Liège, Allée du 6 Août 17, B-4000 Liège, Belgique*
- <sup>6</sup> *Instituto de Astrofísica, Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Av. Vicuña Mackenna 4860, Santiago, Chile*
- <sup>7</sup> *Physics and Astronomy Department, Appalachian State Univ., Boone, NC 28608, USA*
- <sup>8</sup> *Ministerio de Educación de la Provincia de Córdoba, Córdoba, Argentina*
- <sup>9</sup> *Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina*
- <sup>10</sup> *IOTA/ES, Barthold-Knaust-Strasse 8, D-30459 Hannover, Germany*
- <sup>11</sup> *Occultation Section of the Royal Astronomical Society of New Zealand (RASNZ), Wellington, New Zealand*
- <sup>12</sup> *International Occultation Timing Association (IOTA), PO Box 7152, Kent, WA 98042, USA*
- <sup>13</sup> *Samford Valley Observatory, QLD, Australia*
- <sup>14</sup> *ESO, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei, München, Germany*
- <sup>15</sup> *ESO, Alonso de Cordova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile*
- <sup>16</sup> *Software Engineering Department, University of Granada, Spain*
- <sup>17</sup> *Western Sydney Amateur Astronomy Group (WSAAG), Sydney, NSW, Australia*
- <sup>18</sup> *Canberra Astronomical Society, Canberra, ACT, Australia*
- <sup>19</sup> *Observatorio Astronómico Los Molinos, DICYT, MEC, Montevideo, Uruguay*

- <sup>20</sup>*Dpto. Astronomía, Facultad de Ciencias, Uruguay*
- <sup>21</sup>*San Pedro de Atacama Celestial Explorations, Casilla 21, San Pedro de Atacama, Chile*
- <sup>22</sup>*Observatorio El Catalejo, Santa Rosa, La Pampa, Argentina*
- <sup>23</sup>*Observatório do Valongo/UFRJ, Ladeira Pedro Antonio 43, RJ 20.080-090 Rio de Janeiro, Brazil*
- <sup>24</sup>*Observatório Nacional/MCTIC, R. General José Cristino 77, RJ 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil*
- <sup>25</sup>*Laboratório Interinstitucional de e-Astronomia - LIInA, Rua Gal. José Cristino 77, Rio de Janeiro- RJ 20921-400, Brazil*
- <sup>26</sup>*Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía (CNRS UMI 3386), Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile*
- <sup>27</sup>*Federal University of Technology- Paraná (UTFPR/DAFIS), Rua Sete de Setembro, 3165, CEP 80230-901, Curitiba, PR, Brazil*
- <sup>28</sup>*Astronomical Association of Queensland, QLD, Australia*
- <sup>29</sup>*School of Physical Sciences, University of Tasmania, Private Bag 37, Hobart, TAS 7001, Australia*
- <sup>30</sup>*Electrical and Information Engineering Department, University of Sydney, Camperdown, NSW 2006, Australia*
- <sup>31</sup>*Penrith Observatory, Western Sydney University, Sydney, NSW, Australia*
- <sup>32</sup>*Stockport Observatory, Astronomical Society of South Australia, Stockport, SA, Australia*
- <sup>33</sup>*Defence Science & Technology Group, Edinburgh, South Australia*
- <sup>34</sup>*The Heights Observatory, Modbury Heights, South Australia*
- <sup>35</sup>*South African Astronomical Observatory, PO Box 9, Observatory, 7935, South Africa*
- <sup>36</sup>*Department of Earth, Atmospheric, and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology Cambridge, MA 02139-4307, United States*
- <sup>37</sup>*National Astronomical Research Institute of Thailand, Siriphanich Building, Chiang Mai 50200 - Thailand*

- <sup>38</sup> *Sociedad Astronómica Granadina, Granada, Spain*
- <sup>39</sup> *Asociación Argentina Amigos de la Astronomía, Av. Patricias Argentinas 550, Buenos Aires, Argentina*
- <sup>40</sup> *Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Fernández Concha 700, Santiago, Chile*
- <sup>41</sup> *Ciel & Espace, Paris, France*
- <sup>42</sup> *Makes Observatory, La Réunion, France*
- <sup>43</sup> *Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Padova, Italy*
- <sup>44</sup> *Internationale Amateursternwarte e. V., IAS, Hakos/Namibia and Bichlerstr. 46, D-81479 München (Munich), Germany.*
- <sup>45</sup> *Observatorio Astronómico de Albox, Apt. 63, 04800 Albox (Almeria), Spain*
- <sup>46</sup> *INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy*
- <sup>47</sup> *Royal Astronomical Society of New Zealand (RASNZ), Wellington, New Zealand*
- <sup>48</sup> *Dunedin Astronomical Society, Dunedin, New Zealand*
- <sup>49</sup> *University of Cape Town, Department of Astronomy, Rondebosch, Cape Town, Western Cape, South Africa, 7700*
- <sup>50</sup> *Department of Physics, University of Namibia, 340 Mandume Ndemufayo Ave, P/Bag 13301, Windhoek, Namibia*
- <sup>51</sup> *IMCCE, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8028, Université Lille 1, Observatoire de Lille 1 impasse de l'Observatoire, 59000 Lille, France*
- <sup>52</sup> *Kleinkaroo Observatory, Calitzdorp, St. Helena 1B, P.O. Box 281, 6660 Calitzdorp, Western Cape, South Africa*

## ABSTRACT

Two narrow and dense rings (called C1R and C2R) were discovered around the Centaur object (10199) Chariklo during a stellar occultation observed on June 3, 2013 (Braga-Ribas et al. 2014). Following this discovery, we have planned observations of several occultations by Chariklo’s system in order to better characterize the ring and main body physical properties. Here, we use 12 successful Chariklo’s occultations observed between 2014 and 2016. They provide ring profiles (physical width, opacity, edge structure) and constraints on their radii and pole position. Our new observations are currently consistent with the circular ring solution and pole position, to within the  $\pm 3.3$  km formal uncertainty for the ring radii, derived by Braga-Ribas et al. (2014). The six resolved C1R profiles reveal significant width variations from  $\sim 5.5$  to 7 km. The width of the fainter ring C2R is less constrained, and may vary between 0.1 and 1 km. The inner and outer edges of C1R are consistent with infinitely sharp boundaries, with typical upper limits of one kilometer for the transition zone between the ring and empty space. No constraint on the sharpness of C2R’s edges is available. A  $1\sigma$  upper limit of  $\sim 20$  m is derived for the equivalent width of narrow (physical width  $< 4$  km) rings up to distances of 12,000 km, counted in the ring plane.

*Subject headings:* Rings - Centaur objects: individual (Chariklo) - Stellar Occultations

## 1. Introduction

The asteroid-like body (10199) Chariklo is a Centaur object orbiting between Saturn and Uranus. It probably moved recently ( $\sim 10$  Myr ago) from the Trans-Neptunian region to its present location, and will leave it on a similar short time scale, due to perturbations by Uranus (Horner et al. 2004). With a radius of  $119 \pm 5$  km, estimated from thermal measurements (Fornasier et al. 2014), it is the largest Centaur known to date, but still remains very modest in size compared to the telluric or giant planets. On June 3, 2013, a ring system was discovered around this small object during a stellar occultation. Two dense and narrow rings, 2013C1R and 2013C2R (C1R and C2R for short) were detected. They are separated by about 15 km and orbit close to 400 km from Chariklo’s center (see Braga-Ribas et al. (2014) for details).

Until 2013, rings were only known around the giant planets. This discovery was thus surprising, and is a key to better understanding of the planetary rings, since they now appear

to be more common than previously thought. In particular, the two rings being dense, narrow and (at least for C1R) sharp-edged, they look like several of the dense ringlets seen around Saturn and Uranus (Elliot and Nicholson 1984; French et al. 1991, 2016). In that context, there was a strong incentive for planning more occultation campaigns, first to unambiguously confirm the existence of Chariklo’s rings and second, to obtain more information on their physical properties.

While the discovery occultation of June 3, 2013 provided the general ring physical parameters (width, orientation, orbital radius, optical depth,...), several questions are still pending, some of them being addressed in this work: do the rings have inner structures that give clues about collisional processes? How sharp are their edges? What are the general shapes of C1R and C2R? Do they consist of solidly precessing ellipses like some Saturn’s or Uranus’ ringlets? Do they have more complex proper modes with higher azimuthal wave numbers? Are there other fainter rings around Chariklo? What is the shape of the object itself and its role for the ring dynamics? Based on new results, what can we learn about their origin and evolution, which remains elusive (Sicardy et al. 2016)?

This study is made in a context where material has also been detected around the second largest Centaur, Chiron (again using stellar occultations). The nature of this material is still debated and it could be interpreted as a ring system (Ortiz et al. 2015) or a dust shell associated with Chiron’s cometary activity (Ruprecht et al. 2015). Since Chariklo is presently moving close to the galactic plane, stellar occultations by this body are much more frequent than for Chiron, hence a more abundant amount of information concerning its rings. The spatial resolution achieved during occultations reaches the sub-km level, impossible to attain with any of the current classical imaging instruments. This said, the very small angular size subtended by the rings (0.08 arcsec tip to tip, as seen from Earth) have made occultation predictions difficult in the pre-Gaia era.

In spite of those difficulties, we could observe 13 positive stellar occultations (including the discovery one) between 2013 and 2016, from a total of 42 stations distributed worldwide (in Brazil, Argentina, Australia, Chile, La Réunion Island, Namibia, New Zealand, South Africa, Spain, Thailand and Uruguay). Here, we focus on the ring detections (a total of 11 chords recorded after the discovery). We also obtained a total of 12 occultation chords by the main body from 2014 to 2016. Their timings are derived here, but their implications concerning Chariklo’s size and shape will be presented elsewhere (Leiva et al., 2017, in preparation). In Section 2, we present our observations and data analysis. In Section 3 we concentrate on the ring structures (width, inner structures, edge sharpness) and geometry (radius and orbital pole). The ring integral properties (equivalent width and depth) are derived in Section 4, before concluding remarks in Section 5.

## 2. Observations and Data Analysis

Following the ring discovery of June 3, 2013, we predicted and observed 12 positive stellar occultations by Chariklo and/or its rings between 2014 and 2016. In the following list, we mark in italic the events that led to multi-chord ring detections (thus providing constraints on the ring orientation, as discussed latter). Four occultations were observed in 2014, on February 16 (rings), March 16 (rings), *April 29 (rings and body)* and June 28 (rings and body). In 2015, only two positive detections were recorded on April 26 (rings) and May 12 (body), while six occultations were recorded in 2016: July 25 (body), August 8 (rings and body), August 10 near 14h UT (body), August 10 near 16h UT (body), August 15 (body) and *October 1 (rings and body)*.

### 2.1. Predictions

Predicting stellar occultations by Chariklo and its rings is a difficult task, as the main body subtends about 25 milliarcsec (mas) as seen from Earth, while the rings have a span of about 80 mas. Thus, to be effective, predictions require accuracies of a few tens of mas on both Chariklo’s ephemeris and the star position. To meet this requirement, we used a bootstrapping approach, in which each new detection of occultation is used to improve Chariklo’s ephemeris, thus providing a better prediction for the next occultation. This continuous update results in the so-called NIMA ephemeris (Numerical Integration of the Motion of an Asteroid, Desmars et al. 2015) accessible online<sup>1</sup>.

The candidate stars for events in 2014 and in 2016 were identified during a systematic search for occultations by TNOs using the *Wide Field Imager* (WFI) at the ESO/MPG 2.2m telescope (Camargo et al. 2014), with typical accuracies of  $\sim 30$  mas. However, for the 2015 season, the candidate stars were observed using only the IAG 0.6m telescope at OPD/LNA in Brazil, with lower accuracy than WFI, resulting in a larger number of missed events (two successes out of six attempts). In the majority of the cases, the occulted star was imaged a few days or weeks prior the event in order to improve the astrometry. If possible the observations were lead when Chariklo and the star were in the same Field Of View in order to cancel systematic errors. In those cases, accuracy of the predictions was estimated down to  $\sim 20$  mas.

The last occultation in our list (October 1<sup>st</sup>, 2016) is special as its prediction was based on the new GAIA DR1 catalog released on September 15, 2016 (Gaia Collaboration et al.

---

<sup>1</sup>see <http://lesia.obspm.fr/lucky-star/nima/Chariklo/>

2016). However, the J2000 DR1 star position  $\alpha = 18\text{h}16\text{m}20.0796\text{s}$ ,  $\delta = -33^\circ 01' 10.756''$  (at epoch 2015.0) does not account for proper motion. We estimated the latter by using the UCAC4 star position (under the name UCAC4 285-174081) at epoch 2000 and obtained proper motions in right ascension (not weighted by  $\cos(\delta)$ ) and declination of

$$\begin{aligned}\mu_\alpha &= -0.43 \pm 0.008 \text{ ms/yr} \\ \mu_\delta &= -2.02 \pm 1.05 \text{ mas/yr.}\end{aligned}$$

This provides a star position of  $\alpha = 18\text{h}16\text{m}20.0789\text{s}$ ,  $\delta = -33^\circ 01' 10.760''$  at the epoch of occultation. Combining this result with the NIMA ephemeris (version 9) finally provided a prediction that agreed to within 5 mas perpendicular to the shadow track and 20 seconds in terms of timing, and lead to a multi-chord ring and body detection.

## 2.2. Observations

The circumstances of the observations (telescope, camera, set up, observers, site coordinates, star information) that lead to ring or main body detections are listed in Table 1. Conversely, the circumstances of negative observations (no event observed) are provided in Table 2. Note that observations were made with both small portable telescopes and larger, fixed instruments. Each detection will be designated herein by the name of the station or by the name of the telescope, if well known.

From the timings of the star disappearance (or “ingress”) and re-appearance (“egress”) behind Chariklo and/or the rings, the geometry of each occultation was reconstructed, as illustrated in Fig. 1. Currently, Chariklo’s size and shape are not known well enough to reconstruct the occultation geometries from the events involving the main body. So, we used instead the ring events (even single-chord) to retrieve those geometries. As a starting point, we assume that the rings are circular with fixed orientation in space, and with the orbital parameters derived by Braga-Ribas et al. (2014), namely a J2000 pole position of  $\alpha_p = 10\text{h}05\text{m}11.0016\text{s}$ ,  $\delta_p = +41^\circ 28' 32.4891''$  and respective radii  $a_{C1R} = 390.6 \text{ km}$  and  $a_{C2R} = 404.8 \text{ km}$  for the two rings.

The reconstructed geometry allows us to derived the observed position of Chariklo center (reported in Table 1). If the star position was perfect, this derived position must coincide with the occulted star position. The difference between the two positions is the offset between the predicted and the observed Chariklo’s position. This offset is implemented in NIMA after each occultation, in order to improve Chariklo’s ephemeris.

If the rings are *not* circular, this will impact their pole position and will eventually be visible as discrepancies between observations and predictions. The pole position problem is



discussed further in Section 3.4.

Note that some stations did not detect any ring occultations, whereas they should have considering the occultation geometry, see Reedy Creek on May 12, 2015 and Sydney on August 10, 2016. Data analysis shows that those non-detections are actually consistent with the low signal-to-noise-ratio (SNR) obtained at those stations.

Thus, secondary events have always been detected if SNR was high enough. This leads us to conclude that C1R (which always dominates the profile) is continuous. Same conclusion on C2R is more ambiguous as C2R was usually blended together with C1R. Nevertheless, we will assume that C2R is continuous in this paper.

### 2.3. Data Reduction

After a classical data processing that included dark subtraction and flat fielding, aperture photometry provided the stellar flux as a function of time (the date of each data point corresponding to mid-exposure time), the aperture being chosen to maximize SNR. The background flux was estimated near the target and nearby reference stars, and then subtracted, so that the zero flux corresponds to the sky level. The total flux from the unocculted star and Chariklo was normalized to unity after fitting the light curve by a third or fourth-degree polynomial before and after the event. In all cases, a reference star (brighter than the target) was used to correct for low frequency variations of the sky transparency.

The light curves are displayed in Fig. 3 and 4, each of them providing a one-dimensional scan across Chariklo’s system, as projected in the sky plane. In some cases, the readout time between two frames caused a net loss of information as photon acquisition was interrupted during those “dead time” intervals. The flux statistics provides the standard deviation of the signal, which defines the  $1\sigma$  error bar on each data point which was used later for fitting diffraction models to ingress and egress events. Note that during an occultation by the main body, the stellar flux drops to zero, but the flux in the light curve is not zero, as it contains Chariklo’s contribution, and in one case, the flux from a nearby companion star, see below.

### 2.4. The case of the double star of April 29, 2014

This event, observed from South Africa (see Table 1), revealed that the occulted star was a binary. As seen from Springbok, the primary star (“A”) was occulted by C1R and C2R (but missed the main body), while the fainter companion star (“B”) disappeared behind Chariklo along an essentially diametric chord at Springbok (Fig. 1). Because the component

B was about 9 times fainter than A (see below), and considering the drop of A caused by C1R at Springbok, we expect a short drop in the light curve of only 8% due to the disappearance of component B behind C1R. This is too small to be detected, in view of the SNR of about 7 per data point obtained at that station (Fig. 4).

Meanwhile in Gifberg, we obtained only a grazing occultation of the primary star by C2R (Fig. 1). This provides the best profile of that ring ever recorded (see Section 3.3). Finally, at the South African Astronomical Observatory (SAAO), only the component B was occulted by the rings, while the main star missed both the rings and the main body (Fig. 1). However, due to the high SNR obtained at that station, the partial drop caused by the rings on component B has about the same useful SNR as the drop of component A as seen from the smaller telescope at Springbok.

For the Springbok light curve, we can estimate the flux ratio  $\Phi_A/\Phi_B$  between the two stars by considering the drop of component B caused by Chariklo. In doing so, we can neglect Chariklo’s contribution to the total flux. From Chariklo’s absolute magnitude,  $H_V = 7.0$  in 2014 (Duffard et al. 2014), and heliocentric and geocentric distances of 14.8 au and 14.1 au during the event, respectively, we obtain a Chariklo apparent magnitude  $\sim 18.6$ . This is 5.6 magnitudes fainter than the star, which has  $V=13.0$  (NOMAD catalog<sup>2</sup>), meaning that Chariklo contributed to the total flux of less than 0.6%, a negligible value at our level of accuracy.

The fractional drop observed during the occultation of B by Chariklo provides its partial contribution to the total stellar flux,  $\Phi_B = 0.1036 \pm 0.0075$  (Fig. 5). This implies a flux ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{TC247}} = 8.65 \pm 0.65$ , as measured by the Texas Instruments TC247 array used at Springbok (in broad band mode, no filter). This directly provides the baseline level for the occultations of A by the rings (Figs. 5 and 8), i.e. the level that corresponds to a total disappearance of component A.

A similar calibration is not possible for the SAAO ring events, as that station did not record an occultation by the main body. Moreover, the ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{TC247}}$  cannot be used, as the SHOC instrument (see Coppejans et al. 2013) used at SAAO (also in broad band mode) has a different spectral response, so that the ratio depends on the color of the two stars.

To proceed forward, we have used the B, V, K magnitudes of the star (taken from the VizieR page, in NOMAD catalog). We have generated combined synthetic spectra energy distribution of the two components, and using various (and separate) effective temperature

---

<sup>2</sup>See <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

$T_{\text{eff}}$  for A and B. The effect of interstellar reddening has been parametrized using the color excess  $E(B - V)$ . We adopted the classical total to selective extinction parameter  $R_V = 3.1$  for Milky Way dust from Fitzpatrick (1999). The relative contributions of each component were adjusted in order to fit both the observed magnitude of the star and the flux ratio as observed with the TC247 array. Finally, accounting for the spectral response of the Andor array, we can then estimate the ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{Andor}}$  for that detector.

A difficulty stems from the fact that there is a degeneracy between the effective temperatures assumed for the two components,  $T_{\text{eff}}(A)$  and  $T_{\text{eff}}(B)$ . The star B cannot be much cooler than A, otherwise its diameter would be larger and strong signatures in the near IR would appear in the composite spectrum. We have opted for a difference  $T_{\text{eff}}(A) - T_{\text{eff}}(B) \sim 1000$  K, and assume that the two stars are on the main sequence. We find a good fit to the observed magnitudes with  $T_{\text{eff}}(A) = 5000$  K and  $T_{\text{eff}}(B) = 4000$  K, and then a ratio  $(\Phi_A/\Phi_B)_{\text{Andor}} = 7.66$ , corresponding to a contribution to the total flux of  $\Phi_A = 0.885 \pm 0.025$  for component A, where the error bar is estimated from the typical possible ranges for  $T_{\text{eff}}(A)$  and  $T_{\text{eff}}$ .

Finally, we can estimate the apparent diameter of each component projected at Chariklo’s distance:  $\theta_A = 0.199 \pm 0.015$  km and  $\theta_B = 0.092 \pm 0.015$  km. Those values will be used latter when fitting the ring profiles with models of diffracting, semi-transparent bands.

Assuming the ring radii and pole orientation of Braga-Ribas et al. (2014), see also Section 2.2, and using the ring detections in Springbok, Gifberg and SAAO, we deduce that star B was at angular distance 20.6 mas from star A as projected in the sky plane, with position angle  $P = 209.8^\circ$  relative to the latter (where  $P$  is counted positively from celestial North towards celestial East).

### 3. Ring events analysis

#### 3.1. Profiles fitting

In order to determine accurate and consistent timings of the ring occultations, we use a “square-well model” in which each ring is modeled as a sharp-edged, semi-transparent band of apparent opacity  $p'$  (along the line of sight) and apparent width (in the sky plane)  $W_\perp$ . We use the numerical schemes described in Roques et al. (1987) to account for Fresnel diffraction, stellar diameter projected at Chariklo’s distance, finite bandwidth of the CCD, and finite integration time of the instrument. Finally, considering projection effects, we can derive the ring physical parameters (radial width, normal opacity, etc...) and orbital elements, see Appendix for details.

For sake of illustration, we give various parameters of interest in the case of the April 29, 2014 occultation. The Fresnel scale  $F = \sqrt{\lambda D/2}$  for the Chariklo’s geocentric distance at epoch,  $D = 2.11 \times 10^9$  km is 0.83 km, for a typical wavelength of  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ . The projected stellar diameters have been estimated above to  $0.199 \pm 0.015$  km and  $0.092 \pm 0.015$  km for the primary star and secondary star, respectively (see Section 2.4). The smallest cycle time used during that campaign was 0.04 s (at SAAO), corresponding to 0.5 km traveled by the star relative to Chariklo in the celestial plane. Consequently, the light curves are dominated by Fresnel diffraction, but the effects of stellar diameters and finite integration time remain comparable. Similar calculations for the other twelve occultations show that the effect of finite integration time dominated in all those cases.

The synthetic ring profiles are then fitted to observations so as to minimize the classical  $\chi^2$  function:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Phi_{i,\text{obs}} - \Phi_{i,\text{calc}})^2}{\sigma_i^2} \quad (1)$$

where  $\Phi$  is the flux,  $i$  refers to the  $i^{\text{th}}$  data point, “obs” refers to observed, “calc” refers to calculated, and  $\sigma$  the  $1\sigma$ -level error of the  $i^{\text{th}}$  data point. The free parameters of the model are described in the next subsection. The  $1\sigma$  error bar on each parameter is estimated by varying this particular parameter to increase  $\chi^2$  from the best value  $\chi_{\text{min}}^2$  to  $\chi_{\text{min}}^2 + 1$ , the others parameters are set free during this exploration.

### 3.2. Mid-times and widths of the rings

The best fitting square-well model described above provides relevant parameters that depend on the occulting object. Three cases are possible: occultations by (1) main body; (2) resolved rings; (3) unresolved rings. The relevant parameters in each case are respectively (1) the times of ingress and the egress of the star behind the body; (2) the mid-time of the occultation  $t_0$ , the radial width *reprojected in the plane of the rings*,  $W_r$ , and the local normal opacity  $p_N$  for each ring (see Appendix for details); (3) the mid-time of the occultation. Those parameters are listed in Table 4 (resolved ring events), Table 5 (unresolved ring events), and in Table 6 (main body events). The best fits for each occultation are plotted in Fig. 3 and 4 (ring occultations) and in Fig. 5 (main body occultations).

The grazing occultation by C2R recorded in Gifberg (Fig. 1) requires a special analysis. In this geometry, the radial velocity of the star relative to the ring changes significantly during the event (while it is assumed to be constant for all the other events). To account for this peculiarity, we first converted the light curve (time, flux) into a profile ( $\Delta r$ , flux), where  $\Delta r$  is the radial distance to the point of closest approach to Chariklo’s center (in the

sky plane). Then we can apply the square-well model as explained in section 3.1, except that the flux is now given in terms of  $\Delta r$ , instead of time. Best fits for ingress and egress are plotted in Fig. 6.

Table 4 summarizes the values of  $W_r$  for each resolved profile. Fig. 7 shows  $W_r$  vs. the true longitude  $L$  counting from the ascending node. Accounting for the most constraining events,  $W_r$  varies between 5 km and 7.5 km in C1R and between 0.05 km and 1 km in C2R (at  $1\sigma$ -level). Fig 7 could constrain the rings proper mode. Unfortunately, the true longitude  $L$  plotted in Fig. 7 (and latter in Fig. 11) is not the correct quantity to use in order to detect  $m = 1$  proper modes (the true anomaly  $L - \varpi$  should be used instead of  $L$ , where  $\varpi$  is the longitude of periapse). As the precession rates of the rings are unknown, no conclusion can be made. Nevertheless, those width variations are observed both for a given occultation at different longitudes and for different occultations at different dates, see Fig. 7. Implications are discussed in Section 6.

### 3.3. Ring inner structures

Fig. 8 shows the best radial profiles of the rings that we have obtained so far, taken from the discovery observation of June 3, 2013 and the April 29, 2014 event. They are currently the only profiles that clearly resolve C1R from C2R, and in the case of the April 29, 2014 event, the only profiles that resolve C1R. A W-shape structure inside C1R is clearly seen at egress in the Springbok and SAAO profiles, and marginally detected in the Springbok ingress profile, while being absent (to within the noise) in the SAAO ingress profile.

Note that small (2-4 km) variations of radial distances between the two rings are visible in Fig. 8. The average gap distance between the two rings on the six profiles is thus 14.8 km.

Since the origin of radial distance has been fixed *arbitrarily* on the center of C2R, it is not possible to attribute those variations to an eccentricity of C1R, C2R or both. Note also that the April 29 profiles are montages obtained by juxtaposing the profiles of C1R recorded at Springbok and SAAO and the profile of C2R recorded in Gifberg. So, they scan different rings longitudes, and conclusions based on this plot can only be qualitative.

### 3.4. Ring pole

By analogy with their Uranian counterparts, we expect that Chariklo’s ring orbits have essentially elliptical shapes, corresponding to a normal mode with a  $m = 1$  azimuthal harmonic number. Moreover, other modes with higher values of  $m$  are possible and the two

rings may not be coplanar. However, data on Chariklo’s rings are currently too scarce to reach those levels of details. Instead, we have to simplify our approach, considering the observational constraints at hand.

The simplest hypothesis is to assume that the two are circular, concentric and coplanar. Then, their projections in the sky plane are ellipses characterized by  $M = 5$  adjustable parameters: the apparent semi-major axis  $a'$ , the coordinates of the ellipse’s center  $(f_c, g_c)$ , the apparent oblateness  $\epsilon' = (a' - b')/a'$  (where  $b'$  is the apparent semi-minor axis), and the position angle  $P$  of the semi-minor axis  $b'$ . For circular rings,  $\epsilon' = 1 - \sin(B)$ , where  $B$  is the ring opening angle ( $B = 0$  and  $B = 90^\circ$  corresponding to edge-on and pole-on geometries, respectively).

Note that  $(f_c, g_c)$  is related to the offsets in right ascension and declination between the predicted and observed positions of the object, relative to the occulted star. The positions of Chariklo deduced from  $(f_c, g_c)$  – at prescribed times and for given star positions – are listed in Table 1. They can be used to improve Chariklo’s ephemeris, once the star positions are improved, using the DR1 Gaia catalog and its future updates.

This circular ring model requires at least  $N \geq M = 5$  data points in order to provide a unique solution for the ring radius  $a$  (coincident with  $a'$ ) and its J2000 pole position  $(\alpha_p, \delta_p)$ . Only the June 3, 2013 discovery observation with 7 chords (and thus  $N = 14$  data points corresponding to the chord extremities) has sufficient constraints to provide unambiguous ring orbits. More precisely, as only one instrument (Danish telescope) could resolve the rings C1R and C2R in 2013, this multi-chord event mainly determines the orbit of C1R, which largely dominates the usually blended ring profiles. Then we assumed that C2R is coplanar with C1R and separated radially from it by a constant distance  $\Delta a = 14.2 \pm 0.2$  km (Braga-Ribas et al. 2014).

The April 29, 2014 event provides two chords ( $N = 4$  data points) on C2R. This allows us to definitely eliminate one of the pole positions derived from the 2013 event. Actually, determining the angles  $B$  and  $P$  at a given date provides *two* possible pole positions, 1 and 2, depending on which part of the rings, as seen in the sky plane, is the “near arm” or the “far arm”, see Braga-Ribas et al. (2014) for details. The C2R chord observed at Springbok turned out to be longer than the longest possible length allowed by solution 2, thus confirming that the preferred solution 1 of Braga-Ribas et al. (2014), based on the long-term photometric behavior of Chariklo (see also below), was actually the correct one.

In order to constrain the pole position, even with  $N < M$ , we vary the couple  $(P, B)$  in a predetermined grid, while the other three parameters are adjusted in order to minimize the radial residuals in the sky plane relative to the ring center. Since the pole position

is given by two parameters  $(\alpha_P, \delta_P)$ , the 68.7% confidence domain (called  $1\sigma$ -level here) is obtained by allowing variations of the  $\chi^2$  function from  $\chi_{\min}^2$  to  $\chi_{\min}^2 + 2.3$  (Press et al. 1992), and by selecting values of  $a$  to  $\pm 3.3$  km, the nominal error on the C1R and C2R radii:  $a_{C1R} \sim 391$  km and  $a_{C2R} \sim 405$  km (Braga-Ribas et al. 2014). The pole position derived from the April 29, 2014 occultation is displayed in Fig. 9. Note that it is consistent with but less accurate than the pole determined in 2013.

Finally, the October 1<sup>st</sup>, 2016 event also provided two chords ( $N = 4$  data points) across the rings, but without resolving C1R from C2R (Fig. 4). Thus, we assumed that the profiles are dominated by C1R, and derived the pole position displayed in Fig. 9. It is again consistent with the poles of 2013 and 2014, but with larger error bars due to the ill-configured chord geometry (nearly diametric) that permits more freedom on the pole position (Fig. 1).

Further constraints are in principle provided by the long-term photometric behavior of Chariklo’s system between 1997 and 2014, as compiled by Duffard et al. (2014), see their Fig. 1. The observed photometric variations can be explained by the changing viewing geometry of the rings, linked itself to the pole orientation. Contrary to the occultation data, the photometric variations do not depend on the particular shape of the rings (e.g. circular vs. elliptic). Fitting for the pole position and accounting for the error bars taken from Duffard et al. (2014), we obtain the possible domain shown in Fig. 9. Note that it is consistent with but less accurate than all our occultation results.

From Fig. 9 we can conclude that our current data set (spanning the 3-year interval 2013–2016) is consistent with circular rings that maintain a fixed pole in space, and to within the current formal error bar on the semi-major axis  $a$  ( $\pm 3.3$  km). Note that the extensions of the error domains for the pole position (colored regions in Fig. 9) are dominated by the errors in the data (i.e. the timings of the ring occultations), not by the formal error for  $a$  quoted above. In other words, even if the ring shape were known perfectly, the pole position would not be significantly improved compared to the results shown in Fig. 9. A Bayesian approach could be used to estimate the probability that the rings are elliptic, considering the data at hand and assuming a random orientation for the ring apsidal lines. Considering the paucity of data and the large number of degrees of freedom, this task remains out of the scope of the present paper. In any case, new observations will greatly help into this approach by adding more constraints on the ring shapes and orientations.

For all the other ring single-chord detections ( $N = 2$  data points), neither the rings radii nor their pole position can be constrained. Instead, assuming the pole orientation of Braga-Ribas et al. (2014), we determined the ring center, also assumed to coincide with Chariklo’s center of mass. Having only one ring chord introduces an ambiguity as two solutions (North or East of the body center) are possible. However, in all cases but one (August 8, 2016) it

was possible to resolve this ambiguity as the absence of detections made by other stations eliminated one of the two solutions. For the August 8, 2016 event, the ambiguity remains, and we give the two possible Chariklo’s positions, see Table 1.

None of the single chords are longer than the longest chord expected from the Braga-Ribas et al. 2014’s solution, and thus remain fully consistent with that solution.

### 3.5. Sharpness of C1R edges

A striking feature of the resolved C1R profiles from the April 29, 2014 event is the sharpness of both its inner and outer edges. This is reminiscent of the Uranian rings (Elliot et al. 1984; French et al. 1991), and might stem from confining mechanisms caused by nearby, km-sized shepherding moonlets (Braga-Ribas et al. 2014). In order to assess the sharpness of C1R’s edges, we use a simple model, where each edge has a stepwise profile, as illustrated in Fig. 10. Instead of having an abrupt profile that goes from apparent opacity 0 to  $p'$ , we add an intermediate step of radial width in the ring plane  $\Delta w_r$  and opacity  $p'/2$  around the nominal ingress or egress times, as deduced from the square-well model described before, see also Table 4. With that definition,  $\Delta w_r$  is a measure of the typical edge width, i.e. the radial distance it takes to go from no ring material to a significant optical depth.

We explored values of  $\Delta w_r$  by varying the  $\chi^2$  function (Eq. 1) from its minimum value  $\chi_{\min}^2$  to  $\chi_{\min}^2 + 1$ . The results are listed in Table 3 and illustrated in Fig. 10. Note that all edges are consistent with infinitely sharp edges ( $\Delta w_r = 0$ ) to within the  $1\sigma$  level and that upper limits for  $\Delta w_r$  are typically 1 km. No significant differences are noticeable between the inner and the outer edges, contrary to, e.g., some Uranian rings (French et al. 1991).

Note finally that the width of C2R, as derived from the grazing event in Gifberg (Fig. 6) is slightly smaller ( $\sim 0.7$  km) than the Fresnel scale ( $\sim 0.8$  km). As such, it is not possible to assess the sharpness of its edges.

## 4. Integral properties of rings: equivalent width and depth

We now turn to the measure of the ring’s equivalent width  $E_p$  and equivalent depth  $A_\tau$ , two quantities defined and discussed by Elliot et al. (1984) and French et al. (1991), as detailed in the Appendix. Those quantities are physically relevant, as they are related to the amount of material present in a radial cut of the ring, in the extreme cases of monolayer and polylayer rings, respectively.



The values of  $E_p$  are given in Table 4 (resolved events) and in Table 5 (unresolved events). For the resolved profiles, we have plotted  $E_p$  against the radial width  $W_r$  in Fig. 11. Implications in terms of mono- versus polylayer models will be discussed in Section 6. For the profiles that resolve C1R from C2R (and where both rings were detected), and those where the two profiles are blended (the majority of our observations), we have plotted the *integrated*  $E_p(1+2)$  against the true longitude  $L$  (counted from the J2000 ring plane ascending node) in Fig. 11. From that figure, we see that the values of  $E_p(1+2)$  lie in the interval 1-3 km, with no significant differences between the various measurements. In other words, no significant variations of  $E_p(1+2)$  with time and/or longitude are detected in our data set.

In this *preliminary* study, the rings are considered as one entity C1R + C2R but further studies should treat them independently to derive conclusions on the structure of each of them.

## 5. Search for faint ring material

The best light curve available in terms of photometric quality is from the Danish Telescope. It was acquired at a rate of 10 frames per second during the 30 minutes bracketing the occultation of June 3, 2013 (Braga-Ribas et al. 2014). It can be used to search for additional material orbiting Chariklo, assuming semi-transparent, uninterrupted, and permanent rings coplanar to C1R and C2R.

For this purpose, we consider the equivalent width  $E_p(i)$  of the putative ring material intercepted during the acquisition interval  $\Delta t(i)$  corresponding to the  $i^{\text{th}}$  data point, and counted radially in the ring plane. Using the results of the Appendix (see also Boissel et al. 2014 for details), we obtain

$$E_p(i) = \frac{|\sin(B)|}{2} [1 - \phi(i)] \Delta r(i) \quad (2)$$

where  $\Delta r(i)$  is the radial interval travelled by the star during  $\Delta t(i)$  (projected in the ring plane), and where  $\phi(i)$  is the normalized stellar flux. Due to projection effects, the value of  $\Delta r(i)$  varied between the extreme values of 3 to 4 km during the acquisition interval, which sets the radial resolution of this particular data set.

The values of  $E_p(i)$  vs. radial distance  $r$  is displayed in Fig. 12. Note that the light curve probes radial distances of up to  $\sim 12,000$  km, about 30 times the ring radii. Using bins of width 60 km, we evaluate the variance of the *difference* between two consecutive points in each box, thus eliminating low frequency variations of  $E_p(i)$ . Dividing this variance by two (to account for the fact that the data points are uncorrelated) and taking the square

root, we obtain the  $1\sigma$  level, standard deviation of  $E_p(i)$ , denoted  $E_p(1\sigma)$ , see the red line in Fig. 12. The value of  $E_p(1\sigma)$  remains stable in the entire range considered here, with typical values of 20 m. Thus, at the  $1\sigma$  level, we do not detect narrow ( $W_r < 3\text{-}4$  km) rings coplanar with C1R and C2R with equivalent width larger than about 20 meters. This is about ten times fainter than the equivalent width of C2R (Fig. 11). Note that this limit corresponds to extreme cases of either opaque rings with width  $\sim 20$  m, or semi-transparent rings of width  $\sim 3\text{-}4$  km and normal opacity 0.007-0.005, and all the intermediate solutions that keep  $E_p(i)$  at 20 m.

## 6. Concluding remarks

We detected Chariklo and/or its rings during a total of thirteen stellar occultations between 2013 and 2016. They demonstrate beyond any doubt that this Centaur is surrounded by a system of two flat rings, C1R and C2R. All the observations at hand are consistent with the circular ring solution of Braga-Ribas et al. (2014), with C1R orbiting at  $391 \pm 3$  km from Chariklo center and with C2R orbiting outside C1R at an average distance of 14.8 km (Fig. 8). This definitely rules out interpretations of the initial observation of June 3, 2013 by a 3D dust shell, or a set of cometary-type jets being ejected from the surface of the body. In fact, the changing aspect of the rings seen during the occultations is entirely attributable the changing position of Chariklo relative to Earth, with a ring pole position that remains fixed in space (Fig. 9).

Our best resolved observation (April 29, 2014) reveals a W-shaped structure inside the main ring C1R (Fig. 8). Moreover, the radial width  $W_r$  of C1R measured on the best profiles exhibits significant variations with longitude, with a peak to peak variation of  $\delta W_r \sim 2.5$  km between 5 and 7.5 km, see Table 4 and Fig. 7. All the resolved profiles of C1R exhibit edges that are consistent with infinitely sharp boundaries, once diffraction and star diameter effects are accounted for. The typical  $1\sigma$  upper limits for the edge transition zones is about one kilometer (Table 3 and Fig. 10). Note finally that none of our observations permits to resolve the profile of ring C2R, whose width is constrained between 100 m to 1 km (Fig. 11).

Remarkably, C1R properties (W-shaped profile, variation of width with longitude and sharp edges) are reminiscent of the narrow eccentric ringlets found around Saturn (French et al. 2016) or Uranus (Elliot and Nicholson 1984; French et al. 1991). The maintenance of apse alignment could be due to self-gravity (Goldreich and Tremaine 1979), viscous effects at the edges (Chiang and Goldreich 2000), or a combination of self-gravity and viscous effects (Mosqueira and Estrada 2002). If validated, those models may provide insights into the ring physical parameters. For instance, the overdensities of material at some 100's m from the

edges (as seen in Fig. 8) is predicted by viscous models and deserve more detailed observational support in the case of Chariklo. Also, the measure of the eccentricity gradient across the rings,  $q_e$ , could be related to the surface density of the ring material, once Chariklo’s dynamical oblateness  $J_2$  is known (Pan and Wu 2016). However, our current data set is too fragmentary for drawing any reliable conclusions in that respect, since both a comprehensive ring orbit model and the knowledge of Chariklo’s  $J_2$  are missing.

In their simplest forms, the Saturn or Uranus ringlets are described as sets of nested elliptical streamlines, with a width that varies as  $W_r = [1 - q_e \cos(f)]\delta a$ , where  $f$  is the true anomaly,  $q_e = a\delta e/\delta a$  measures the eccentricity gradient across the ring,  $\delta a$  and  $\delta e$  being the changes of the semi-major axis  $a$  and eccentricity  $e$  across that ring. Consequently, the interpretation of Fig. 7 remains ambiguous, since only the true longitude corresponding to the events is currently known, while the true anomaly  $f$  is unknown. In fact, any (expected) apse precession between observations impairs a correct interpretation of that figure. At this point, only the total eccentricity variation across the ring can be estimated, i.e.  $\delta e = \delta W_r/2a \sim 0.003$  from the estimations of  $W_r$  and  $a$  given above. This sets a lower limit of the same order for  $e$ , close to the eccentricity of Uranus’  $\epsilon$  ring, 0.008 (French et al. 1991).

A much better case for modeling the rings would be to derive  $W_r$  vs. the ring radial excursion  $r - a$  relative to the mean radius  $r$ . The formula above predicts a linear behavior, u. Unfortunately, the ring center is currently undetermined: we assume on the contrary a circular ring to derive it, and determine its pole. The fact that the circular hypothesis provides satisfactory fits to our data, to within the accuracy of C1R’s radius determination (some  $\pm 3$  km), suggests that  $r - a$  should also vary by a few kilometers at most. In any case, the degeneracy between the ring eccentricity and its pole position can be lifted by obtaining several multi-chord occultations and more accurate pole positions than shown in Fig. 9 (and thus distinguish between projection and eccentricity effects). Also, as expected apsidal precession rates are of the order of a couple of months (Sicardy et al. 2016), observations closer than that in time should be done to derive Chariklo’s  $J_2$ .

Turning now to the integral properties of the rings, we have determined the equivalent widths  $E_p$  of C1R and C2R, when resolved, and the sum of the two when unresolved (Fig. 11). We see that C1R, with  $E_p(C1R) \sim 2$  km, contains about ten times more material than C2R,  $E_p(C2R) \sim 0.2$  km. On one hand, if the equivalent width is constant within radial width, the ring can be considered as monolayer (French et al. 1986), as no shadowing by neighboring particules occurs (except in nearly edge-on view). On the other hand, if the ring is polylayer, the equivalent depth is independent from  $W_r$ . In that latter case, the equivalent width can

be expressed as a function of ring width  $W_r$  and the constant value of equivalent depth  $\bar{A}_\tau$ :

$$E_p(W_r) = W_r(1 - e^{-2\bar{A}_\tau/W_r}) \quad (3)$$

(this equation, based on the work of French et al. 1986 has been corrected by the factor 2 in optical depth due to the diffraction by ring particles - see Appendix). Fig. 11 shows  $E_p$  vs.  $W_r$  assuming several values of  $\bar{A}_\tau$  between 1.15 and 2 km for C1R and between 0.15 and 0.4 km for C2R (no real measurement of this parameter has been made in this work, the lines show the expected trends - see Appendix). Contrary to French et al. (1986), the data do not allow any discrimination between  $E_p$  or  $A_\tau$  constant within the radial width. Thus, no choice between the mono- or polylayer models can be made.

Finally, we have searched for faint material ring around the already discovered rings. The best data set at hand provides  $1\sigma$  upper limits of  $\sim 20$  m for the equivalent width of narrow ( $< 3$ -4 km physical width) rings coplanar with C1R and C2R, up to distances of 12,000 km (counted in the ring plane).

Note that in 2015, direct images of Chariklo have been recorded using HST and SPHERE (Sicardy et al. 2015a,b). The goal was to image the rings and/or look for possible shepherd satellite(s) and jets. Considering material of same albedo as the rings ( $p=0.1$ ), following limits have been inferred: (1) no satellite bigger than  $\sim 2$  km (being brighter than  $V \sim 26.1$ ) up to 6400 km ( $\sim 8$  times the ring size) from Chariklo center. (2) no satellite bigger than  $\sim 1$  km ( $V \sim 27.5$ ) up to 8 arcsec. For comparison the Hill radius is 7.5 arcsec. (3) no jet, coma or material brighter than  $V \sim 28$  corresponding to jets of width  $\sim 10$  m or material of optical depth of around  $2 \times 10^{-5}$  per pixel. Note that HST resolution did not allow to look closer than 1000 km from Chariklo's center, so the rings were not detected.

Future observations will benefit greatly from the Gaia catalog. A flavor of it has been provided by the Gaia-based prediction of the October 1<sup>st</sup>, 2016 occultation, which turned out to be correct to within 5 mas in declination (respectively 9 mas in right ascension), corresponding to about 50 km (respectively 90 km). The improvement of Chariklo's orbit stemming from successful occultation observations and the sub-mas accuracy of forthcoming Gaia catalogs will provide predictions accurate to the few-kilometer level. This will allow a much better distribution of stations (using portable instruments), with an optimal ring longitude coverage aimed at improving the ring orbital models. It will also be possible to plan multi-wavelength observations to constrain the ring particle sizes. Multi-wavelength instruments are rare, and difficult to obtain unless a strong case is made, based on reliable predictions. Higher SNR light curves will also be obtained in order to calculate the equivalent depths of both rings and definitely answer if the rings are monolayer or polylayer. Finally, the Gaia catalog will allow a much better coverage of Chariklo's limb, which is currently

poorly mapped. The general shape and local irregularities of the body will in turn have important consequences for a better understanding of the ring dynamics.

### A. Appendix: Equivalent width and equivalent depth definitions

We define  $p'$  as the *apparent* opacity of the ring. It measures the fractional drop of stellar flux  $1 - I/I_0$  as observed from Earth (where  $I_0$  and  $I$  are the incident and transmitted fluxes, respectively). Thus,  $p' = 0$  means a transparent ring and  $p' = 1$  means an opaque ring. By “apparent”, we mean here as observed from Earth in the plane of the sky. The apparent quantities will be primed hereafter to distinguish them for the actual quantities at the level of the ring, see below. The apparent ring optical depth is defined as  $\tau' = -\ln(1 - p')$ .

Appropriate transformations, accounting for the ring opening angle  $B$  and distance  $D$  to the ring, must be applied to derive the opacity  $p_N$  and optical depth  $\tau_N$  at the ring level, where “N” means normal to the ring plane. Once this is done, one may define the equivalent width  $E_p$  and equivalent depth  $A_\tau$  of the ring as the integrals of  $p_N$  and  $\tau_N$ , respectively, over the ring radial profile of width  $W_r$  (measured radially in the plane of the ring):

$$E_p = \int_{W_r} (v_r p_N) dt \quad (\text{A1})$$

$$A_\tau = \int_{W_r} (v_r \tau_N) dt, \quad (\text{A2})$$

where  $v_r$  is the radial velocity of the star relative to Chariklo in the ring plane.

The quantities  $E_p$  and  $A_\tau$  are relevant for two extreme cases of ring structures. One is a monolayer ring, in which case  $p_N = |\sin(B)| \cdot p$  (for  $|\sin(B)| \leq 1/p$ ), where  $p$  is the ring opacity as seen under an opening angle  $B$ . The other model is a polylayer ring (where the ring thickness is much larger than the particle sizes), in which case  $\tau_N = |\sin(B)| \cdot \tau$ , where  $\tau$  is the ring optical depth, seen again under an angle  $B$ , see details in Elliot et al. (1984).

In principle,  $E_p$  and  $A_\tau$  can be determined by numerically performing the integrations  $|\sin(B)| \cdot \int (v_r p) dt$  and  $|\sin(B)| \cdot \int (v_r \tau) dt$  over the observed profiles. Since the convolutions of the profiles by both Fresnel diffraction and stellar diameter conserve energy, those integrations provide the correct values of  $E_p$  and  $A_\tau$ . Those two quantities are eventually measures of the amount of material (per unit length) contained along a radial cut of the ring, in their respective domains of validity (monolayer vs. polylayer), see French et al. (1991).

However, complications arise because of two effects: (1) the ring is not an uniform screen of opacity  $p$ , but rather a set of many particles that cover a fractional surface area  $p$  of the

ring, while individually diffracting the incoming wavefront, and (2) in several cases, the ring profiles are not resolved, i.e. the entire stellar drop occurs inside an individual acquisition interval, thus “diluting” the opacity  $p$  over that interval. We now comment these points in turn.

First, individual ring particles of radius  $r$  diffract the incoming wave (with wavelength  $\lambda$ ) over an Airy scale  $F_A \sim (\lambda/2r)D$ , as seen by the observer at distance  $D$  from the rings. With  $r \sim$  of a few meters and  $D \sim 2 \times 10^9$  km, and using wavelengths in the visible range, we obtain  $F_A > \sim 500$  km, which is significantly larger than typical values of a few kilometers for  $W_\perp$ , the width of ring as seen in the sky plane. This results in a loss of light in the occultation profiles, making the rings appear more opaque than they actually are. It can be shown that the ring apparent optical depth  $\tau'$  (in the sky plane) is actually twice as large as its actual value  $\tau$ , i.e. the one would have for an observer close to the ring:  $\tau' = 2\tau$ , see Cuzzi (1985). An equivalent way to describe that effect is to note that the actual ring opacity  $p$  is related to  $p'$  by  $(1 - p)^2 = 1 - p'$ . Thus, the ring acts as a screen of amplitude for the incoming wave, instead of screen of intensity, see details in Roques et al. (1987).

If the ring profile is resolved, it is enough to estimate numerically the integrals:

$$E_p = |\sin(B)| \cdot v_r \int_{\text{profile}} (1 - \sqrt{1 - p'}) dt \quad (\text{A3})$$

$$A_\tau = -\frac{|\sin(B)|}{2} \cdot v_r \int_{\text{profile}} \ln(1 - p') dt \quad (\text{A4})$$

The second point to examine is the fact that the ring profile may not be resolved during the integration time  $\Delta t$ . In this case  $p'$  is not known, and the integrals above cannot be evaluated without an independent piece of information. Let us consider the simple case of a uniform opacity  $p$  across the ring profile (square-well model). Then, the apparent equivalent width  $E' = p'W_\perp$  (where  $W_\perp$  is the width of the ring as observed in the sky plane) can be evaluated from energy conservation by  $E' = f'v_\perp\Delta t$ , where  $v_\perp$  is the velocity of the star normal to the ring in the sky plane, and  $f'$  is the fractional stellar drop during  $\Delta t$ . From the definition of  $E_p$  above (Eq. A3) and from  $(1 - p)^2 = 1 - p'$ , one obtains:

$$E_p = |\sin(B)| \frac{v_r}{v_\perp} \cdot \frac{E'}{2 - p} \quad (\text{A5})$$

Since  $0 \leq p \leq 1$ , we have:

$$|\sin(B)| \cdot \frac{v_r}{v_\perp} \cdot \frac{E'}{2} \leq E_p \leq |\sin(B)| \cdot \frac{v_r}{v_\perp} \cdot E', \quad (\text{A6})$$

i.e. a uncertainty factor of two, depending on the assumption on  $p$ .

For unresolved events, the fit of the best square-well model to the data allows measurements of  $E_p$ . The problem is that  $p$  is badly constrained ( $0 \leq p \leq 1$ ) by the fits. Eq. A6 shows that error bars will be much larger than for resolved events. It could be possible to solve that problem by noting that  $p' = E'/W_{\perp} = (E'/W_r)(v_r/v_{\perp})$ . As we know  $W_r$  we can constrain  $p'$ , and thus  $E_p$ . Assuming that  $W_{r,C1R+C2R}$  lies between 3 and 14 km (see Table 4), the error bars values of  $E_p$  remain similar to those without the width constraint. As we are not certain that 3 and 14 km are the width minimum and maximum, we choose not to use this constraint.

Note that the case of  $A_{\tau}$  is in general harder to solve. Even when the profile is resolved, the densest parts of the ring have high opacities  $p' \sim 1$ , and thus large uncertainties on  $\tau' = -\ln(1 - p')$  stemming from the data noise and uncertainties on the baseline levels (Fig. 8). Consequently, we have not attempted to derive  $A_{\tau}$  for our current data set.

*Acknowledgments:*

The authors acknowledge support from the French grants “Beyond Neptune” ANR-08-BLAN-0177 and “Beyond Neptune II” ANR-11-IS56-0002. Part of the research leading to these results has received funding from the European Research Council under the European Community’s H2020 (2014-2020/ERC Grant Agreement no. 669416 “LUCKY STAR”). This work is partly based on observations performed at the European Southern Observatory (ESO), proposals 092.C-0186(B) and 092.C-0186(C), and on observations made at the South African Astronomical Observatory (SAAO). This work has made use of data obtained at the Thai National Observatory on Doi Inthanon, operated by NARIT. Technical support was provided by G. Hau and P. Kabath for the February 16, 2014 observation at ESO/VLT, and by G. Román for the July 25, 2016 observation with the Dobson 60-cm telescope at Granada. A. Maury acknowledges the use of Caisey Harlinton’s 50cm telescope for the February 16, 2014 occultation. The 50 cm telescopes used for the Hakos observations belong to the IAS observatory at Hakos/Namibia. E. Jehin is a FNRS Research Associate. TRAPPIST is a project funded by the Belgian Fund for Scientific Research (Fonds National de la Recherche Scientifique, F.R.S.-FNRS) under grant FRFC 2.5.594.09.F A. Pennell and P.-D. Jaquiere thank the Dunedin Astronomical Society. E. Meza acknowledges support from the Contrato de subvención 205-2014 Fondecyt - Concytec, Perú. M. Assafin thanks the CNPq (Grants 473002/2013-2 and 308721/2011-0) and FAPERJ (Grant E-26/111.488/2013). G. Benedetti-Rossi acknowledges for the support of the CAPES (203.173/2016) and FAPERJ/PAPDRJ (E26/200.464/2015 - 227833) grants. R. Veira-Martins thanks grants: CNPq-306885/2013, Capes/Cofecub-2506/2015, Faperj: PAPDRJ-45/2013 and E-26/203.026/2015. The research leading to these results has received funding from the European Union’s Horizon 2020 Research and Innovation Programme, under Grant Agreement No. 687378, project SBNAF.

The authors acknowledges the use of Sonja Itting-Enke’s C14 telescope and the facilities at the Cuno Hoffmeister Memorial Observatory (CHMO), the use of the Skywatcher 16” telescope of the Deutsche Höhere Privatschule (DHPS) in Windhoek and the use of the Meade 14 telescope of Space Observation Learning (Rob Johnstone).



## REFERENCES

- Boissel, Y., Sicardy, B., Roques, F., Gaulme, P., Doressoundiram, A., Widemann, T., Ivanov, V.D., Marco, O., Mason, E., Ageorges, N., Mousis, O., Rousselot, P., Dhillon, V.S., Littlefair, S.P., Marsh, T.R., Assafin, M., Braga Ribas, F., da Silva Neto, D., Camargo, J.I.B., Andrei, A., Vieira Martins, R., Behrend, R., Kretlow, M., 2014. An exploration of Pluto’s environment through stellar occultations. *Astron. Astrophys.* 561, A144.
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J.L., Snodgrass, C., Roques, F., Vieira-Martins, R., Camargo, J.I.B., Assafin, M., Duffard, R., Jehin, E., Pollock, J., Leiva, R., Emilio, M., Machado, D.I., Colazo, C., Lellouch, E., Skottfelt, J., Gillon, M., Ligier, N., Maquet, L., Benedetti-Rossi, G., Gomes, A.R., Kervella, P., Monteiro, H., Sfair, R., El Moutamid, M., Tancredi, G., Spagnotto, J., Maury, A., Morales, N., Gil-Hutton, R., Roland, S., Ceretta, A., Gu, S.H., Wang, X.B., Harpsøe, K., Rabus, M., Manfroid, J., Opitom, C., Vanzi, L., Mehret, L., Lorenzini, L., Schneider, E.M., Melia, R., Lecacheux, J., Colas, F., Vachier, F., Widemann, T., Almenares, L., Sandness, R.G., Char, F., Perez, V., Lemos, P., Martinez, N., Jørgensen, U.G., Dominik, M., Roig, F., Reichart, D.E., Lacluyze, A.P., Haislip, J.B., Ivarsen, K.M., Moore, J.P., Frank, N.R., Lambas, D.G., 2014. A ring system detected around the Centaur (10199) Chariklo. *Nature* 508, 72–75.
- Camargo, J.I.B., Vieira-Martins, R., Assafin, M., Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Desmars, J., Andrei, A.H., Benedetti-Rossi, G., Dias-Oliveira, A., 2014. Candidate stellar occultations by Centaurs and trans-Neptunian objects up to 2014. *Astron. Astrophys.* 561, A37.
- Chiang, E.I., Goldreich, P., 2000. Apse Alignment of Narrow Eccentric Planetary Rings. *ApJ* 540, 1084–1090.
- Coppejans, R., Gulbis, A.A.S., Kotze, M.M., Coppejans, D.L., Worters, H.L., Woudt, P.A., Whittal, H., Cloete, J., Fourie, P., 2013. Characterizing and Commissioning the Sutherland High-Speed Optical Cameras (SHOC). *PASP* 125, 976.
- Cuzzi, J.N., 1985. Rings of Uranus - Not so thick, not so black. *Icarus* 63, 312–316.
- Desmars, J., Camargo, J.I.B., Braga-Ribas, F., Vieira-Martins, R., Assafin, M., Vachier, F., Colas, F., Ortiz, J.L., Duffard, R., Morales, N., Sicardy, B., Gomes-Júnior, A.R., Benedetti-Rossi, G., 2015. Orbit determination of trans-Neptunian objects and Centaurs for the prediction of stellar occultations. *Astron. Astrophys.* 584, A96.

- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Ortiz, J.L., Alvarez-Candal, A., Sicardy, B., Santos-Sanz, P., Morales, N., Colazo, C., Fernández-Valenzuela, E., Braga-Ribas, F., 2014. Photometric and spectroscopic evidence for a dense ring system around Centaur Chariklo. *Astron. Astrophys.* 568, A79.
- Elliot, J.L., French, R.G., Meech, K.J., Elias, J.H., 1984. Structure of the Uranian rings. I - Square-well model and particle-size constraints. *Astron. J.* 89, 1587–1603.
- Elliot, J.L., Nicholson, P.D., The rings of Uranus. in: *IAU Colloq. 75: Planetary Rings*, (Eds.) R. Greenberg, A. Brahic 1984 pp. 25–72.
- Fitzpatrick, E.L., 1999. Correcting for the Effects of Interstellar Extinction. *PASP*111, 63–75.
- Fornasier, S., Lazzaro, D., Alvarez-Candal, A., Snodgrass, C., Tozzi, G.P., Carvano, J.M., Jiménez-Teja, Y., Silva, J.S., Bramich, D.M., 2014. The Centaur 10199 Chariklo: investigation into rotational period, absolute magnitude, and cometary activity. *Astron. Astrophys.* 568, L11.
- French, R.G., Elliot, J.L., Levine, S.E., 1986. Structure of the Uranian rings. II - Ring orbits and widths. *Icarus* 67, 134–163.
- French, R.G., Nicholson, P.D., Hedman, M.M., Hahn, J.M., McGhee-French, C.A., Colwell, J.E., Marouf, E.A., Rappaport, N.J., 2016. Deciphering the embedded wave in Saturn’s Maxwell ringlet. *Icarus* 279, 62–77.
- French, R.G., Nicholson, P.D., Porco, C.C., Marouf, E.A., *Dynamics and structure of the Uranian rings* 1991 pp. 327–409 pp. 327–409.
- Gaia Collaboration, Brown, A.G.A., Vallenari, A., Prusti, T., de Bruijne, J.H.J., Mignard, F., Drimmel, R., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C.A.L., Bastian, U., et al., 2016. Gaia Data Release 1. Summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *Astron. Astrophys.* 595, A2.
- Goldreich, P., Tremaine, S., 1979. Towards a theory for the Uranian rings. *Nature* 277, 97–99.
- Horner, J., Evans, N.W., Bailey, M.E., 2004. Simulations of the population of Centaurs - I. The bulk statistics. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*354, 798–810.
- Mosqueira, I., Estrada, P.R., 2002. Apse Alignment of the Uranian Rings. *Icarus* 158, 545–556.

- Ortiz, J.L., Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Alvarez-Candal, A., Santos-Sanz, P., Morales, N., Fernández-Valenzuela, E., Licandro, J., Campo Bagatin, A., Thirouin, A., 2015. Possible ring material around centaur (2060) Chiron. *Astron. Astrophys.* 576, A18.
- Pan, M., Wu, Y., 2016. On the Mass and Origin of Chariklo’s Rings. *Astron. J.* 821, 18.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* 1992.
- Roques, F., Moncuquet, M., Sicardy, B., 1987. Stellar occultations by small bodies - Diffraction effects. *Astron. J.* 93, 1549–1558.
- Ruprecht, J.D., Bosh, A.S., Person, M.J., Bianco, F.B., Fulton, B.J., Gulbis, A.A.S., Bus, S.J., Zangari, A.M., 2015. 29 November 2011 stellar occultation by 2060 Chiron: Symmetric jet-like features. *Icarus* 252, 271–276.
- Sicardy, B., Benedetti-Rossi, G., Buie, M.W., Langlois, M., Lellouch, E., Camargo, J.I.B., Braga-Ribas, F., Duffard, R., Ortiz, J.L., Bérard, D., Meza, E., Boccaletti, A., Bockelée-Morvan, D., Dumas, C., Gratadour, D., 2015a. Observations of Chariklo’s rings in 2015. European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France, Online at <http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015/EPSC2015>; <http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015/Aj>, id.EPSC2015-750 10, EPSC2015–750.
- Sicardy, B., Buie, M.W., Benedetti-Rossi, G., Braga-Ribas, F., Bueno de Camargo, J.I., Duffard, R., Ortiz, J.L., Gratadour, D., Dumas, C., Constraints on Chariklo’s rings from HST and VLT observations. in: *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* vol. 47 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* 2015 p. 104.01.
- Sicardy, B., El Moutamid, M., Quillen, A.C., Schenk, P.M., Showalter, M.R., Walsh, K., 2016. Rings beyond the giant planets. ArXiv e-prints.
- van Belle, G.T., 1999. Predicting Stellar Angular Sizes. *PASP*111, 1515–1523.

Table 1. Circumstances of positive detections (main body and/or rings)

Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument <b>Exposure Time (s)</b>	Observers	Results
<b>Date</b> Rmag (NOMAD catalog), $(\alpha, \delta)$ star coordinates, $\theta_*$ stellar diameter <sup>(a)</sup> $(\alpha_{Ck}, \delta_{Ck})$ derived Chariklo's geocentric coordinates at specified date					
<b>June 3, 2013</b>					
$R = 12.070$ , $\alpha = 16\text{h}56\text{m}06.4876\text{s}$ , $\delta = -40^\circ31'30.205''$ , $\theta_* = 2.18$ km at 06:25:30 UT: $\alpha_{Ck} = 16\text{h}56\text{m}06.3202\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -40^\circ31'30.2803''$					
See details in Braga-Ribas et al. (2014)					
<b>February 16, 2014</b>					
$R = 16.$ , $\alpha = 17\text{h}35\text{m}55.3333\text{s}$ , $\delta = -38^\circ05'17.184''$ , $\theta_* = 0.265$ km at 07:45:35 UT: $\alpha_{Ck} = 17\text{h}35\text{m}54.980\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -38^\circ05'17.449''$					
Paranal Chile	24 37 31. S 70 24 07.95 W 2635.43	UT4 8.2 m H-filter	HAWK-I 0.25	F. Selman, C. Herrera G. Carraro, S. Brilliant C. Dumas, V. D. Ivanov	C1R and C2R partially resolved
San Pedro Atacama Chile	22 57 12.3 S 68 10 47.6 W 2397	50 cm	APOGEE U42 10	A. Maury N. Morales	Main body
<b>March 16, 2014</b>					
$R = 15.45$ , $\alpha = 17\text{h}40\text{m}39.8690\text{s}$ , $\delta = -38^\circ25'46.887''$ , $\theta_* = 0.121$ km at 20:31:45 UT: $\alpha_{Ck} = 17\text{h}40\text{m}39.7743\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -38^\circ25'46.4198''$					
Doi Inthanon Thailand	18 34 25.41 N 98 28 56.06 E 2450	TNT 2.4 m R <sup>1</sup> -filter	ULTRASPEC 3.3	P. Irawati A. Richichi	C1R and C2R unresolved
<b>April 29, 2014</b>					
$R_A^{(b)} = 12.72$ , $\alpha_A^{(b)} = 17\text{h}39\text{m}02.1336\text{s}$ , $\delta_A^{(b)} = -38^\circ52'48.801''$ , $\theta_{*A}^{(b)} = 0.199$ km at 23:14:12 UT: $\alpha_{Ck} = 17\text{h}39\text{m}01.7943\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -38^\circ52'48.858''$					
SAAO Sutherland South Africa	32 22 46.0 S 20 48 38.5 E 1760	1.9 m	SHOC 0.0334	H. Breytenbach A. A. Sickafoose	C1R and C2R resolved Main body
Gifberg South Africa	31 48 34.6 S 18 47 0.978 E 338	30 cm	Raptor Merlin 127 0.047	J.-L. Dauvergne P. Schoenau	Grazing C2R
Springbok South Africa	29 39 40.2 S 17 52 58.8 W 900	30 cm	Raptor Merlin 127 0.06	F. Colas C. de Witt	C1R and C2R sharp and resolved
<b>June 28, 2014</b>					
$R = 13.65$ , $\alpha = 17\text{h}24\text{m}50.3821\text{s}$ , $\delta = -38^\circ41'05.609''$ , $\theta_* = 0.167$ km at 22:24:35 UT: $\alpha_{Ck} = 17\text{h}24\text{m}50.2954\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -38^\circ41'05.7445''$					
Hakos Namibia	23 14 11 S 16 21 41.5 E 1825	50 cm AK3	Raptor Merlin 127 0.2	K.-L. Bath	C1R and C2R unresolved
Kalahari South Africa	26 46 26.91 S 20 37 54.258 E	30 cm	Raptor Merlin 127 0.4	L. Maquet	Main body

Table 1—Continued

Date					
Rmag (NOMAD catalog), $(\alpha, \delta)$ star coordinates, $\theta_*$ stellar diameter <sup>(a)</sup> ( $\alpha_{Ck}, \delta_{Ck}$ ) derived Chariklo's geocentric coordinates at specified date					
Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument Exposure Time (s)	Observers	Results
Twee Rivieren South Africa	861 26 28 14.106 S 20 36 41.694 E 883	30 cm	Raptor Merlin 127 0.4	J.-L. Dauvergne	Main body
<b>April 26, 2015</b>					
$R = 12.04$ , $\alpha = 18\text{h}10\text{m}46.1450\text{s}$ , $\delta = -36^\circ 38' 56.368''$ , $\theta_* = 0.361$ km at 02:11:58 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}10\text{m}45.9676\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -36^\circ 38' 56.608''$					
Los Molinos Uruguay	34 45 19.3 S 56 11 24.6 W 130	OALM 46 cm	FLI CCD 0.8	S. Roland R. Salvo G. Tancredi	CR and C2R unresolved
<b>May 12, 2015</b>					
$R = 15.93$ , $\alpha = 18\text{h}08\text{m}29.2962\text{s}$ , $\delta = -36^\circ 44' 56.814''$ , $\theta_* = 0.219$ km at 17:55:40 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}08\text{m}29.2447\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -36^\circ 44' 56.7965''$					
Samford Valley Australia	27 22 07.00 S 152 50 53.00 E 80	35 cm	G-star 0.32	J. Bradshaw	Main Body Emersion of unresolved rings only
<b>July 25, 2016</b>					
$R = 14.02$ , $\alpha = 18\text{h}20\text{m}35.3645\text{s}$ , $\delta = -34^\circ 02' 29.590''$ , $\theta_* = 0.234$ km at 23:59:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}20\text{m}35.3640\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -34^\circ 02' 29.0378''$					
Liverpool Telescope Canary Islands	28 45 44.8 N 17 52 45.2 W 2363	2 m	RISE 0.6	J.-L. Ortiz N. Morales	Main Body
<b>August 08, 2016</b>					
$R = 13.67$ , $\alpha = 18\text{h}18\text{m}03.6927\text{s}$ , $\delta = -33^\circ 52' 28.392''$ , $\theta_* = 0.204$ km at 19:57:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}18\text{m}03.8297\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ 52' 28.181''$ or $\alpha_{Ck} = 18\text{h}18\text{m}03.8449\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ 52' 28.196''$					
Windhoek (CHMO) Namibia	22 41 54.5 S 17 06 32.0 E 1920	35 cm	ZWO / ASI120MM 1	H.-J. Bode	Main Body C1R and C2R unresolved
<b>August 10, 2016</b>					
$R = 16.53$ , $\alpha = 18\text{h}17\text{m}47.3492\text{s}$ , $\delta = -33^\circ 51' 02.516''$ , $\theta_* = 0.053$ km at 14:23:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}17\text{m}47.3089\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ 51' 02.478''$					
Murrumbateran Australia	34 57 31.50 S 148 59 54.80 E 594	40 cm	WATEC 910BD 0.64	D. Herald	Main Body
<b>August 10, 2016</b>					
$R = 16.22$ , $\alpha = 18\text{h}17\text{m}46.4827\text{s}$ , $\delta = -33^\circ 50' 57.826''$ , $\theta_* = 0.083$ km at 16:43:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}17\text{m}46.4457\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ 50' 57.523''$					
Les Makes La Réunion	21 11 57.4 S 55 24 34.5 E 972	60 cm	Raptor Merlin 127 2	F. Vachier	Main Body

Table 1—Continued

Date					
Rmag (NOMAD catalog), $(\alpha, \delta)$ star coordinates, $\theta_*$ stellar diameter <sup>(a)</sup> ( $\alpha_{Ck}, \delta_{Ck}$ ) derived Chariklo's geocentric coordinates at specified date					
Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument  <b>Exposure Time (s)</b>	Observers	Results
<b>August 15, 2016</b>					
$R = 14.64$ , $\alpha = 18\text{h}17\text{m}06.2228\text{s}$ , $\delta = -33^\circ46'56.315''$ , $\theta_* = 0.103$ km at 11:38:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}17\text{m}06.1638\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ46'56.513''$					
Darfield New Zealand	43 28 52.90 S 172 06 24.40 E 210	25 cm	WATEC 910 BD 2.56	B. Loader	Main Body
<b>October 1, 2016</b>					
$R = 15.36$ , $\alpha = 18\text{h}16\text{m}20.0796\text{s}$ , $\delta = -33^\circ01'10.756''$ , $\theta_* = 0.119$ km at 10:10:00 UT: $\alpha_{Ck} = 18\text{h}16\text{m}20.0324\text{s}$ , $\delta_{Ck} = -33^\circ01'10.841''$					
Rockhampton Australia	23 16 09.00 S 150 30 00 E 50	30 cm	WATEC 910BD 0.320	S. Kerr	Main Body C1R and C2R unresolved
Adelaide Heights School Australia	34 48 44.701 S 138 40 56.899 E 167	30 cm	QHY 5L11 1	A. Cool B. Lade	Main body C1R and C2R unresolved

<sup>(a)</sup> projected at Chariklo's distance (using van Belle 1999, except for the April 29, 2014, see text for details).  
<sup>(b)</sup> The index  $A$  refers to the primary of the binary star.

Table 2. Circumstances of observations that detected no event or during which no data was acquired

Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument Exposure Time (s)	Observers
<b>February 16, 2014</b>				
Cerro Tololo Chile	30 10 03.36 S 70 48 19.01 W 2207	0.4 m 4 telescopes	PROMPT 6.0/2.0	J. Pollock
La Silla Chile	29 15 16.59 S 70 44 21.82 W 2315	TRAPPIST 60 cm	FLI PL3041-BB 4.5	E. Jehin
La Silla Chile	29 15 32.1 S 70 44 01.5 W 2375	NTT 3.55 m H-filter	SOFI 0.05	L. Monaco + visitor team
<b>April 29, 2014</b>				
Hakos Namibia	23 14 50.4 S 16 21 41.5 E 1825	50 cm AK3	Raptor Merlin 127 0.075	K.-L. Bath
Hakos Namibia	23 14 50.4 S 16 21 41.5 E 1825	50 cm RC50	i-Nova 1.	R. Prager
Windhoek (CHMO) Namibia	22 41 54.5 S 17 06 32.0 E 1920	35 cm	Raptor Merlin 127 0.1	W. Beisker
<b>June 28, 2014</b>				
Les Makes La Réunion	21 11 57.4 S 55 24 34.5 E 972	60 cm	WATEC 910HX 0.4	A. Peyrot J.-P. Teng
<b>April 26, 2015</b>				
Bigand Provincia Santa Fé Argentina	33 26 11 S 61 08 24 W 90	15 cm	Canon Ti 5	S. Bilios
Bigand Provincia Santa Fé Argentina	33 26 11 S 61 08 24 W 90	15 cm	Canon EOS 3.2	J. Nardon
La Silla Chile	29 15 16.6 S 70 44 21.8 W 2315	TRAPPIST 60 cm	FLI PL3041-BB 4.5	E. Jehin
Bosque Alegre Argentina	31 35 54.0 S 64 32 58.7 W 1250	76 cm	QHY6 1.2	R. Melia C. Colazo
Santa Rosa Argentina	36 38 16 S 64 19 28 W 182	20 cm	Meade DSI-I 3	J. Spagnotto
Santa Martina Chile	33 16 09.0 S 70 32 04.0 W 1450	40 cm	Raptor Merlin 127 0.5	R. Leiva Espinoza
Buenos Aires (AAAA) Argentina	34 36 16.94 S 58 26 04.37 W 0	25 cm	ST9e 4	A. Blain

Table 2—Continued

Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument Exposure Time (s)	Observers
<b>May 12, 2015</b>				
Reedy Creek Australia	28 06 30.4 S 153 23 52.90 E 66	25 cm	WATEC 120N+ 0.64	J. Broughton
<b>July 25, 2016</b>				
Granada Spain	37 00 38.49 N 03 42 51.39 W 1043	60 cm	Raptor Merlin 127 0.4	S. Alonso A. Román
Albox Spain	37 24 20.0 N 02 09 6.5 E 493	40 cm	Atik 314L+ 3	J.-L. Maestre
<b>August 10, 2016 - 14h UT</b>				
Blue Mountains Australia	33 39 51.9 S 150 38 27.9 E 286	30 cm	WATEC 910BD 5.12	D. Gault
Samford Valley Australia	27 22 07.00 S 152 50 53.00 E 80	35 cm	WATEC 910BD 0.64	J. Bradshaw
Rockhampton Australia	23 16 09.00 S 150 30 00.00 E 50	30 cm	WATEC 910BD 1.28	S. Kerr
Dunedin New Zealand	45 52 20.83 S 170 29 29.90 E 154	36 cm	Raptor Merlin 127 2.	F. Colas A. Pennell P.-D. Jaquierey
Sydney Australia	33 48 35.04 S 150 46 36.90 E 37	36 cm	Raptor Merlin 127 2.2	H. Pavlov
<b>August 15, 2016</b>				
Canberra Australia	35 11 55.30 S 149 02 57.50 E 610	40 cm	WATEC 910BD 2.56	J. Newman
Murrumbateran Australia	34 57 31.50 S 148 59 54.80 E 594	40 cm	WATEC 920BD 0.32	D. Herald
Greenhill Observatory Tasmania	42 25 51.8 S 147 17 15.8 E 641	1.3 m	Raptor Merlin 127 0.5	K. Hill
Rockhampton Australia	23 16 09.00 S 150 30 00.00 E 50	30 cm	WATEC 910BD 1.28	S. Kerr
Linden Observatory Australia	33 42 27.3 S 150 29 43.5 E 574	76 cm	Grasshopper Express with ADVS 0.533	D. Gault R. Horvat R.A. Paton L. Davis



Table 2—Continued

Site	Longitude Latitude Altitude (m)	Telescope	Instrument Exposure Time (s)	Observers
WSU Penrith Observatory Sydney Australia	33 45 43.31 S 150 44 30.30 E 60	62 cm	Raptor Merlin 127 2	H. Pavlov D. Giles D. Maybour M. Barry
<b>October 1, 2016</b>				
Blue Mountains Australia	33 39 51.9 S 150 38 27.9 E 286	30 cm	WATEC 910BD 0.64	D. Gault
Linden Observatory Australia	33 42 27.3 S 150 29 43.5 E 574	76 cm	Grasshopper Express with ADVS 0.27	M. Barry
Miles Australia	26 39 20.52 S 150 10 19.44 E 277	25 cm	WATEC 120N+ 0.64	D. Dunham J. Dunham
Reedy Creek Australia	28 06 30.4 S 153 23 52.90 E 66	25 cm	WATEC 120N+ 1.28	J. Broughton
Samford Valley Australia	27 22 07.00 S 152 50 53.00 E 80	35 cm	WATEC 910BD 0.16	J. Bradshaw
<p>The following stations were cloudy or had technical failure, no data were acquired:            February 16, 2014: Santa Martina (Chile), Bosque Alegre (Argentina)            April 29, 2014 : Rodrigues, Sainte Marie, Les Makes (La Réunion) ; Calitzdorp and LCOGT (South Africa)            April 26, 2015 : Cerro Tololo (Chile)            July 25, 2016: TRAPPIST Nord (Marocco), TAD (Canary Islands), Teide Observatory (Canary Islands)            August 8, 2016 : Les Makes (La Réunion)            August 15, 2016: Mount John Observatory, Dunedin, Bootes-3, Wellington (New Zealand)            October 1, 2016: Murrumbateran, Canberra (Australia)</p>				

Table 3: Sharpness of C1R edges,  $\Delta w_r$ , from April 29, 2014 events

Event	Inner edge (km)	Outer edge (km)
( $1\sigma$ level)		
Springbok Ingress	1.1	1.1
Springbok Egress	1.2	1.5
SAAO Ingress	0.6	0.9
SAAO Egress	0.8	0.4

Table 4. Ring occultation timings and derived physical parameters (resolved events)

Date	Event	$t_0$ UT <sup>(a)</sup>	$v_{\perp}^{(b)}$ (km/s)	$v_r^{(b)}$ (km/s)	$L^{(c)}$ (deg.)	$W_r^{(d)}$ (km)	$E_p^{(e)}$ (km)	$p_N^{(e)}$
C1R								
Jun 3, 2013	Danish ingress <sup>(f)</sup>	06:25:21.166±0.0007	20.345	36.113	341.76	6.16 ± 0.11	1.90 ± 0.022	0.308 ± 0.003
	Danish egress <sup>(f)</sup>	06:25:40.462±0.0012	22.031	36.504	124.38	7.14 ± 0.04	1.73 ± 0.023	0.24 ± 0.004
Feb 16, 2014	VLT ingress	07:45:25.541 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.004</sub>	19.532	28.794	183.37	5.316 <sup>+0.868</sup> <sub>-1.916</sub>	1.996 <sup>+0.092</sup> <sub>-0.031</sub>	0.375 <sup>+0.125</sup> <sub>-0.025</sub>
	VLT egress	07:45:45.133 <sup>+0.313</sup> <sub>-0.332</sub>	21.293	29.602	300.99	4.833 <sup>+1.667</sup> <sub>-0.476</sub>	2.04 <sup>+0.36</sup> <sub>-0.14</sub>	0.443 <sup>+0.078</sup> <sub>-0.103</sub>
Apr 29, 2014	Springbok ingress	23:14:25.884±0.007	13.432	16.493	287.42	5.575 ± 0.398	1.80 <sup>+0.122</sup> <sub>-0.143</sub>	0.3125 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.027</sub>
	Springbok egress	23:15:04.362±0.006	10.720	16.655	157.83	6.75 <sup>+0.48</sup> <sub>-0.21</sub>	2.595 <sup>+0.148</sup> <sub>-0.166</sub>	0.33 <sup>+0.017</sup> <sub>-0.033</sub>
	SAAO ingress	23:13:56.191±0.007	12.756	13.895	266.656	5.68 ± 0.2	1.88 <sup>+0.22</sup> <sub>-0.12</sub>	0.32 <sup>+0.037</sup> <sub>-0.021</sub>
	SAAO egress	23:14:28.964±0.008	9.260	14.249	198.899	6.625 ± 0.2	1.695 <sup>+0.175</sup> <sub>-0.115</sub>	0.241 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.022</sub>
C2R								
Jun 3, 2013	Danish ingress <sup>(f)</sup>	06:25:20.765±0.011	20.412	36.283	341.76	3.380 <sup>+1.424</sup> <sub>-1.797</sub>	0.168 ± 0.02	0.05 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.01</sub>
	Danish egress <sup>(f)</sup>	06:25:40.847±0.006	22.029	36.632	124.38	3.231 <sup>+0.899</sup> <sub>-1.124</sub>	0.228 ± 0.02	0.07 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.01</sub>
Feb 16, 2014	VLT ingress	07:45:25.285 <sup>+0.057</sup> <sub>-0.033</sub>	19.532	28.794	183.37	5.053 <sup>+1.000</sup> <sub>-2.385</sub>	0.491 <sup>+0.445</sup> <sub>-0.227</sub>	0.091 <sup>+0.495</sup> <sub>-0.00</sub>
	VLT egress	07:45:45.473 <sup>+0.037</sup> <sub>-0.053</sub>	21.293	29.602	300.99	3.333 <sup>+1.667</sup> <sub>-1.333</sub>	0.522 <sup>+0.078</sup> <sub>-0.050</sub>	0.119 <sup>+0.609</sup> <sub>-0.118</sub>
Apr 29, 2014	Springbok ingress	23:14:24.990±0.020	13.430	16.460	287.42	0.34 <sup>+1.37</sup> <sub>-0.24</sub>	0.125 <sup>+0.076</sup> <sub>-0.064</sub>	0.368 <sup>+0.632</sup> <sub>-0.288</sub>
	Springbok egress	23:15:5.324±0.019	10.722	16.620	157.832	0.6 <sup>+1.7</sup> <sub>-0.1</sub>	0.253 <sup>+0.079</sup> <sub>-0.069</sub>	0.582 <sup>+0.32</sup> <sub>-0.45</sub>
	Gifberg ingress <sup>(g)</sup>	23:14:30.109 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.008</sub>	(g)	(g)	227.190	0.522 <sup>+0.227</sup> <sub>-0.399</sub>	0.090 <sup>+0.039</sup> <sub>-0.000</sub>	0.186 <sup>+0.814</sup> <sub>-0.043</sub>
	Gifberg egress <sup>(g)</sup>	23:14:33.750±0.008	(g)	(g)	217.761	0.181 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.091</sub>	0.129 <sup>+0.000</sup> <sub>-0.039</sub>	0.814 <sup>+0.186</sup> <sub>-0.671</sub>

<sup>(a)</sup> $t_0$  is the mid-time of the event in hours:min:sec. The error bars quoted are given at  $1\sigma$  level.

<sup>(b)</sup> $v_{\perp}$  and  $v_r$  are respectively the perpendicular velocity in the sky plane and the radial velocity in the ring plane.

<sup>(c)</sup> $L$  is the true longitude counted from the J2000 ring plane ascending node.

<sup>(d)</sup> $W_r$  is the radial width, measured in the plane of the rings.

<sup>(e)</sup> $E_p$  is the equivalent width:  $E_p = W_r \cdot p_N$  where  $p_N$  is the normal opacity in the plane of the rings.

<sup>(f)</sup>Timings given by Braga-Ribas et al. (2014).

<sup>(g)</sup>As the occultation was grazing, the velocity changes consequently between ingress and egress and to give fixed values is not relevant in this case (see text section 3.2)

Table 5. Ring occultation timings and derived physical parameters (unresolved events)

Date	Event	$t_0$ UT <sup>†</sup>	$v_{\perp}$ (km/s) <sup>†</sup>	$v_r$ (km/s) <sup>†</sup>	$L$ (deg) <sup>†</sup>	$E_p$ (km) <sup>†</sup>
June 3, 2013	Iguacu ingress	06:24:17.5±1.7 <sup>(a)</sup>	18.059	28.899	2.44	7.602 <sup>+2.198</sup> <sub>-5.195</sub>
	Iguacu egress	06:24:34.1±2.0 <sup>(a)</sup>	21.246	30.446	104.20	2.580 <sup>+3.712</sup> <sub>-1.713</sub>
	Bosque Alegre 154 egress	06:25:11.44±0.14 <sup>(a)</sup>	18.889	32.663	176.11	3.806 <sup>+1.199</sup> <sub>-2.198</sub>
	Ponta Grossa ingress	06:23:58.6±2.5 <sup>(a)</sup>	19.781	34.398	348.04	9.600 <sup>+0.400</sup> <sub>-4.795</sub>
	Ponta Grossa egress	06:24:18.0±2.5 <sup>(a)</sup>	21.965	35.520	120.30	4.605 <sup>+3.596</sup> <sub>-3.340</sub>
	PROMPT ingress	06:25:20.0.46±0.011 <sup>(a)</sup>	21.373	38.269	326.56	2.208 <sup>+3.196</sup> <sub>-0.200</sub>
	Santa Martina ingress	06:25:21.03±0.29 <sup>(a)</sup>	17.556	18.537	264.53	2.208 <sup>+2.997</sup> <sub>-0.200</sub>
	Santa Martina egress	06:25:31.811±0.025 <sup>(a)</sup>	14.605	22.124	200.07	2.408 <sup>+5.394</sup> <sub>-0.200</sub>
	SOAR ingress	06:25:18.8±1.3 <sup>(a)</sup>	21.444	38.320	325.16	2.208 <sup>+4.196</sup> <sub>-0.400</sub>
	SOAR egress	06:25:38.4±1.4 <sup>(a)</sup>	21.660	38.310	140.37	5.205 <sup>+0.799</sup> <sub>-3.596</sub>
	Bosque Alegre C11 ingress	06:24:55.45±1.85 <sup>(a)</sup>	21.522	30.340	287.37	4.206 <sup>+3.297</sup> <sub>-2.597</sub>
	Bosque Alegre C11 egress	06:25:09.45±1.75 <sup>(a)</sup>	17.882	30.062	183.50	4.206 <sup>+3.396</sup> <sub>-2.597</sub>
	TRAPPIST ingress	06:25:20.9±1.9 <sup>(a)</sup>	20.293	36.229	341.31	4.606 <sup>+3.796</sup> <sub>-2.198</sub>
	March 16, 2014	Thailand ingress	20:31:37.640±1.33	3.656	3.821	95.06
Thailand egress		20:31:53.885±0.175	3.990	4.290	60.85	1.856 <sup>+0.150</sup> <sub>-0.801</sub>
June 28, 2014	Hakos ingress	22:24:25.796±0.041	19.127	28.619	5.064	1.472 <sup>+0.455</sup> <sub>-0.517</sub>
	Hakos egress	22:24:44.218±0.035	20.971	29.744	117.061	1.983 <sup>+0.598</sup> <sub>-0.508</sub>
April 26, 2015	Los Molinos ingress	02:11:45.707±0.058	3.503	3.513	238.857	2.914 <sup>+0.151</sup> <sub>-0.149</sub>
	Los Molinos egress	02:12:09.195±0.070	2.957	3.989	199.749	2.400 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.320</sub>
May 12, 2015	Brisbane egress	17:55:56.823±0.012	11.823	16.567	357.23	2.707 <sup>+2.398</sup> <sub>-1.198</sub>
Aug 8, 2016	Windhoek (CHMO) ingress	19:57:18.209 ± 0.249	15.920	21.878	332.963 <sup>(b)</sup>	2.043 <sup>+2.762</sup> <sub>-0.734</sub>
	Windhoek (CHMO) egress	19:57:51.870 ± 0.382	15.216	21.950	180.196 <sup>(b)</sup>	3.806 <sup>+2.598</sup> <sub>-2.297</sub>
Oct 1, 2016	Rockhampton ingress	10:12:26.284 ± 0.072	10.795	13.121	123.960	2.523 <sup>+3.481</sup> <sub>-0.615</sub>
	Rockhampton egress	10:13:22.928 ± 0.049	12.573	13.146	278.911	2.586 <sup>+3.818</sup> <sub>-0.778</sub>
	Adelaide ingress	10:10:19.826± 0.186	12.421	12.597	91.347	1.867 <sup>+4.073</sup> <sub>-0.539</sub>
	Adelaide egress	10:11:14.558 ± 0.218	9.942	12.651	311.914	2.047 <sup>+3.534</sup> <sub>-0.719</sub>

<sup>†</sup>Same parameters as Table 4

<sup>a</sup>Timings given by Braga-Ribas et al. (2014).

<sup>b</sup>Two geometries are possible for this occultation. We choose arbitrary the closest to the prediction. The other geometry provides different longitudes:  $L_{ingress} = 0.154$  and  $L_{egress} = 152.948$

Table 6. Occultation timings for the main body.

Date	Event	$t_{ingress}$ UT	$t_{egress}$ UT
June 3, 2013	Danish	06:25:27.861±0.014	06:25:33.188±0.014
	PROMPT	06:25:24.835±0.009	06:25:35.402±0.015
	TRAPPIST	06:25:27.893±0.019	06:25:33.155±0.007
	SOAR	06:25:24.34±0.59	06:25:34.597±0.009
February 16, 2014	San Pedro de Atacama	07:45:27.450±0.6	07:45:31.125±0.57
June 28, 2014	Kalahari	22:24:07.383±0.126	22:24:14.854±0.096
	Twee Rivieren	22:24:06.689±0.093	22:24:16.481±0.105
April 29, 2014	Springbok	23:14:30.02±0.075	23:14:48.03±0.075
May 12, 2015	Brisbane	17:55:35.530±0.010	17:55:44.135±0.075
July 25, 2016	Liverpool Telescope	23:59:05.494 ± 0.054	23:59:12.310 ± 0.054
August 8, 2016	Windhoek (CHMO)	19:57:28.469 ± 0.042	19:57:41.886 ± 0.045
August 10, 2016 - 14h UT	Murrumbateran	14:18:35.030 ± 0.3	14:18:45.145 ± 0.125
August 10, 2016 - 16h UT	Les Makes	16:42:51.305 ± 0.530	16:43:07.917 ± 0.848
August 15, 2016	Darfield	11:38:27.465 ± 0.385	11:38:38.019 ± 0.873
October 1, 2016	Rockhampton	10:12:44.664 ± 0.041	10:13:03.199 ± 0.051
	Adelaide	10:10:41.818 ± 0.118	10:10:54.102 ± 0.064

The error bars quoted are given at  $1\sigma$  level.

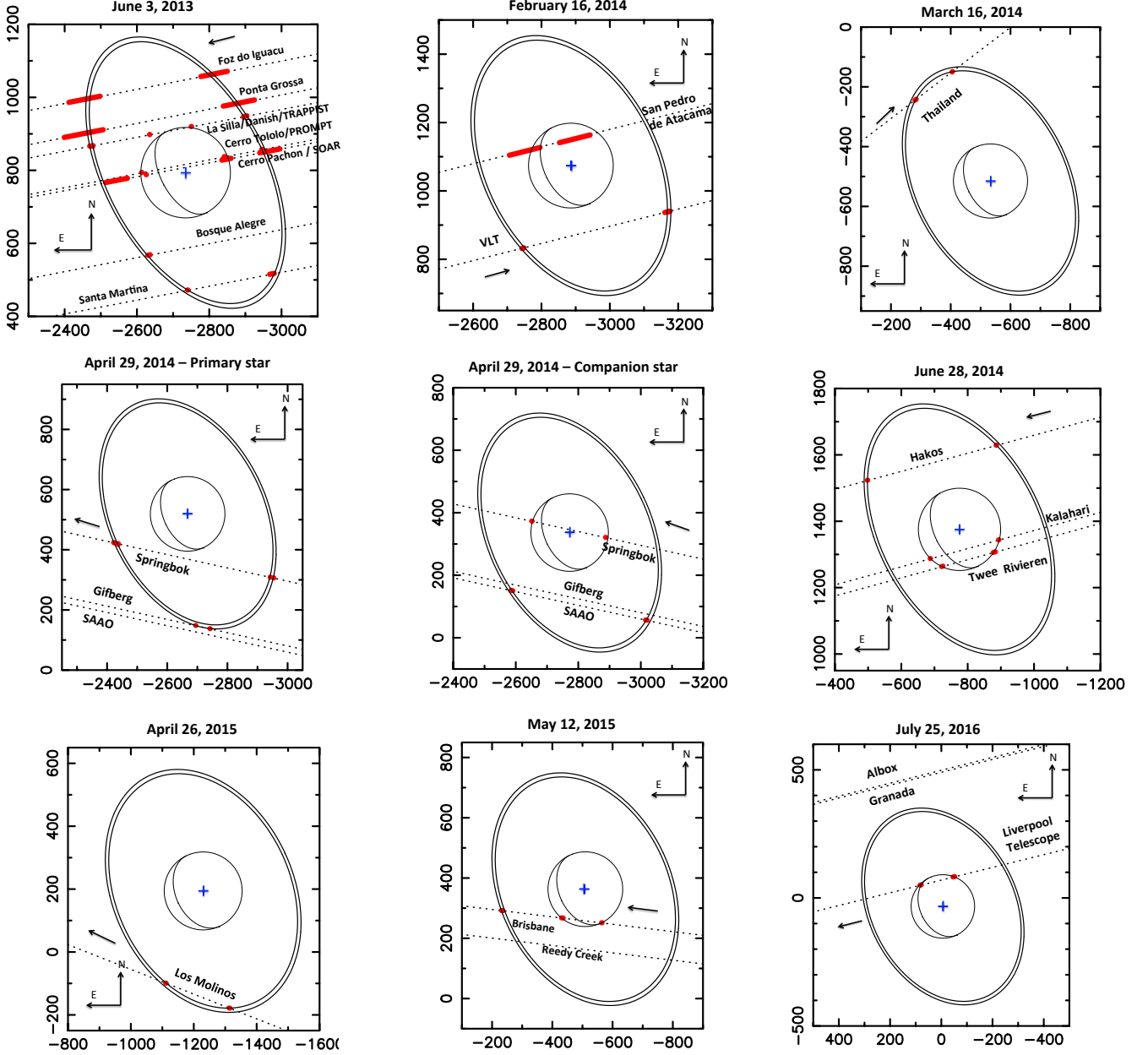


Fig. 1.— Reconstructed geometries of the occultations. The dotted lines are the trajectories of the occulted star relative to Chariklo in the plane of sky as seen from each station (the arrow indicates the direction of the apparent movement of the star). The red segments are the  $1\sigma$  level error bars on each chord extremity, derived from the corresponding error bars on timings (see Table 4, 5 and 6). For those plots, we use the pole position and the radii from Braga-Ribas et al. (2014):  $r_{C1R} = 390.6$  km,  $r_{C2R} = 404.8$  km and  $r_{Ck} = 124$  km. The center of ring system (blue cross) in each panel represents the offset in right ascension and declination between the predicted and observed positions of the Chariklo relative to the occulted star, as given in Table 1. This offset was used to improve Chariklo’s ephemeris.

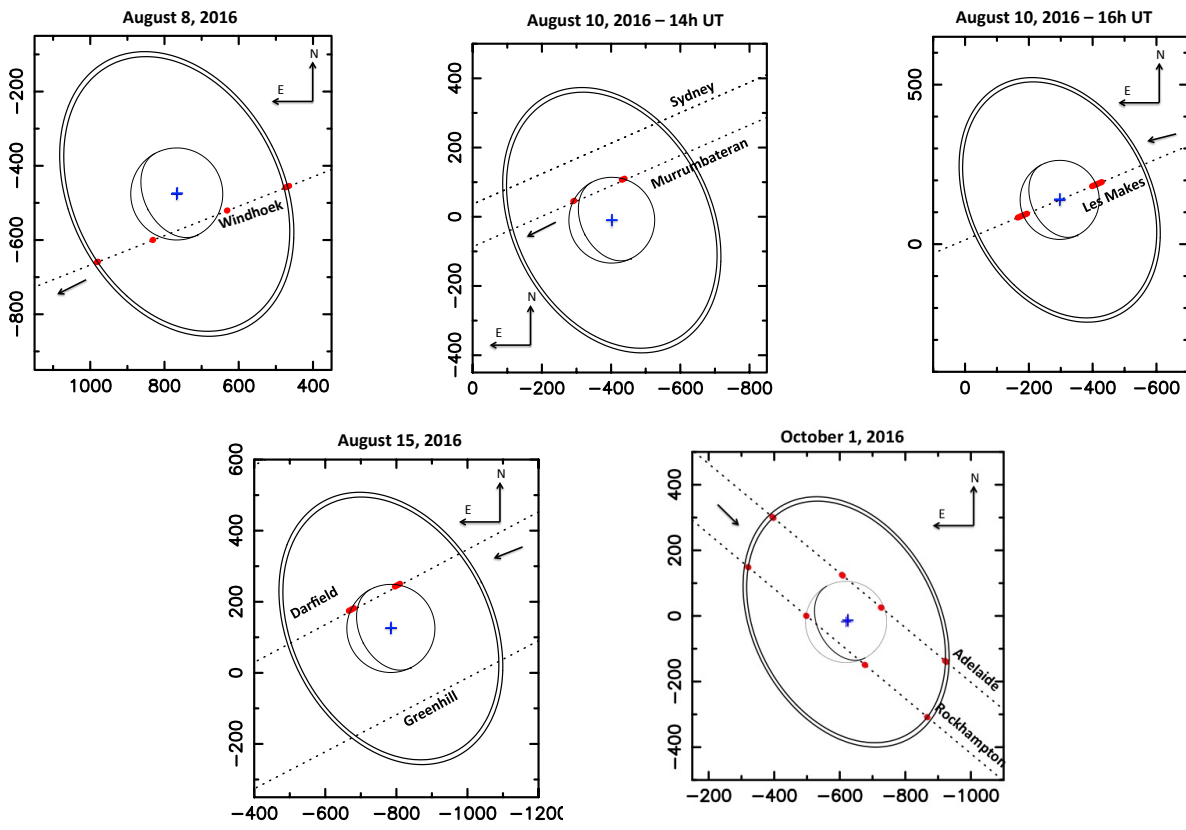


Fig. 2.— Following Figure 1

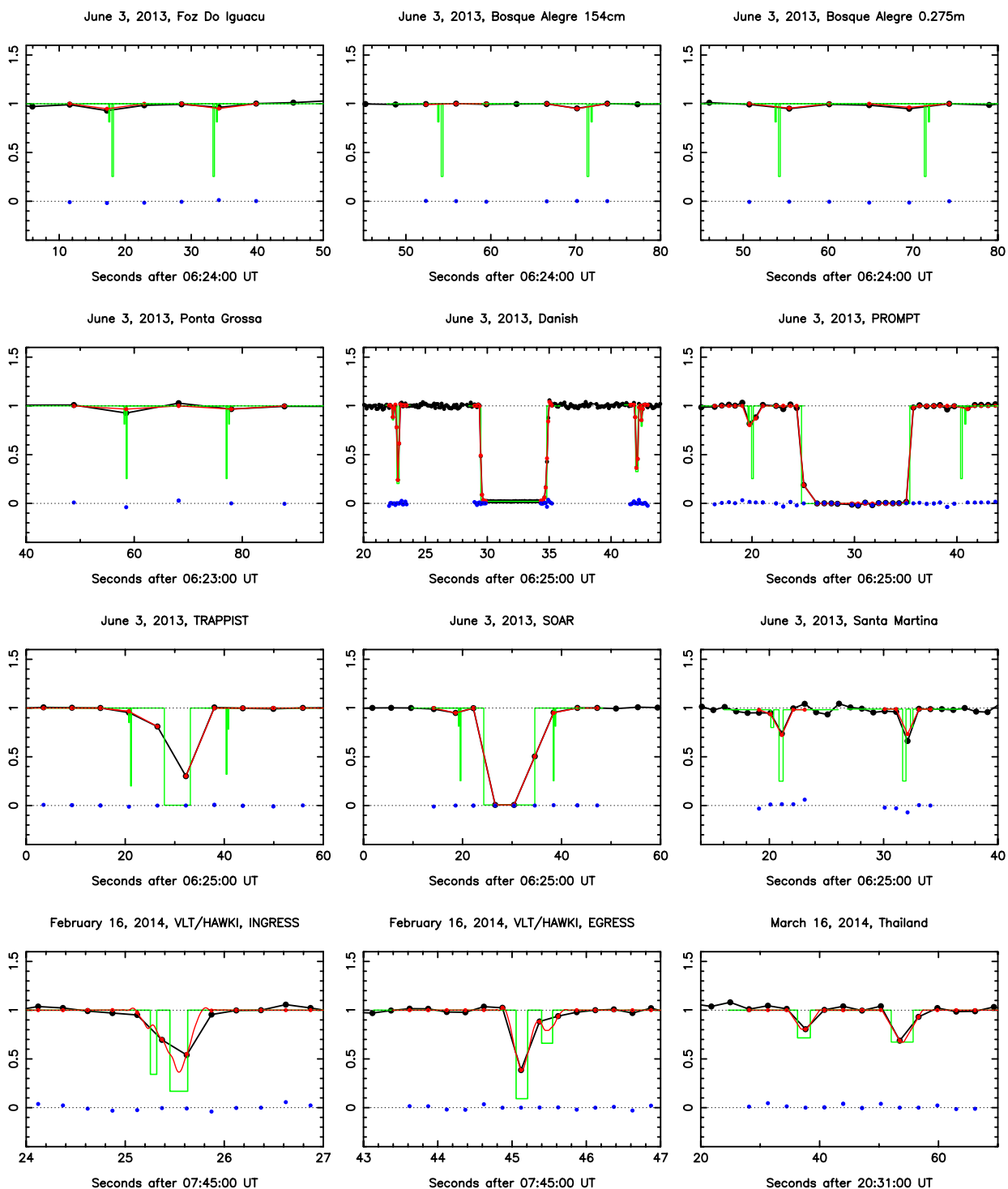


Fig. 3.— Best fits to ring and main body occultations. The black dots are the data points of the light curves (vertical axis represents the normalized flux). They are normalized between zero and unity. The latter corresponding to the full flux from Chariklo and the star occulted. The dotted lines correspond to the zero-level of the occulted star. The green curves are the best fitting square-well models used to generate the synthetic profiles, plotted in red. The physical characteristics of the rings extracted from these plots are listed in Tables 4 and 5. The blue dots are the residual between the synthetic light curves and the data at each data point. Figure 4 shows the fits of remaining rings occultations.

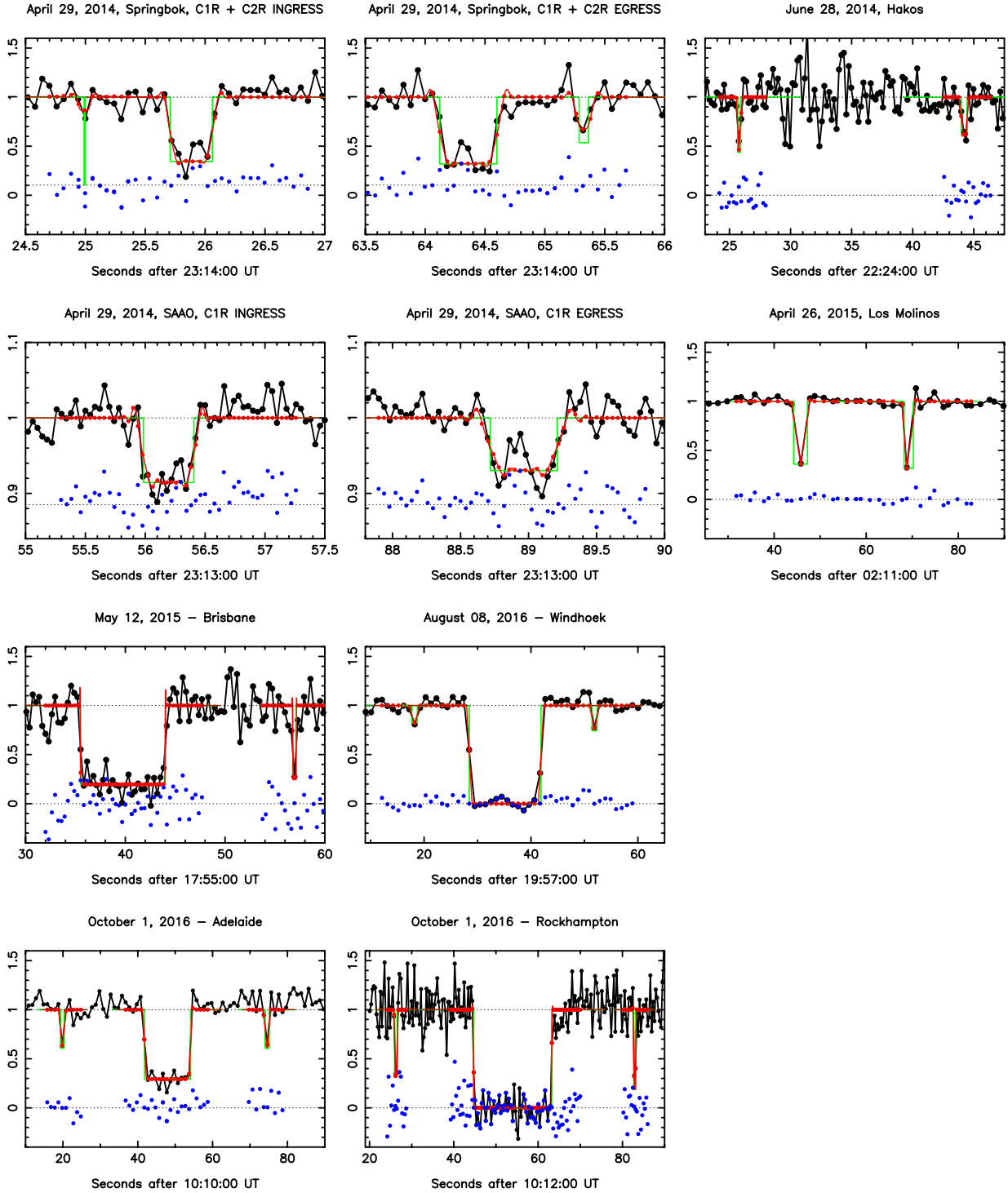


Fig. 4.— Best fits to ring and main body occultations (following and completing Fig. 3). Same legend as in Figure 3, except in the case of the occultation on April 29, 2014 where two stars were occulted. In this case unity corresponds to the flux of the two stars and Chariklo. As SAAO observed an occultation of a secondary star (see Section 2.4), its vertical scale is different from other light curves, for better viewing.



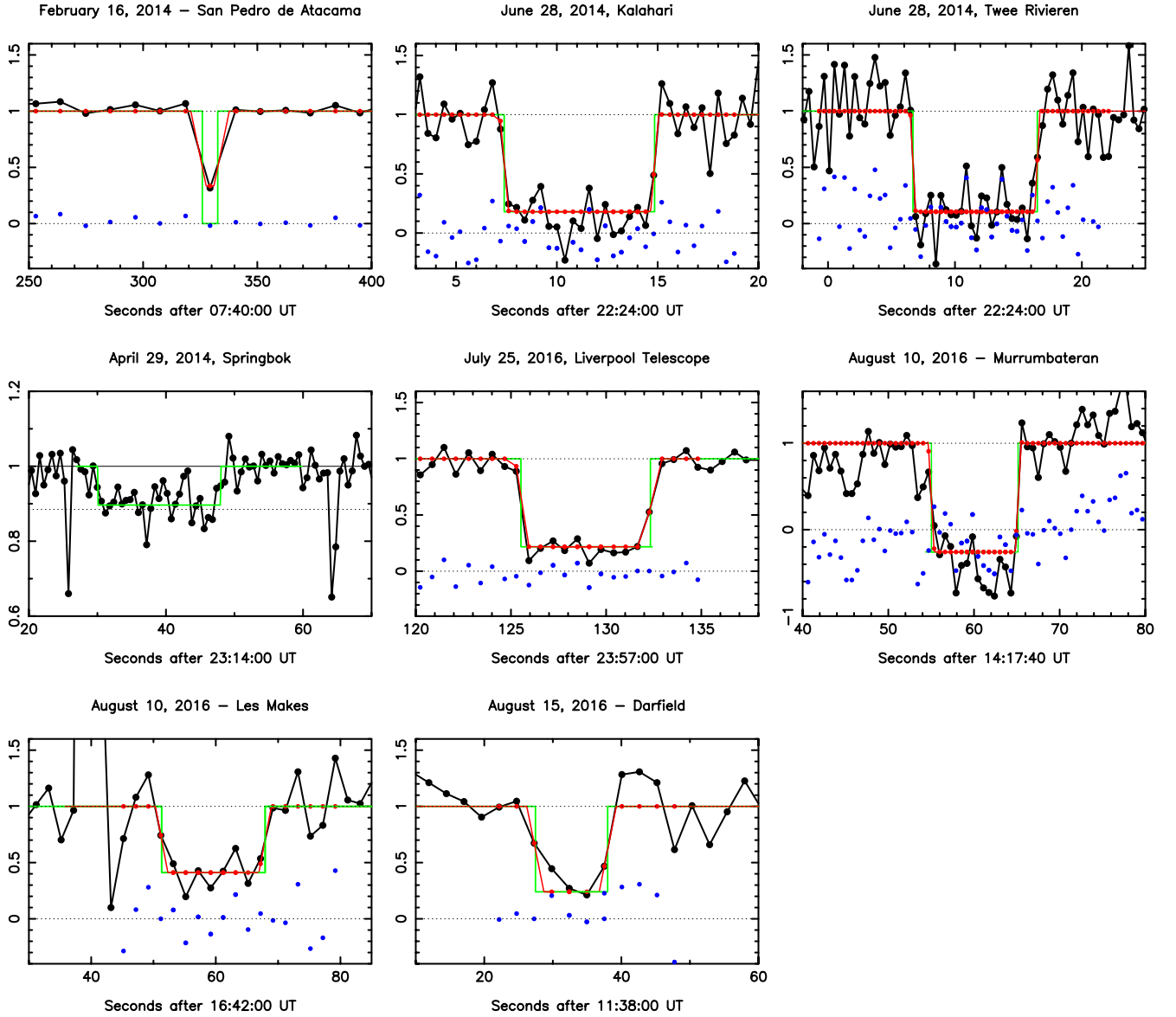


Fig. 5.— Same as Figure 3, but for events with only main body detections.

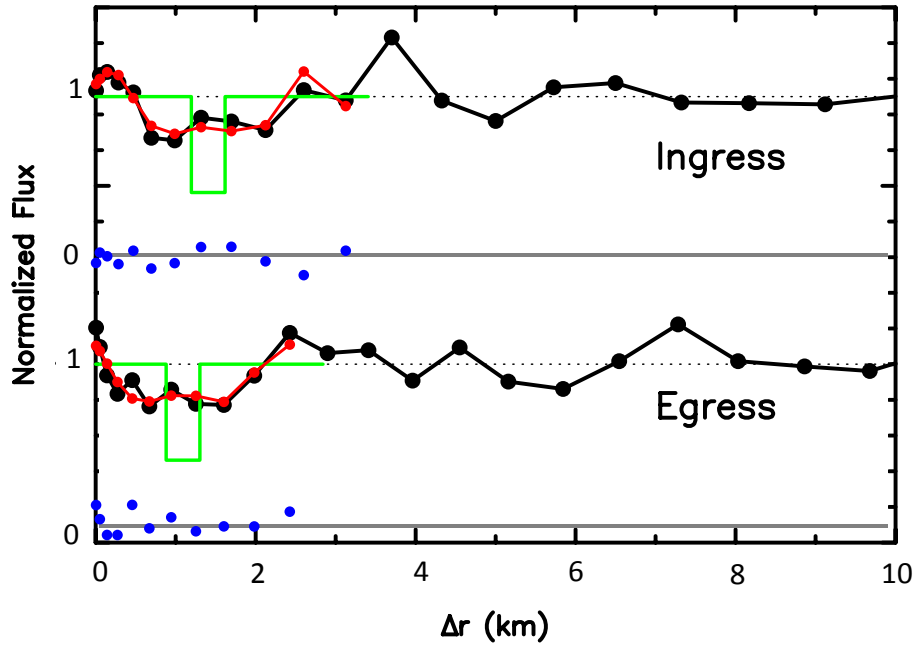


Fig. 6.— Fits to grazing event in Gifberg (April 29, 2014) using a common width ( $W_{\perp} = 0.422$  km and  $p' = 0.4$ ) for both rings into  $1\sigma$  level (see Table 4). The star motion relative to C2R was grazing, so that its velocity perpendicular to the ring changed significantly during the occultation. In this case, it is therefore necessary to express the flux against the distance to the point of closest approach to Chariklo’s center in km in the sky plane,  $\Delta r$ . Other than that, color conventions and vertical axis are the same as in Fig. 3.

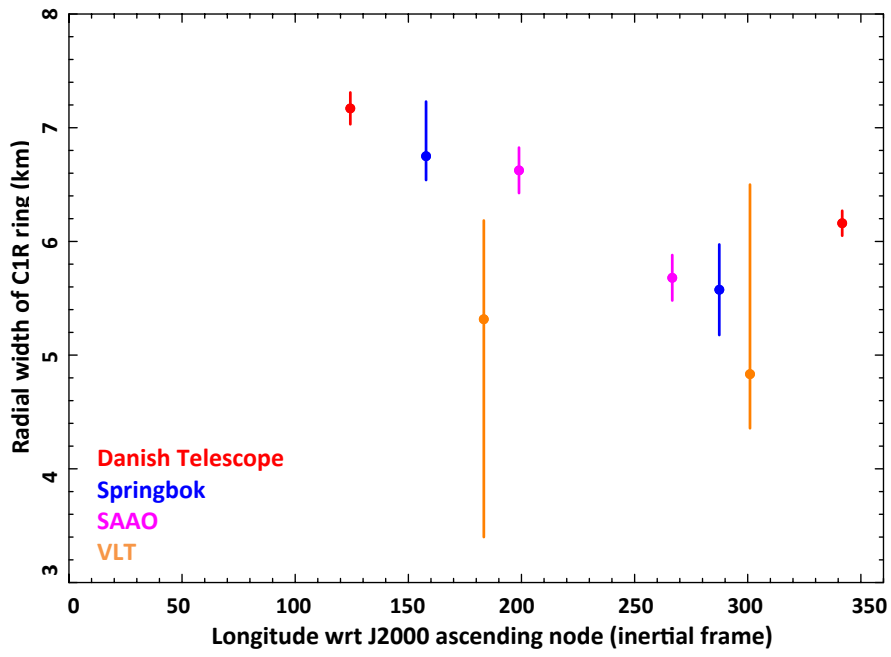


Fig. 7.— Variation of C1R radial width (and  $1\sigma$  error bars) with true longitude  $L$  counted from the J2000 ring plane ascending node for resolved events.

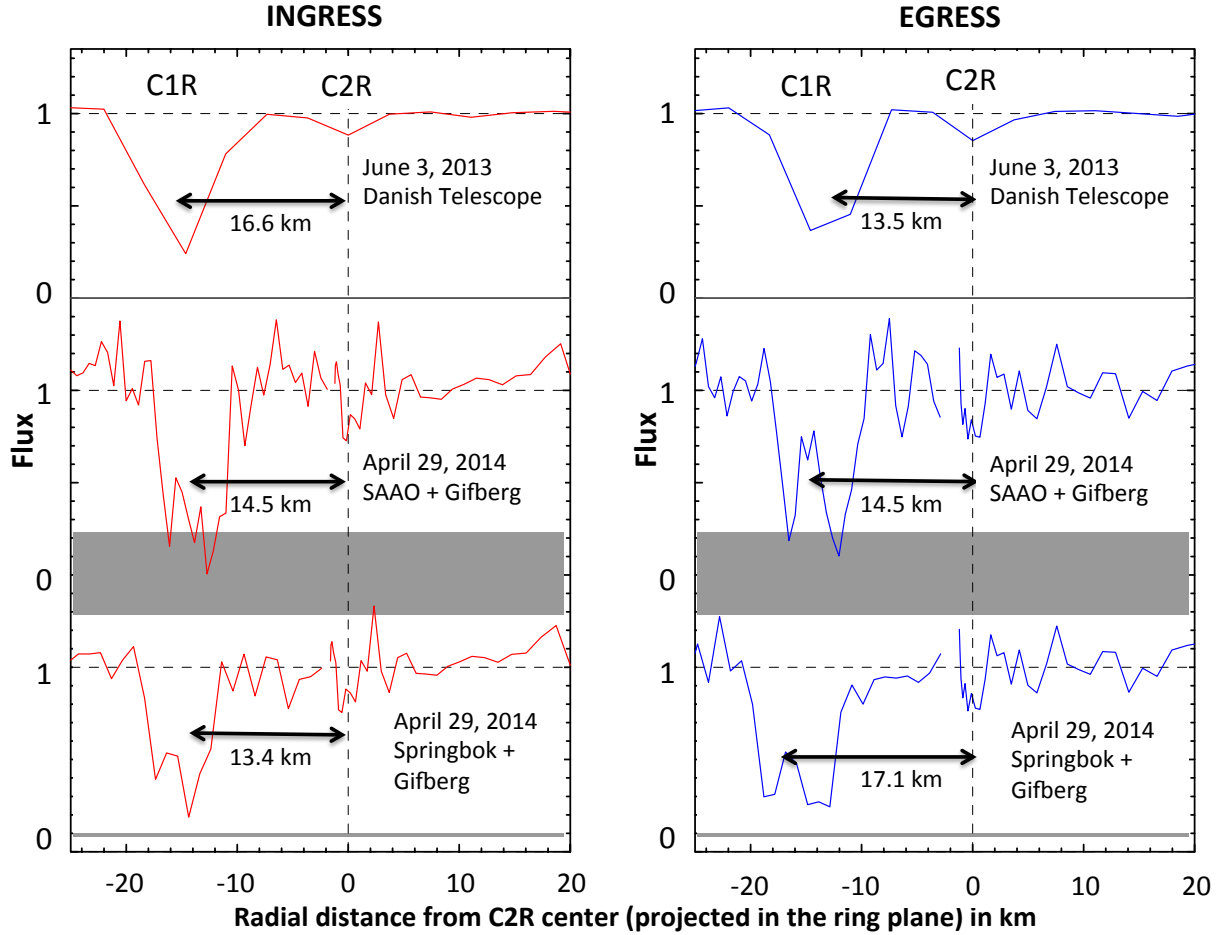


Fig. 8.— Best radial profiles of rings C1R and C2R. The profiles have been plotted arbitrarily against the radial distance (in the ring plane) to the center of the C2R profile, using the pole position of Braga-Ribas et al. (2014). This choice enhances possible changes in the relative distances of the two rings, due for instance to eccentricities of C1R and/or C2R. The horizontal dashed lines correspond to the unocculted star + Chariklo flux. The horizontal gray boxes correspond to the respective zero stellar fluxes. The thickness of a gray box indicates the uncertainty of the photometric calibrations, see text for details (Section 2.4). The left (resp. right) panel corresponds to ingress (resp. egress). Top panels: the June 3, 2013 profiles from the Danish Telescope. Middle and bottom panels: montages constructed from the April 29, 2014 event. The Gifberg profiles showing C2R have been combined with SAAO light curve (middle panel) and Springbok light curve (bottom panel).

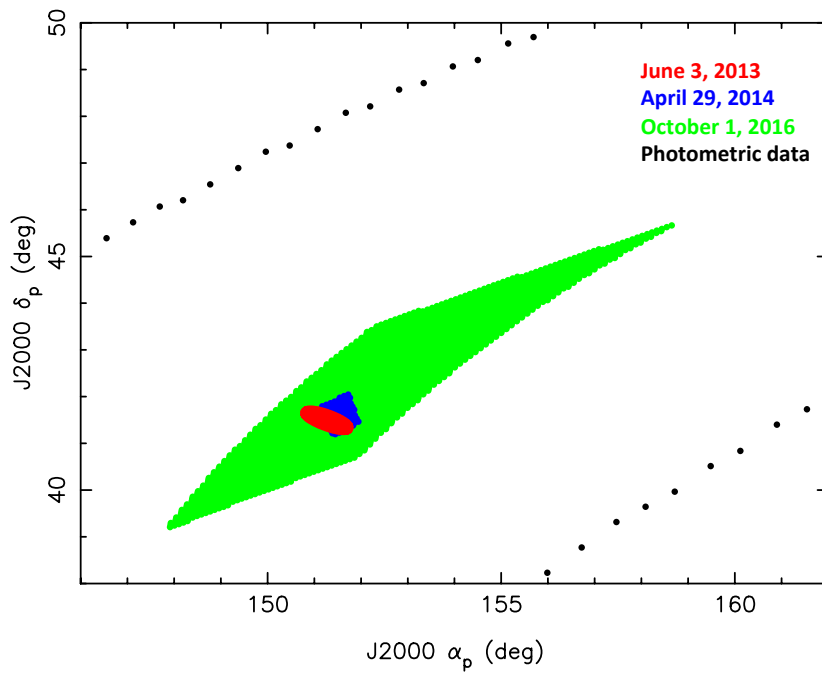


Fig. 9.— Constraints on ring pole. The uncertainty domains ( $1\sigma$  level) on the pole position ( $\alpha_p, \delta_p$ ) for the event on June 3, 2013, April 29, 2014 and October 1, 2016 are plotted in red, blue and green, respectively. The black dots outline the uncertainty domain derived from the long term variations in Chariklo’s photometry (Duffard et al. 2014).

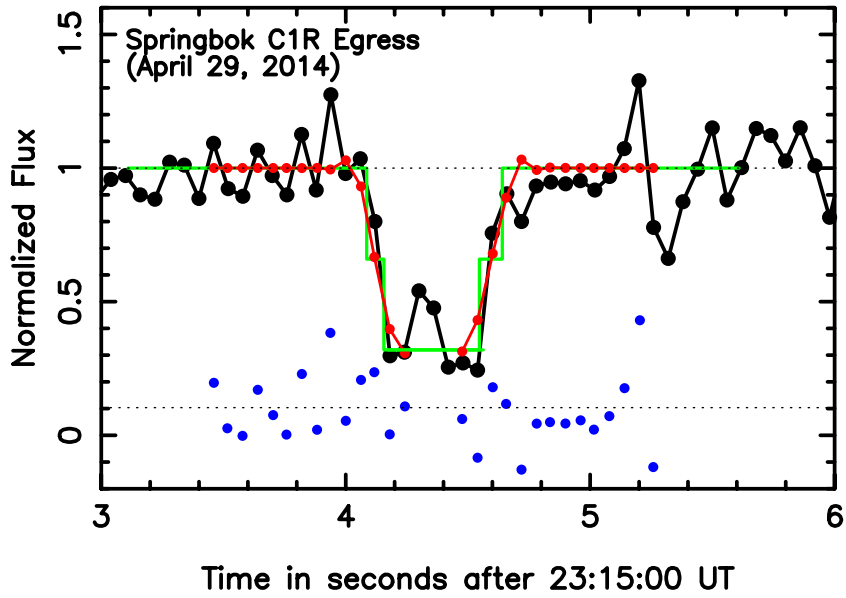


Fig. 10.— Measurement of C1R’s edges sharpnesses with an example taken from the Springbok egress profile (April 29, 2014). The green line is the step-wise model of width  $\Delta w_r$  described in Section 3.5. The red dots are the resulting synthetic points (the blue dots showing the residuals). The sharpness parameters  $\Delta w_r$  shown here are the maximum values that are compatible with the data at the  $1\sigma$  level, with values  $\Delta w_r = 1.2$  km for the left (inner) edge and  $\Delta w_r = 1.5$  km for the right (outer) edge. Table 3 lists the values of  $\Delta w_r$  obtained with the other resolved C1R profiles.

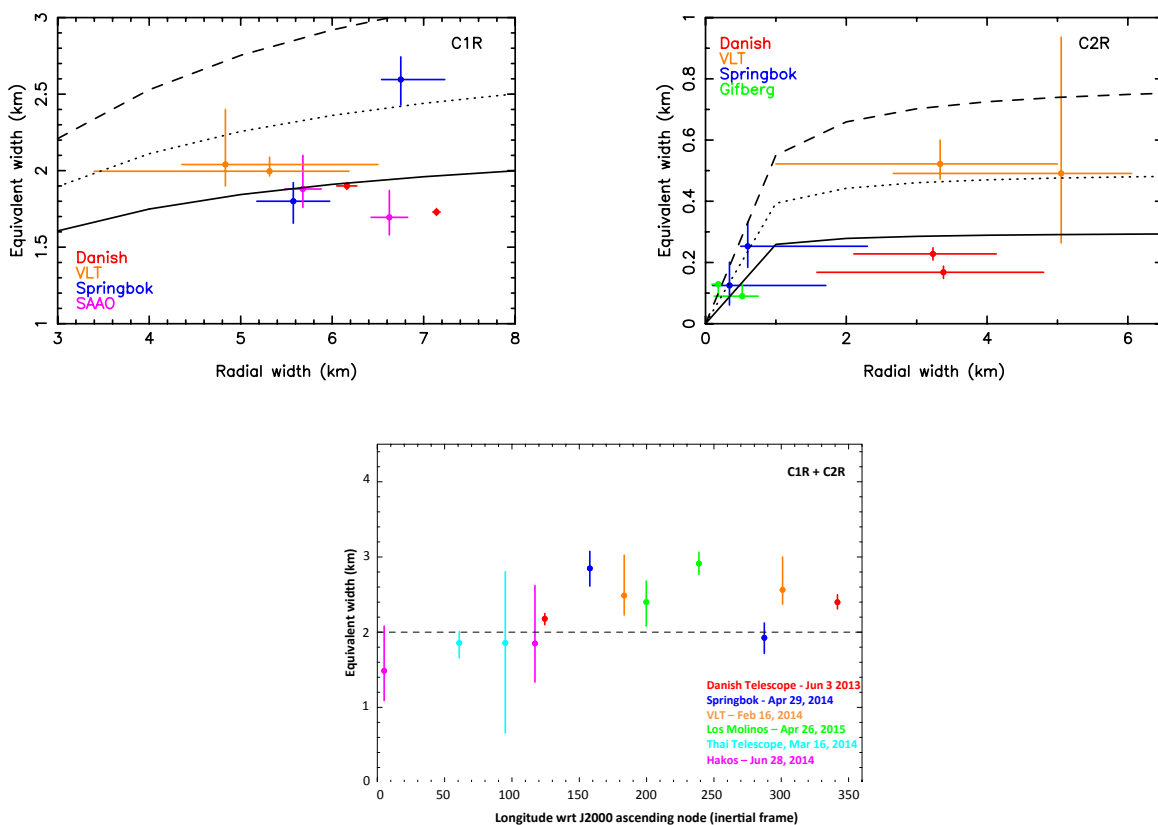


Fig. 11.— *Top left*: Equivalent width  $E_p$  (using Eq. A3) of C1R versus the radial width for resolved events. For information, theoretical lines  $E_p$  vs  $W_r$  expected from a polylayer ring, see Eq 3, have been plotted in black: with  $\bar{A}_\tau = 1.15$  km (solid line),  $\bar{A}_\tau = 1.5$  km (dotted line),  $\bar{A}_\tau = 2.$  km (dashed line). *Top right*: Same for C2R. The black lines are now with  $\bar{A}_\tau = 0.15$  km (solid line),  $\bar{A}_\tau = 0.25$  km (dotted line),  $\bar{A}_\tau = 0.40$  km (dashed line). *Bottom*: the integrated equivalent width  $E_p(1+2)$  of C1R and C2R versus the true longitude  $L$ , counted from the J2000 ring plane ascending node, from our best events (resolved or not). As SAAO detected only a C1R occultation, and Gifberg only a C2R event, they have been removed from the plot. The dashed line indicates the mean value of the data points.

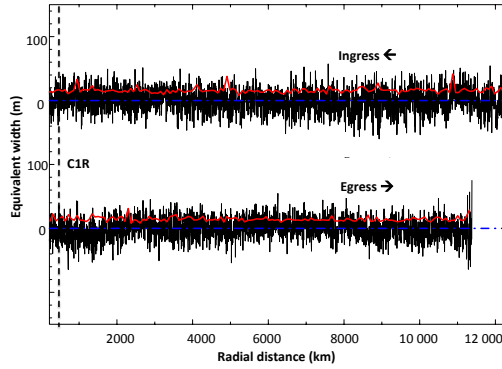


Fig. 12.— Search for faint ring material using the Danish light curve (June 3, 2013 event). Black solid lines: the equivalent width  $E_p$  of possible ring material (Eq. 2) vs. the radial distance (in the ring plane) to Chariklo’s center. The data points corresponding to the detections of the main body and C1R and C2R have been removed for clarity (for comparison  $E_{p,C1R} \sim 2$  km and  $E_{p,C2R} \sim 500$  m - see Table 4). The black vertical dotted line indicates the location of C1R, and the horizontal dash-dotted blue lines mark the zero level for  $E_p$ . Red solid lines: standard deviation ( $1\sigma$  level) of  $E_p(i)$  estimated in bins of width 60 km, see text for details.





# Nomenclature

$(f_c, g_c)$	Centre de l'ellipse correspondant au décalage entre la position prédite et la position réelle de l'objet projeté dans le plan du ciel (en km)
$\delta a$	Variation de demi grand axe
$\delta e$	Variation d'excentricité
$\Delta t$	Durée d'exposition d'une image
$\Delta w_r$	Abruptitude, i.e. largeur nécessaire pour rentrer dans l'anneau et passer de $p = 0$ à $p = p_{app}$
$\delta W_r$	Variation de largeur radiale
$\epsilon'$	Aplatissement de l'ellipse apparente $1 - b'/a'$
$\lambda_F$	Echelle de Fresnel déterminant la longueur caractéristique de la diffraction de Fresnel : $\lambda_F = \sqrt{\lambda D/2}$
$\sigma$	Erreur sur chaque point de mesure
$\tau$	Profondeur optique réelle dans le plan de l'anneau
$\tau_{app}$	Profondeur optique apparente observée dans le plan du ciel
$a$	Demi grand axe de l'ellipse vraie (i.e. de l'objet réel dans le plan de l'objet)
$a'$	Demi grand axe de l'ellipse apparente (i.e. du limbe de l'objet dans le plan du ciel)
$A_\tau$	Profondeur équivalente
$B$	Elévation du plan des anneaux, i.e. angle entre le plan des anneaux et la ligne de visée
$b'$	Demi petit axe de l'ellipse apparente (i.e. du limbe de l'objet dans le plan du ciel)
$E_p$	Largeur équivalente
$L$	Longitude inertielle comptée à partir du noeud ascendant du plan des anneaux à l'époque J2000.
$N$	Nombre de points de données
$P$	Angle de position du demi petit axe apparent du limbe ou des anneaux $b'$
$p$	Opacité réelle dans le plan de l'anneau

$p_{app}$	Opacité apparente vue depuis la Terre dans le plan du ciel.
$p_N$	Opacité locale normale de l'anneau par rapport au plan des anneaux
$q_e$	Gradient d'excentricité dans l'anneau
$t_0$	Temps de l'occultation: temps milieu si on étudie le profil d'un anneau, ou le temps d'immersion ou d'émersion si on étudie le corps central
$v_{\perp}$	Vitesse perpendiculaire au bord de l'anneau dans le plan du ciel de l'étoile par rapport au corps occultant.
$v_{app}$	Vitesse apparente dans le plan du ciel de l'étoile par rapport au corps occultant.
$v_r$	Vitesse radiale dans le plan des anneaux de l'étoile par rapport au corps occultant.
$W_{\perp}$	Largeur perpendiculaire au bord de l'anneau dans le plan du ciel
$W_{app}$	Largeur de l'anneau le long du chemin que l'étoile a parcouru par rapport au corps dans le plan du ciel.
$W_r$	Largeur radiale dans le plan des anneaux
$(\alpha_p, \delta_p)$	Ascension droite et déclinaison du pôle des anneaux
M	Nombre de paramètres libres du modèle

# Bibliographie

- A. Alvarez-Candal, J. L. Ortiz, N. Morales, Y. Jiménez-Teja, R. Duffard, B. Sicardy, V. S. Dhillon, T. Marsh, S. Littlefair, S. Mottola, S. Hellmich, and T. Shahbaz. Stellar occultation by (119951) 2002 KX<sub>14</sub> on April 26, 2012. *Astron. Astrophys.* , 571:A48, November 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424648. 14, I
- I. N. Belskaya, S. Bagnulo, M. A. Barucci, K. Muinonen, G. P. Tozzi, S. Fornasier, and L. Kolokolova. Polarimetry of Centaurs (2060) Chiron, (5145) Pholus and (10199) Chariklo. *Icarus* , 210:472–479, November 2010. doi: 10.1016/j.icarus.2010.06.005. 42
- G. Benedetti-Rossi, B. Sicardy, M. W. Buie, J. L. Ortiz, R. Vieira-Martins, J. M. Keller, F. Braga-Ribas, J. I. B. Camargo, M. Assafin, N. Morales, R. Duffard, A. Dias-Oliveira, P. Santos-Sanz, J. Desmars, A. R. Gomes-Júnior, R. Leiva, J. Bardecker, J. K. Bean, Jr., A. M. Olsen, D. W. Ruby, R. Sumner, A. Thirouin, M. A. Gómez-Muñoz, L. Gutierrez, L. Wasserman, D. Charbonneau, J. Irwin, S. Levine, and B. Skiff. Results from the 2014 November 15th Multi-chord Stellar Occultation by the TNO (229762) 2007 UK<sub>126</sub>. *Astronomical Journal* , 152:156, December 2016. doi: 10.3847/0004-6256/152/6/156. 14, I
- D. Bérard, B. Sicardy, J. I. B. Camargo, J. Desmars, F. Braga-Ribas, J. L. Ortiz, R. Duffard, N. Morales, E. Meza, R. Leiva Espinoza, G. Benedetti-Rossi, M. Assafin, R. Vieira-Martins, F. Colas, J. L. Dauvergne, P. Kervella, J. Lecacheux, L. Maquet, F. Vachier, A. A. Sickafosse, H. Breytenbach, A. Genade, W. Beisker, K. L. Bath, H. J. Bode, V. D. Ivanov, E. Jehin, J. Pollock, G. Tancredi, S. Roland, R. Salvo, L. Vanzi, D. Herald, D. Gault, S. Kerr, H. Pavlov, K. M. Hill, J. Bradshaw, M. A. Barry, A. Cool, B. Lade, A. Cole, B. Giles, J. Broughton, J. Newman, R. Horvart, D. Maybour, D. Giles, L. Davis, R. A. Paton, B. Loader, A. Pennell, P. D. Jaquierey, S. Brilliant, F. Selman, C. Dumas, C. Herrera, G. Carraro, L. Monaco, A. Maury, A. Peyrot, J. P. Teng, A. Richichi, P. Irawati, C. De Witt, P. Schoenau, R. Prager, C. Colazo, R. Melia, J. Spagnotto, A. Blain, S. Bilios, J. Nardon, S. Alonso, A. Román, P. Santos-Sanz, J. L. Rizos, J. L. Maestre, and D. Dunham. The structure of Chariklo’s rings from stellar occultations. *ArXiv e-prints*, June 2017. I
- Y. Boissel, B. Sicardy, F. Roques, P. Gaulme, A. Doressoundiram, T. Widemann, V. D. Ivanov, O. Marco, E. Mason, N. Ageorges, O. Mousis, P. Rousselot, V. S. Dhillon, S. P. Littlefair, T. R. Marsh, M. Assafin, F. Braga Ribas, D. da Silva Neto, J. I. B. Camargo, A. Andrei, R. Vieira Martins, R. Behrend, and M. Kretlow. An exploration of Pluto’s environment through stellar occultations. *Astron. Astrophys.* , 561:A144, January 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201321836. 166, 187, 193

- F. Braga-Ribas, B. Sicardy, F. Colas, J. Lecacheux, A. Maury, J. L. Ortiz, N. Morales, I. de, E. Jehin, J. Manfroid, M. Gillon, M. Assafin, R. Vieira-Martins, J. I. B. Camargo, and C. Harlinton. Stellar Occultation by Transneptunian Object (208996) 2003 AZ84. *Central Bureau Electronic Telegrams*, 2675, March 2011. 14, I
- F. Braga-Ribas, B. Sicardy, J. L. Ortiz, E. Lellouch, G. Tancredi, J. Lecacheux, R. Vieira-Martins, J. I. B. Camargo, M. Assafin, R. Behrend, F. Vachier, F. Colas, N. Morales, A. Maury, M. Emilio, A. Amorim, E. Unda-Sanzana, S. Roland, S. Bruzzone, L. A. Almeida, C. V. Rodrigues, C. Jacques, R. Gil-Hutton, L. Vanzi, A. C. Milone, W. Schoenell, R. Salvo, L. Almenares, E. Jehin, J. Manfroid, S. Spottetti, P. Tanga, A. Klotz, E. Frappa, P. Cacella, J. P. Colque, C. Neves, E. M. Alvarez, M. Gillon, E. Pimentel, B. Giacchini, F. Roques, T. Widemann, V. S. Magalhães, A. Thirouin, R. Duffard, R. Leiva, I. Toledo, J. Capeche, W. Beisker, J. Pollock, C. E. Cedeño Montaña, K. Ivarsen, D. Reichart, J. Haislip, and A. Lacluyze. The Size, Shape, Albedo, Density, and Atmospheric Limit of Transneptunian Object (50000) Quaoar from Multi-chord Stellar Occultations. *Astrophysical. J.* , 773:26, August 2013. doi: 10.1088/0004-637X/773/1/26. 11, 13, 14, 183, I
- 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. *Nature*, 508:72–75, April 2014. doi: 10.1038/nature13155. 11, 42, 45, 46, 47, 53, 58, 70, 75, 80, 83, 84, 87, 89, 93, 95, 98, 99, 100, 102, 103, 109, 115, 117, 120, 130, 154, 156, 165, I
- N. Brosch. The 1985 stellar occultation by Pluto. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 276: 571–578, September 1995. doi: 10.1093/mnras/276.2.571. 13
- M. E. Brown and C. D. Koresko. Detection of Water Ice on the Centaur 1997 CU<sub>26</sub>. *Astrophysical Journal, Letters*, 505:L65–L67, September 1998. doi: 10.1086/311593. 42
- M. E. Brown, A. H. Bouchez, D. Rabinowitz, R. Sari, C. A. Trujillo, M. van Dam, R. Campbell, J. Chin, S. Hartman, E. Johansson, R. Lafon, D. Le Mignant, P. Stomski, D. Summers, and P. Wizinowich. Keck Observatory Laser Guide Star Adaptive Optics Discovery and Characterization of a Satellite to the Large Kuiper Belt Object 2003 EL<sub>61</sub>. *Astrophysical Journal, Letters*, 632:L45–L48, October 2005. doi: 10.1086/497641. 170
- M. E. Brown, C. A. Trujillo, and D. L. Rabinowitz. Discovery of a planetary-sized object in the scattered kuiper belt. *The Astrophysical Journal Letters*, 635(1):L97, 2005. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/635/i=1/a=L97>. 170

- J. I. B. Camargo, R. Vieira-Martins, M. Assafin, F. Braga-Ribas, B. Sicardy, J. Desmars, A. H. Andrei, G. Benedetti-Rossi, and A. Dias-Oliveira. Candidate stellar occultations by Centaurs and trans-Neptunian objects up to 2014. *Astron. Astrophys.* , 561:A37, January 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201322579. 18
- B. Carry. Density of asteroids. , 73:98–118, December 2012. doi: 10.1016/j.pss.2012.03.009. 180
- E. I. Chiang and P. Goldreich. Apse Alignment of Narrow Eccentric Planetary Rings. *Astrophysical J.* , 540:1084–1090, September 2000. doi: 10.1086/309372. 148, 152
- J. N. Cuzzi. Rings of Uranus - Not so thick, not so black. *Icarus* , 63:312–316, August 1985. doi: 10.1016/0019-1035(85)90014-4. 26, 32, 34, 35
- J. Desmars, J. I. B. Camargo, F. Braga-Ribas, R. Vieira-Martins, M. Assafin, F. Vachier, F. Colas, J. L. Ortiz, R. Duffard, N. Morales, B. Sicardy, A. R. Gomes-Júnior, and G. Benedetti-Rossi. Orbit determination of trans-Neptunian objects and Centaurs for the prediction of stellar occultations. *Astron. Astrophys.* , 584:A96, December 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201526498. 18, 19, 188
- A. Dias-Oliveira, B. Sicardy, E. Lellouch, R. Vieira-Martins, M. Assafin, J. I. B. Camargo, F. Braga-Ribas, A. R. Gomes-Júnior, G. Benedetti-Rossi, F. Colas, A. Decock, A. Doressoundiram, C. Dumas, M. Emilio, J. Fabrega Polleri, R. Gil-Hutton, M. Gillon, J. H. Girard, G. K. T. Hau, V. D. Ivanov, E. Jehin, J. Lecacheux, R. Leiva, C. Lopez-Sisterna, L. Mancini, J. Manfroid, A. Maury, E. Meza, N. Morales, L. Nagy, C. Opitom, J. L. Ortiz, J. Pollock, F. Roques, C. Snodgrass, J. F. Soulier, A. Thirouin, L. Vanzi, T. Widemann, D. E. Reichart, A. P. LaCluyze, J. B. Haislip, K. M. Ivarsen, M. Dominik, U. Jørgensen, and J. Skottfelt. Pluto’s Atmosphere from Stellar Occultations in 2012 and 2013. *Astrophysical J.* , 811:53, September 2015. doi: 10.1088/0004-637X/811/1/53. 11, 14, 183, I
- A. Dias-Oliveira, B. Sicardy, J. L. Ortiz, F. Braga-Ribas, R. Leiva, R. Vieira-Martins, G. Benedetti-Rossi, J. I. B. Camargo, M. Assafin, A. R. Gomes-Junior, T. Baug, T. Chandrasekhar, J. Desmars, R. Duffard, P. Santos-Sanz, Z. Ergang, S. Ganesh, Y. Ikari, P. Irawati, J. Jain, Z. Liying, A. Richichi, Q. Shengbang, R. Behrend, Z. Benkhaldoun, N. Brosch, A. Daassou, E. Frappa, A. Gal-Yam, R. Garcia-Lozano, M. Gillon, E. Jehin, S. Kaspi, A. Klotz, J. Lecacheux, P. Mahasena, J. Manfroid, I. Manulis, A. Maury, V. Mohan, N. Morales, E. Ofek, C. Rinner, A. Sharma, S. Spottetti, P. Tanga, A. Thirouin, F. Vachier, T. Widemann, A. Asai, H. Watanabe, H. Watanabe, M. Owada, H. Yamamura, T. Hayamizu, J. Bradshaw, S. Kerr, H. Tomioka, S. Andersson, G. Dangl, T. Haymes, R. Naves, and G Wortmann. Study of the plutino object (208996) 2003 AZ84 from stellar occultations: size, shape and topographic features. *ArXiv e-prints*, May 2017. I
- E. Dotto, M. A. Barucci, C. Leyrat, J. Romon, C. de Bergh, and J. Licandro. Unveiling the nature of 10199 Chariklo: near-infrared observations and modeling. *Icarus* , 164:122–126, July 2003. doi: 10.1016/S0019-1035(03)00103-9. 42

- R. Duffard, N. Pinilla-Alonso, J. L. Ortiz, A. Alvarez-Candal, B. Sicardy, P. Santos-Sanz, N. Morales, C. Colazo, E. Fernández-Valenzuela, and F. Braga-Ribas. Photometric and spectroscopic evidence for a dense ring system around Centaur Chariklo. *Astron. Astrophys.* , 568:A79, August 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424208. 62
- J. L. Elliot. Stellar occultation studies of the solar system. *Ann. Rev. Astron. Astroph.* , 17:445–475, 1979. doi: 10.1146/annurev.aa.17.090179.002305. 13
- J. L. Elliot and P. D. Nicholson. The rings of Uranus. In R. Greenberg and A. Brahic, editors, *IAU Colloq. 75: Planetary Rings*, pages 25–72, 1984. 150, 156
- J. L. Elliot, R. G. French, K. J. Meech, and J. H. Elias. Structure of the Uranian rings. I - Square-well model and particle-size constraints. *Astronomical Journal* , 89: 1587–1603, October 1984. doi: 10.1086/113662. 26, 36, 156, 158
- J. L. Elliot, E. W. Dunham, A. S. Bosh, S. M. Slivan, L. A. Young, L. H. Wasserman, and R. L. Millis. Pluto’s atmosphere. *Icarus* , 77:148–170, January 1989. doi: 10.1016/0019-1035(89)90014-6. 13
- J. L. Elliot, A. Ates, B. A. Babcock, A. S. Bosh, M. W. Buie, K. B. Clancy, E. W. Dunham, S. S. Eikenberry, D. T. Hall, S. D. Kern, S. K. Leggett, S. E. Levine, D. S. Moon, C. B. Olkin, D. J. Osip, J. M. Pasachoff, B. E. Penprase, M. J. Person, S. Qu, J. T. Rayner, L. C. Roberts, C. V. Salyk, S. P. Souza, R. C. Stone, B. W. Taylor, D. J. Tholen, J. E. Thomas-Osip, D. R. Ticehurst, and L. H. Wasserman. The recent expansion of Pluto’s atmosphere. *Nature*, 424:165–168, July 2003. doi: 10.1038/nature01762. 13
- J. L. Elliot, M. J. Person, C. A. Zuluaga, A. S. Bosh, E. R. Adams, T. C. Brothers, A. A. S. Gulbis, S. E. Levine, M. Lockhart, A. M. Zangari, B. A. Babcock, K. Dupré, J. M. Pasachoff, S. P. Souza, W. Rosing, N. Secrest, L. Bright, E. W. Dunham, S. S. Sheppard, M. Kakkala, T. Tilleman, B. Berger, J. W. Briggs, G. Jacobson, P. Valleli, B. Volz, S. Rapoport, R. Hart, M. Brucker, R. Michel, A. Mattingly, L. Zambrano-Marin, A. W. Meyer, J. Wolf, E. V. Ryan, W. H. Ryan, K. Morzinski, B. Grigsby, J. Brimacombe, D. Ragozzine, H. G. Montano, and A. Gilmore. Size and albedo of Kuiper belt object 55636 from a stellar occultation. *Nature*, 465:897–900, June 2010. doi: 10.1038/nature09109. 14
- 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. *Astron. Astrophys.* , 568:L11, August 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424439. 42, 165
- R. G. French, J. L. Elliot, and S. E. Levine. Structure of the Uranian rings. II - Ring orbits and widths. *Icarus* , 67:134–163, July 1986. doi: 10.1016/0019-1035(86)90181-8. 160, 163
- R. G. French, P. D. Nicholson, C. C. Porco, and E. A. Marouf. *Dynamics and structure of the Uranian rings*, pages 327–409. 1991. 36, 148, 150, 152, 158, 177

- R. G. French, P. D. Nicholson, M. M. Hedman, J. M. Hahn, C. A. McGhee-French, J. E. Colwell, E. A. Marouf, and N. J. Rappaport. Deciphering the embedded wave in Saturn's Maxwell ringlet. *Icarus*, 279:62–77, November 2016. doi: 10.1016/j.icarus.2015.08.020. 150
- Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, F. Mignard, R. Drimmel, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, U. Bastian, and et al. Gaia Data Release 1. Summary of the astrometric, photometric, and survey properties. *Astron. Astrophys.*, 595:A2, November 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201629512. 16
- P. Goldreich and S. Tremaine. Towards a theory for the Uranian rings. *Nature*, 277:97–99, January 1979. doi: 10.1038/277097a0. 152
- F. Gourgéot, B. Carry, C. Dumas, F. Vachier, F. Merlin, P. Lacerda, M. A. Barucci, and J. Berthier. Near-infrared spatially resolved spectroscopy of (136108) Haumea's multiple system. *Astron. Astrophys.*, 593:A19, August 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201526423. 183
- A. Guilbert, M. A. Barucci, R. Brunetto, A. Delsanti, F. Merlin, A. Alvarez-Candal, S. Fornasier, C. de Bergh, and G. Sarid. A portrait of Centaur 10199 Chariklo. *Astron. Astrophys.*, 501:777–784, July 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200911660. 42
- J. Horner, N. W. Evans, and M. E. Bailey. Simulations of the population of Centaurs - I. The bulk statistics. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 354:798–810, November 2004a. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08240.x. 10
- J. Horner, N. W. Evans, and M. E. Bailey. Simulations of the population of Centaurs - II. Individual objects. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 355:321–329, December 2004b. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08342.x. 10
- W. B. Hubbard, D. M. Hunten, S. W. Dieters, K. M. Hill, and R. D. Watson. Occultation evidence for an atmosphere on Pluto. *Nature*, 336(6198):452–454, Dec 1988. doi: 10.1038/336452a0. URL <https://doi.org/10.1038%2f336452a0>. 13
- P. Kervella, F. Thévenin, E. Di Folco, and D. Ségransan. The angular sizes of dwarf stars and subgiants. Surface brightness relations calibrated by interferometry. *Astron. Astrophys.*, 426:297–307, October 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20035930. 62
- R. Leiva, B. Sicardy, J. I. B. Camargo, J. L. Ortiz, J. Desmars, D. Bérard, E. Lellouch, E. Meza, P. Kervella, C. Snodgrass, R. Duffard, N. Morales, A. R. Gomes-Júnior, G. Benedetti-Rossi, R. Vieira-Martins, F. Braga-Ribas, M. Assafin, F. Colas, C. De Witt, A. Sickafoose, H. Breytenbach, J. L. Dauvergne, P. Schoenau, L. Maquet, K. L. Bath, H. J. Bode, A. Cool, B. Lade, S. Kerr, and D. and Herald. Size and shape of Chariklo from multi-epoch stellar occultations. *Submitted to Astrophysical J.*, 2017. 148, 165, 184, 187, I
- H. F. Levison and A. Morbidelli. The formation of the Kuiper belt by the outward transport of bodies during Neptune's migration. *Nature*, 426:419–421, November 2003. doi: 10.1038/nature02120. 10



- I. Mosqueira and P. R. Estrada. Apse Alignment of the Uranian Rings. *Icarus* , 158: 545–556, August 2002. doi: 10.1006/icar.2002.6878. 152
- 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. *Nature*, 491:566–569, November 2012. doi: 10.1038/nature11597. 14, 180, I
- J. L. Ortiz, P. Santos-Sanz, B. Sicardy, G. Benedetti-Rossi, D. Bérard, N. Morales, R. Duffard, F. Braga-Ribas, C. Hopp, U. and Ries, V. Nascimbeni, F. Marzari, V. Granata, A. Pál, C. Kiss, T. Pribulla, R. Komžík, K. Hornoch, P. Pravec, P. Bacci, M. Maestripieri, L. Nerli, L. Mazzei, M. Bachini, F. Martinelli, G. Succi, F. Ciabattari, H. Mikuz, A. Carbognani, B. Gaehrken, S. Mottola, S. Hellmich, F. L. Rommel, E. Fernández-Valenzuela, A. Campo Bagatin, S. Cikota, A. Cikota, J. Lecacheux, R. Vieira-Martins, J. I. B. Camargo, M. Assafin, F. Colas, R. Behrend, J. Desmars, E. Meza, A. Alvarez-Candal, W. Beisker, A. R. Gomes-Júnior, B. E. Morgado, F. Roques, F. Vachier, J. Berthier, T. G. Mueller, J. M. Madiedo, O. Unsalan, E. Sonbas, N. Karaman, O. Erece, D. T. Koseoglu, T. Ozisik, S. Kalkan, Y. Guney, M. S. Niaei, O. Satir, C. Yesilyaprak, C. Puskullu, A. Kabas, O. Demircan, J. Alikakos, V. Charmandaris, G. Leto, J. Ohlert, J. M. Christille, R. Szakáts, A. Takácsné Farkas, E. Varga-Verebélyi, G. Marton, A. Marciniak, A. Bartczak, T. Santana-Ros, M. Butkiewicz-Bąk, D. Dudziński, V. Alí-Lagoa, K. Gazeas, L. Tzouganatos, N. Paschalis, V. Tsamis, A. Sánchez-Lavega, S. Pérez-Hoyos, R. Hueso, J. C. Guirado, V. Peris, and R. Iglesias-Marzoa. The size, shape, density and ring of the dwarf planet Haumea from a stellar occultation. *In Revision Nature*, 2017. 171, 174, 180, 183, 184, I
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. 1992. 45, 48, 154
- D. L. Rabinowitz, K. Barkume, M. E. Brown, H. Roe, M. Schwartz, S. Tourtellotte, and C. Trujillo. Photometric Observations Constraining the Size, Shape, and Albedo of 2003 EL61, a Rapidly Rotating, Pluto-sized Object in the Kuiper Belt. *Astrophysical J.* , 639:1238–1251, March 2006. doi: 10.1086/499575. 170, 180
- D. Ragozzine and M. E. Brown. Orbits and Masses of the Satellites of the Dwarf Planet Haumea (2003 EL61). *Astronomical Journal* , 137:4766–4776, June 2009. doi: 10.1088/0004-6256/137/6/4766. 170, 180
- F. Roques, M. Moncuquet, and B. Sicardy. Stellar occultations by small bodies -

- Diffraction effects. *Astronomical Journal*, 93:1549–1558, June 1987. doi: 10.1086/114438. 26, 27, 32
- P. Santos-Sanz, R. G. French, N. Pinilla-Alonso, J. Stansberry, Z-Y. Lin, Z-W. Zhang, E. Vilenius, Th. Müller, J. L. Ortiz, F. Braga-Ribas, A. Bosh, R. Duffard, E. Lellouch, G. Tancredi, L. Young, Stefanie N. Milam, and the JWST “Occultations” Focus Group. James webb space telescope observations of stellar occultations by solar system bodies and rings. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128(959):018011, 2016. URL <http://stacks.iop.org/1538-3873/128/i=959/a=018011>. 12
- B. Sicardy, T. Widemann, E. Lellouch, C. Veillet, J.-C. Cuillandre, F. Colas, F. Roques, W. Beisker, M. Kretlow, A.-M. Lagrange, E. Gendron, F. Lacombe, J. Lecacheux, C. Birnbaum, A. Fienga, C. Leyrat, A. Maury, E. Raynaud, S. Renner, M. Schultheis, K. Brooks, A. Delsanti, O. R. Hainaut, R. Gilmozzi, C. Lidman, J. Spyromilio, M. Rapaport, P. Rosenzweig, O. Naranjo, L. Porras, F. Díaz, H. Calderón, S. Carrillo, A. Carvajal, E. Recalde, L. G. Cavero, C. Montalvo, D. Barría, R. Campos, R. Duffard, and H. Levato. Large changes in Pluto’s atmosphere as revealed by recent stellar occultations. *Nature*, 424:168–170, July 2003. doi: 10.1038/nature01766. 13
- B. Sicardy, J. L. Ortiz, M. Assafin, E. Jehin, A. Maury, E. Lellouch, R. G. Hutton, F. Braga-Ribas, F. Colas, D. Hestroffer, J. Lecacheux, F. Roques, P. Santos-Sanz, T. Widemann, N. Morales, R. Duffard, A. Thirouin, A. J. Castro-Tirado, M. Jelínek, P. Kubánek, A. Sota, R. Sánchez-Ramírez, A. H. Andrei, J. I. B. Camargo, D. N. da Silva Neto, A. R. Gomes, R. V. Martins, M. Gillon, J. Manfroid, G. P. Tozzi, C. Harlinton, S. Saravia, R. Behrend, S. Mottola, E. G. Melendo, V. Peris, J. Fabregat, J. M. Madiedo, L. Cuesta, M. T. Eibe, A. Ullán, F. Organero, S. Pastor, J. A. de Los Reyes, S. Pedraz, A. Castro, I. de La Cueva, G. Muler, I. A. Steele, M. Cebrián, P. Montañés-Rodríguez, A. Oscoz, D. Weaver, C. Jacques, W. J. B. Corradi, F. P. Santos, W. Reis, A. Milone, M. Emilio, L. Gutiérrez, R. Vázquez, and H. Hernández-Toledo. A Pluto-like radius and a high albedo for the dwarf planet Eris from an occultation. *Nature*, 478:493–496, October 2011. doi: 10.1038/nature10550. 11, 14, 183, I
- B. Sicardy, G. Benedetti-Rossi, M. W. Buie, M. Langlois, E. Lellouch, J. I. B. Camargo, F. Braga-Ribas, R. Duffard, J. L. Ortiz, D. Bérard, E. Meza, A. Boccaletti, D. Bockelée-Morvan, C. Dumas, and D. Gratadour. Observations of Chariklo’s rings in 2015. *European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France, Online at* <http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015/EPSC2015> *>* <http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015> *</A>*, *id.EPSC2015-750*, 10:EPSC2015-750, October 2015a. 190
- B. Sicardy, M. W. Buie, G. Benedetti-Rossi, F. Braga-Ribas, J. I. Bueno de Camargo, R. Duffard, J. L. Ortiz, D. Gratadour, and C. Dumas. Constraints on Chariklo’s rings from HST and VLT observations. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 47 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, page 104.01, November 2015b. 190

- B. Sicardy, M. El Moutamid, A. C. Quillen, P. M. Schenk, M. R. Showalter, and K. Walsh. Rings beyond the giant planets. *ArXiv e-prints*, December 2016a. 11, 150, I
- B. Sicardy, J. Talbot, E. Meza, J. I. B. Camargo, J. Desmars, D. Gault, D. Herald, S. Kerr, H. Pavlov, F. Braga-Ribas, M. Assafin, G. Benedetti-Rossi, A. Dias-Oliveira, A. R. Gomes-Júnior, R. Vieira-Martins, D. Bérard, P. Kervella, J. Lecacheux, E. Lellouch, W. Beisker, D. Dunham, M. Jelínek, R. Duffard, J. L. Ortiz, A. J. Castro-Tirado, R. Cunniffe, R. Querel, P. C. Yock, A. A. Cole, A. B. Giles, K. M. Hill, J. P. Beaulieu, M. Harnisch, R. Jansen, A. Pennell, S. Todd, W. H. Allen, P. B. Graham, B. Loader, G. McKay, J. Milner, S. Parker, M. A. Barry, J. Bradshaw, J. Broughton, L. Davis, H. Devillepoix, J. Drummond, L. Field, M. Forbes, D. Giles, R. Glassey, R. Groom, D. Hooper, R. Horvat, G. Hudson, R. Idaczyk, D. Jenke, B. Lade, J. Newman, P. Nosworthy, P. Purcell, P. F. Skilton, M. Streamer, M. Unwin, H. Watanabe, G. L. White, and D. Watson. Pluto's Atmosphere from the 2015 June 29 Ground-based Stellar Occultation at the Time of the New Horizons Flyby. *Astrophysical Journal, Letters*, 819:L38, March 2016b. doi: 10.3847/2041-8205/819/2/L38. 14, 183
- J. A. Stansberry, W. M. Grundy, M. Mueller, S. D. Benecchi, G. H. Rieke, K. S. Noll, M. W. Buie, H. F. Levison, S. B. Porter, and H. G. Roe. Physical properties of trans-neptunian binaries (120347) Salacia-Actaea and (42355) Typhon-Echidna. *Icarus*, 219:676–688, June 2012. doi: 10.1016/j.icarus.2012.03.029. 180
- M. S. Tiscareno and R. Malhotra. The Dynamics of Known Centaurs. *Astronomical Journal*, 126:3122–3131, December 2003. doi: 10.1086/379554. 10
- G. T. van Belle. Predicting Stellar Angular Sizes. *Publi. of the Astron. Soc. of the Pacific*, 111:1515–1523, December 1999. doi: 10.1086/316462. 29
- T. Widemann, B. Sicardy, R. Dusser, C. Martinez, W. Beisker, E. Bredner, D. Dunham, P. Maley, E. Lellouch, J.-E. Arlot, J. Berthier, F. Colas, W. B. Hubbard, R. Hill, J. Lecacheux, J.-F. Lecampion, S. Pau, M. Rapaport, F. Roques, W. Thuillot, C. R. Hills, A. J. Elliott, R. Miles, T. Platt, C. Cremaschini, P. Dubreuil, C. Cavadore, C. Demeautis, P. Henriquet, O. Labrevoir, G. Rau, J.-F. Coliac, J. Piraux, C. Marlot, C. Marlot, F. Gorry, C. Sire, B. Bayle, E. Simian, A. M. Blommers, J. Fulgence, C. Leyrat, C. Sauzeaud, B. Stephanus, T. Rafaelli, C. Buil, R. Delmas, V. Desnoux, C. Jasinski, A. Klotz, D. Marchais, M. Rieugnié, G. Bouderand, J.-P. Cazard, C. Lambin, P.-O. Pujat, F. Schwartz, P. Burlot, P. Langlais, S. Rivaud, E. Brochard, P. Dupouy, M. Lavayssière, O. Chaptal, K. Daifallah, C. Clarasso-Llauger, J. Aloy Doménech, M. Gabaldá-Sánchez, X. Otazu-Porter, D. Fernández, E. Masana, A. Ardanuy, R. Casas, J. A. Ros, F. Casarramona, C. Schnabel, A. Roca, C. Labordena, O. Canales-Moreno, V. Ferrer, L. Rivas, J. L. Ortiz, J. Fernández-Arozena, L. L. Martín-Rodríguez, A. Cidadão, P. Coelho, P. Figueredo, R. Gonçalves, C. Marciano, R. Nunes, P. Ré, C. Saraiva, F. Tonel, J. Clérigo, C. Oliveira, C. Reis, B. M. Ewen-Smith, S. Ward, D. Ford, J. Gonçalves, J. Porto, J. Laurindo Sobrinho, F. Teodoro de Gois, M. Joaquim, J. Afonso da Silva Mendes, E. van Ballegoij, R. Jones, H. Callender, W. Sutherland, S. Bumgarner, M. Imbert, B. Mitchell, J. Lockhart, W. Barrow, D. Cornwall, A. Arnal, G. Eleizalde, A. Valencia, V. Ladino, T. Lizardo,

- C. Guillén, G. Sánchez, A. Peña, S. Radaelli, J. Santiago, K. Vieira, H. Mendt, P. Rosenzweig, O. Naranjo, O. Contreras, F. Díaz, E. Guzmán, F. Moreno, L. Omar Porras, E. Recalde, M. Mascaró, C. Birnbaum, R. Cósias, E. López, E. Pallo, R. Percz, D. Pulupa, X. Simbaña, A. Yajamín, P. Rodas, H. Denzau, M. Kretlow, P. Valdés Sada, R. Hernández, A. Hernández, B. Wilson, E. Castro, and J. M. Winkel. Titanian's radius and an upper limit on its atmosphere from the September 8, 2001 stellar occultation. *Icarus* , 199:458–476, February 2009. doi: 10.1016/j.icarus.2008.09.011. 13
- N. Zacharias, C. T. Finch, T. M. Girard, A. Henden, J. L. Bartlett, D. G. Monet, and M. I. Zacharias. The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4). *Astronomical Journal* , 145:44, February 2013. doi: 10.1088/0004-6256/145/2/44. 16