



HAL
open science

DÉTECTION DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES PAR LA MÉTHODE DES MICROLENTILLES GRAVITATIONNELLES ET ATMOSPHÈRES PLANÉTAIRES

Virginie Batista

► **To cite this version:**

Virginie Batista. DÉTECTION DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES PAR LA MÉTHODE DES MICROLENTILLES GRAVITATIONNELLES ET ATMOSPHÈRES PLANÉTAIRES. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT: . tel-00586431

HAL Id: tel-00586431

<https://theses.hal.science/tel-00586431>

Submitted on 15 Apr 2011

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.

UNIVERSITÉ PARIS PIERRE ET MARIE CURIE (Paris 6)

ÉCOLE DOCTORALE

Astronomie et Astrophysique

SPÉCIALITÉ

Astronomie et Astrophysique

VIRGINIE BATISTA

**DÉTECTION DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES PAR LA MÉTHODE
DES MICROLENTILLES GRAVITATIONNELLES ET ATMOSPÈRES
PLANÉTAIRES**

Thèse dirigée par Dr Jean-Philippe Beaulieu

à l'Institut d'Astrophysique de Paris

Soutenue le 30 novembre 2010

MEMBRES DU JURY

Dr Bruno Sicardy	Président
Dr Jean-Luc Beuzit	Rapporteur
Dr James Rich	Rapporteur
Dr Andrew Gould	Examineur
Dr Giovanna Tinetti	Examineur
Dr Jean-Philippe Beaulieu	Directeur

Remerciements

Je remercie tout d'abord très chaleureusement Jean-Philippe Beaulieu, qui a dirigé ma thèse et m'a apporté énormément. Ce fut un plaisir de travailler à ses côtés. Il a toujours tout mis en oeuvre pour me donner les moyens de mener à bien mes projets. J'ai aussi beaucoup apprécié son imperturbable bonne humeur et sa grande capacité d'écoute.

Je tiens à exprimer également une profonde gratitude envers Andy Gould. Au cours de mes nombreuses collaborations avec lui, il m'a appris à ne jamais lâcher prise et à pousser toujours plus loin la compréhension des phénomènes observés. Je remercie aussi Subo Dong, qui m'a permis d'utiliser certains de ses codes et m'a beaucoup appris sur les méthodes numériques de résolution de problèmes de microlentilles.

Merci également à Giovanna Tinetti, qui n'a pas hésité à me proposer une collaboration sur un thème relativement éloigné de mon sujet d'origine, et grâce à qui, avec Jean-Philippe, j'ai pu diversifier mes travaux de recherche.

Je remercie mes rapporteurs Jim Rich et Jean-Luc Beuzit qui ont effectué une lecture détaillée et critique de mon manuscrit. Je remercie également les membres du jury pour leur présence et pour les échanges qui ont suivi la soutenance.

Merci à John Greenhill qui m'a accueillie en Tasmanie à plusieurs reprises, que ce soit pour observer depuis Canopus, pour initier une collaboration avec l'université d'Hobart ou encore pour partir à la découverte de cette île superbe en voilier. Là-bas, j'ai passé des moments inoubliables en compagnie de John et Julia, Arnaud, Daniel, Noé, Dave, Stefan, Sandra et Spoon.

Au sein du laboratoire de l'IAP, je remercie affectueusement Jérôme, qui fut l'une des premières personnes que j'ai cotoyées et qui est devenu par la suite un ami précieux, aussi disponible pour faire la fête que pour me proposer son aide. Merci également à Marc, dont l'humour pince sans rire était d'une grande fraîcheur et dont la compagnie me fût très agréable. Et merci à tous les deux pour votre soutien et vos commentaires pertinents sur mon manuscrit de thèse. Je remercie également chaleureusement Jean-Baptiste, pour sa

bonne humeur et ses jeux de mots subtiles. Par ailleurs, il connait beaucoup mieux que moi la psychologie des Macs et je lui ai souvent envoyé le mien en consultation.

Un grand merci pour finir à tous ceux qui m'ont soutenue tout au long de ma thèse et bien au delà, ma famille et mes amis. Thomas, dont le soutien a été si important pour moi qu'il serait difficile de l'exprimer en quelques mots. Arnaud, mon fidèle ami du grand n'importe quoi. Marie, Yannick, Sylvain, Cynthia, Mireille, Mariangela, Marianna et bien d'autres.

Resumé

Au cours des 15 dernières années, plus de 500 exoplanètes ont été détectées, révélant l'existence de systèmes souvent très différents du nôtre. Ces découvertes ont profondément affecté notre compréhension des mécanismes de formation des systèmes planétaires et de leur évolution dynamique. Aujourd'hui, les deux défis principaux sont d'estimer l'abondance des planètes jusqu'aux masses telluriques et d'effectuer la transition de la détection à la caractérisation des exoplanètes. Cette thèse apporte une contribution sur les deux aspects, détection d'exoplanètes par microlentilles gravitationnelles et de molécules dans les atmosphères. Les microlentilles gravitationnelles ont permis de détecter 20 exoplanètes (publiées ou en cours de publication), incluant deux super-Terres de 3.2 et 5.5 M_{\oplus} . Bien que ce nombre soit modeste, cette technique permet l'exploration de systèmes inaccessibles via d'autres méthodes, ayant son maximum de sensibilité au-delà de la limite des glaces. Nous détaillons tout d'abord l'analyse d'un événement de haute amplification et sa sensibilité à la présence potentielle d'une planète. Avec une étoile à 5.5 kpc du système solaire, un compagnon de type terrestre orbitant à quelques UA aurait pu être détecté. Cette analyse d'efficacité de détection a contribué à une étude plus large visant à estimer l'abondance de planètes au sein de la Galaxie, montrant que les Saturne glacées sont abondantes. Nous traitons ensuite d'un événement impliquant une planète massive orbitant une étoile naine et discutons de la faible probabilité d'existence d'un tel système selon les théories de formation planétaire du modèle d'accrétion de coeur. La prise en compte d'effets du second ordre dans la modélisation de cet événement, doublée d'une analyse bayésienne à partir des distributions de vitesse et de luminosité des étoiles de la Galaxie, a permis de contraindre la dynamique du système. Enfin, la découverte d'une planète de type Neptune dont j'ai participé à la détection est présentée. Sur le thème des atmosphères planétaires, nous présentons l'analyse du Jupiter chaud HD209458b basée sur des mesures de transits primaires par Spitzer dans l'infrarouge. J'ai développé un algorithme de type MCMC adapté aux courbes de transits afin d'estimer les paramètres physiques et orbitaux de la planète. Ces paramètres constituent alors des données d'entrée pour les modèles d'atmosphère planétaire. Le spectre en transmission de HD209458b est dominé par l'absorption de vapeur d'eau.

Mots clés : exoplanètes, détection, microlentilles, transits, atmosphères.

Abstract

In the last 15 years, more than 500 exoplanets have been discovered, revealing systems very different from our solar system. These discoveries have modified our understanding of planetary systems formation and evolution. Nowadays, the two principal challenges are the estimation of planet abundance and the characterization of exoplanets. This thesis examines two different aspects of the exoplanets research : the first and main aspect in this thesis is the detection of exoplanets via the microlensing and it is illustrated by the analysis of 3 events. The second one is the detection of molecules in the atmospheres of exoplanets, with the analysis of a hot Jupiter's atmosphere. Microlensing has led to the detection of 20 exoplanets (published and in preparation), including two super Earth-like planets of 3.2 and 5.5 M_{\oplus} . Even if this number is modest, this technique allows the exploration of regions of parameter space regions that are not accessible to any other methods. We first detail the analysis of a high magnification event and its sensitivity to the presence of a planet. With a star at 5.5 kpc from us, an Earth-like companion orbiting at several AU from its star could have been detected. This detection efficiency analysis has contributed to a larger study that gives an estimate of the abundance of giants in our Galaxy. We then present a planetary event that implies a massive planet orbiting an M dwarf and discuss the low probability of such a system according to the planetary formation theory. Taking into account some higher-order effects, such as orbital motion and parallax, combined with a Bayesian analysis, permits to constrain the dynamics of the system. Moreover, additional adaptive-optics data have been taken and give more constraints on the host star mass. Finally, a cold-Neptune detection in which I participated is presented. On the theme of planetary atmospheres, we present in part 2 the analysis of a hot Jupiter-like planet, HD209458b, and in particular the detection of water in its atmosphere, based on primary transit measurements by Spitzer. I developed an MCMC algorithm adapted to transit light curves to estimate the orbital and physical planet characteristics. These characteristics are then considered as inputs in the atmosphere models. The transmission spectrum of HD209458b is dominated by water absorption.

Key words : exoplanets, detection, microlensing, transits, atmospheres.

Table des matières

Introduction générale	10
I Recherche de planètes extrasolaires par la méthode de microlentilles gravitationnelles	14
1 Introduction	15
1.1 Emergence du concept et premières détections de microlentilles gravitationnelles	15
1.2 Découvertes d'exoplanètes par microlentilles gravitationnelles	17
1.2.1 Réseaux d'alertes et de suivi des microlentilles	18
1.2.2 Evènements de haute amplification	19
1.2.3 Planètes découvertes à ce jour	21
2 Modélisation des microlentilles gravitationnelles	25
2.1 Principe et généralités	25
2.2 Géométrie et équation des lentilles	26
2.3 Images de la source et amplification	28
2.3.1 Lentille simple	28
2.3.2 Lentilles multiples	31
2.3.3 Lentilles binaires	33
2.3.4 Paramètres des modèles et ajustement aux données observationnelles	38
2.3.5 Exemples de courbes de lumière	41
2.3.6 Effets de source étendue	41
2.3.7 Effets de parallaxe	47
2.3.8 Source binaire	51
2.3.9 Mouvement orbital des lentilles multiples	56
3 Efficacité de détection et contraintes sur l'abondance de planètes	60
3.1 Efficacité de détection : méthode	62
3.2 OGLE-2007-BLG-050	64
3.3 Analyse statistique de la fréquence de planètes dans le cadre des évènements de haute amplification	81
4 MOA-2009-BLG-387 : une planète massive orbitant une étoile naine de	

type M	85
4.1 Description de l'évènement	85
4.2 Contexte	86
4.3 Théories de formation planétaire	88
4.3.1 Formation des systèmes planétaires par accrétion de coeur	88
4.3.2 Formation des systèmes planétaires par effondrement gravitationnel	91
4.4 Modélisation de l'évènement	91
4.4.1 Effets de taille finie de source	92
4.4.2 Dégénérescence entre la parallaxe et le mouvement orbital	93
4.4.3 Analyse Bayésienne	94
4.5 Conclusion et résultats	99
5 OGLE-2007-BLG-368Lb : une Neptune froide orbitant une étoile naine de type K	119
6 Conclusion et perspectives	134
6.1 Perspectives et projets futurs	138
II Détection de molécules dans les atmosphères de planètes extrasolaires	140
7 Généralités	141
7.1 Introduction	141
7.2 Principe	144
7.3 Théorie et modélisation	144
7.3.1 Opacité	145
7.3.2 Nuages	146
7.3.3 Modèles de Tinetti et al. (2007a)	147
8 Détection de l'eau dans l'atmosphère de HD209458b	149
8.1 Réduction des données	150
8.2 Ajustement de la courbe de lumière : Markov Chain Monte Carlo	151
8.2.1 Modèle d'atmosphère et résultats	154
8.3 Conclusions de l'article	156
8.4 Perspectives	156
Annexes	172
A Constantes	172
B Réseau de télescopes de suivi d'alertes	173
C Méthodes numériques de résolution de problèmes de microlentille	175

C.1	Equation polynomiale des lentilles binaires	175
C.2	Résolution des problèmes de lentilles binaires avec effets de source étendue	177
C.2.1	Théorème de Stokes	177
C.2.2	Cartes d'amplification et lancé de rayons	177
C.2.3	Loop linking	178
D	Liste de publications	180
E	Publications citées dans la thèse en co-auteur	183
	Bibliographie	216

Introduction générale

"Imaginer, c'est hausser le réel d'un ton"

G. Bachelard

En 1968, l'astronaute William Anders de la mission Apollo 8 prit une photographie de la Terre depuis sa position en orbite autour de la Lune. Ce cliché a marqué les esprits du fait de son point de vue inédit, révélant ainsi, de l'extérieur, l'unité, la beauté et la fragilité de notre planète. Elle a fait naître avec elle une question : comment notre monde est-il perçu depuis des distances lointaines ? Les avancées remarquables des 15 dernières années y ont apporté une réponse, par les nombreuses découvertes de systèmes planétaires bien au delà de notre système solaire. L'exploration des systèmes extrasolaires est motivée à présent par la recherche de planètes capables d'accueillir la vie au même titre que la Terre.

En 1995, une étoile très similaire au Soleil, dans la constellation de Pégase, a montré des variations périodiques de sa vitesse radiale en réponse à l'attraction gravitationnelle par une planète en orbite autour de celle-ci. Ce fut la première planète découverte par la méthode dite des vitesses radiales (Mayor & Queloz 1995). Il s'agissait d'une planète aussi massive que Jupiter, orbitant autour de son étoile en seulement 4 jours. Cette découverte montra à la fois l'existence d'autres systèmes planétaires et le fait que ces derniers pouvaient être très différents du notre. A ce jour, presque 500 exoplanètes ont été découvertes, avec un large spectre de masses, allant de quelques unités à plusieurs centaines de fois la masse de la Terre¹. La méthode de détection par vitesses radiales a multiplié ces découvertes depuis 1995, ce qui en fait à ce jour celle qui recense le plus grand nombre de planètes. On peut aussi détecter de faibles variations du flux lumineux d'une étoile lorsqu'elle est transitée par une planète. C'est la technique de détection par transit actuellement exploitée avec succès à bord des missions spatiales COROT et Kepler. Par ailleurs, des planètes ont récemment été découvertes depuis le sol et l'espace par imagerie directe. Enfin, on peut également sonder des systèmes planétaires par la méthode des microlentilles gravitationnelles, lorsque les rayons lumineux d'une source d'arrière plan sont défléchis par le champ gravitationnel du système en premier plan.

Ces dix dernières années, la méthode de microlentilles gravitationnelles a donné lieu à la détection de 10 exoplanètes (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Gaudi et al. 2008; Bennett 2008; Janczak et al. 2010; Sumi et al. 2010) (ainsi que 10 autres en cours de publication) et a permis l'exploration de populations d'étoiles hôtes et de planètes qui ne sont pas sondées par d'autres méthodes de détection. En effet, étant donné que l'efficacité de détection des microlentilles ne dépend pas de la luminosité de l'étoile hôte, cela permet de sonder quasiment tous les types d'étoiles et ce à des distances très lointaines au sein de la Galaxie. En particulier, les microlentilles sont un excellent moyen pour explorer les naines de type M, qui sont les étoiles les plus

¹les méthodes de détection sont décrites sur le site : <http://exoplanet.eu/>, qui recense toutes les planètes découvertes à ce jour et les références associées.

communes dans notre Galaxie, qui par ailleurs ne sont pas facilement accessibles par d'autres méthodes de détection. Enfin, les microlentilles ont une sensibilité maximale aux planètes situées au delà de la limite des glaces (1-5 UA) (dans le système solaire la limite est ~ 2.5 UA), où les géantes (Jupiter, Saturne, Neptune et Uranus) se sont formées. A titre de comparaison, par détection directe on commence aujourd'hui à découvrir des planètes jeunes et massives entre 10 et 60 UA, et par vitesses radiales, on détecte des super Jupiters sont des orbites de quelques UA.

La recherche de planètes extrasolaires par la méthode des microlentilles gravitationnelles représente le sujet principal de ma thèse. Mes travaux associés sont présentés dans la partie I. Sur ce thème, j'ai travaillé au sein de la collaboration PLANET, et ce, principalement sur la modélisation d'évènements de microlentilles. Mes travaux ont notamment contribué à raffiner les outils et méthodes de modélisation des évènements de microlentilles. L'élaboration de modèles complexes permet aujourd'hui d'estimer de nouvelles caractéristiques physiques des systèmes étudiés et non plus seulement le rapport de masse planète/étoile et la distance projetée entre ces deux corps. Un autre aspect important sur lequel j'ai travaillé est l'évaluation de l'efficacité de détection de la méthode des microlentilles. Les systèmes détectés via cette technique peuplent l'ensemble de la Galaxie, aussi bien dans le bulbe que dans le disque. Les microlentilles constituent de ce fait un excellent outil pour établir des distributions statistiques de population de planètes au sein de la Galaxie. Par conséquent, il est essentiel d'évaluer de façon objective le potentiel de la méthode et les différents biais qui peuvent affecter les résultats. Enfin, je me suis attachée à replacer les études microlentilles que j'ai menées dans un cadre plus général, en créant notamment des liens avec les théories de formation et de migration planétaire.

L'un des évènements que j'ai modélisé, OGLE-2007-BLG-050 (Batista et al. 2009), est un évènement de haute amplification, présentant des effets très prononcés de source étendue, ainsi qu'un signal important de parallaxe. Son analyse est présentée dans le chapitre 3. Cet évènement ne présente pas de signature planétaire, mais son excellente couverture observationnelle en fait un bon candidat pour analyser l'efficacité de détection en microlentilles. Les résultats obtenus ont alimenté une étude plus générale des évènements de haute amplification avec et sans planètes (Gould et al. 2010), fournissant une première estimation de l'abondance des planètes géantes froides dans la Galaxie.

J'ai par la suite eu en charge la modélisation d'une planète de type Jupiter découverte en 2009, MOA-2009-BLG-387Lb (Batista et al. 2010, en préparation). Il s'agit d'un système relativement rare eu égard aux prédictions des théories de formation planétaire car il est composé d'une planète géante de masse supérieure à celle de Jupiter orbitant une étoile naine. Dans cette analyse, la prise en compte du mouvement orbital de la planète au cours de l'évènement ainsi que des effets de parallaxe a révélé l'existence d'une dégénérescence entre deux composantes de ces effets. Etant donné cette dégénérescence, une analyse Bayésienne a également été effectuée. Des observations additionnelles avec l'instrument NACO du VLT ont aussi apporté des contraintes sur les caractéristiques

physiques du système. Les résultats et méthodes sont présentés dans le chapitre 4.

Par ailleurs, j'ai participé aux campagnes d'observation et de réduction de données, trois années consécutives, depuis l'observatoire de Tasmanie. En 2007, en complément des observations depuis l'Afrique du Sud et la Nouvelle-Zélande, j'ai observé depuis Canopus (Tasmanie) l'anomalie qui a permis la détection de OGLE-2007-BLG-368Lb (Sumi et al. 2010), planète de type Neptune présentée au chapitre 5. Enfin, j'ai participé à des programmes d'observation en Optique Adaptative d'évènements planétaires afin de dégager des contraintes supplémentaires sur les caractéristiques de l'étoile hôte. Je suis notamment P.I. du programme d'observation de 2010 obtenu auprès de l'ESO (European South Observatory) avec leur instrument NACO pour l'observation des candidats OGLE-2009-BLG-387 et OGLE-2009-BLG-266.

Les presque 500 systèmes planétaires qui ont été découverts, toutes méthodes confondues, ont révélé l'existence de systèmes très différents du nôtre au sein de la Galaxie. Les Jupiters chauds, dont une centaine a été détectée par vitesse radiale et/ou transit, en sont un bon exemple. Ce sont des géantes gazeuses très proches de leur étoile (< 0.1 UA). Ces configurations soulèvent des interrogations concernant les effets d'une telle proximité sur l'atmosphère de ces planètes. Sont-elles en rotation synchrone du fait d'effets de marée importants? Les atmosphères côté jour et côté nuit sont-elles très différentes ou au contraire y a-t-il une circulation thermique efficace? Quelle est l'activité chimique au sein de ces atmosphères fortement exposées aux radiations UV (ultra violet) émises par leur étoile? Ces questions, entre autres, ont ouvert un nouveau champ de recherche : la caractérisation de ces planètes, et notamment la détermination de la température et de la composition chimique de leur atmosphère. A titre d'exemple, les télescopes spatiaux Hubble et Spitzer ont mesuré des signatures spectrales de carbone et d'eau, ainsi que de molécules organiques comme le méthane, dans l'atmosphère de planètes extrasolaires.

La partie II de ma thèse porte sur la détection de molécules dans les atmosphères planétaires des Jupiters chauds. Je présente au chapitre 8 l'analyse de l'atmosphère du Jupiter chaud HD209458b, faite par Beaulieu et al. (2010) et basée sur des mesures de transits primaires par l'instrument IRAC de Spitzer. Dans cette étude, ma contribution a porté majoritairement sur l'estimation de paramètres physiques et orbitaux de la planète à partir des courbes de lumière observées à différentes longueurs d'onde. La mesure du rayon de la planète à ces longueurs d'onde devient par la suite une donnée d'entrée pour les modèles d'atmosphères développés par Tinetti et al. (2007a). J'ai développé un algorithme d'optimisation de type Markov Chain Monte Carlo inspiré de stratégies propres aux microlentilles et adapté aux mesures de transits primaires. Cette partie sur les atmosphères est nettement moins développée que celle sur les microlentilles car il s'agit d'un projet auquel j'ai eu la chance de participer en parallèle de mes activités principales.

Dans cette thèse, pour chacune des études réalisées, je présente le contexte et les problématiques associés, les méthodes utilisées pour le traitement des différents évènements,

ainsi que les principaux résultats et leurs implications. Toutefois, les études ne sont que partiellement détaillées. Pour en avoir une connaissance plus précise, notamment en ce qui concerne les étapes de calcul et les résultats intermédiaires, il convient de se référer aux articles qui sont fournis en fin de chaque chapitre.

Une grande majorité de ces travaux a été menée en collaboration étroite avec l'Ohio State University (OSU, Etats-Unis) (Andrew Gould et Subo Dong principalement) qui m'a accueillie à plusieurs reprises. Les travaux sur les atmosphères planétaires ont, quant à eux, été menés en collaboration avec l'University College of London (UCL) (Giovanna Tinetti et David Kipping).

Première partie

Recherche de planètes extrasolaires par la méthode de microlentilles gravitationnelles

Chapitre 1

Introduction

”L’art dans son ensemble est une longue succession de révélations”
W. Sickert

1.1 Emergence du concept et premières détections de microlentilles gravitationnelles

Les phénomènes de microlentilles gravitationnelles sont des opportunités rares mais représentent un moyen élégant et efficace de sonder les objets de notre Univers. Ces vingt dernières années, cette technique a donné naissance à de nouveaux champs d’investigation sur de nombreux aspects jusqu’alors inaccessibles.

Ces phénomènes se produisent lorsqu’une “source” d’arrière plan (une étoile dans le cas de microlentilles au sein de galaxies du Groupe Local, une galaxie ou un quasar dans la cadre de la cosmologie) s’aligne avec un objet du premier plan, appelé “lentille” sur la ligne de visée de l’observateur. Les rayons lumineux provenant de la source sont déviés par la lentille selon la Relativité Générale et leur focalisation provoque une amplification du flux de la source.

Dans le cas du phénomène de microlentille entre deux étoiles, Einstein (1936) formalise l’expression de cet angle de déviation et évoque l’apparition d’un anneau lumineux comme image de la source dans le plan de la lentille. On appelle rayon d’Einstein R_E le rayon de cet anneau (voir équation 2.5). Si les deux étoiles ne sont pas parfaitement alignées, l’image de la source se décompose en deux images de part et d’autre de cet anneau. Liebes

(1964) donne une description détaillée de la géométrie du phénomène et une estimation de sa durée en fonction des objets considérés (e.g. étoiles de la Galaxie, amas globulaires). De nombreuses personnes ont également étudié et envisagé des expériences d'observation de phénomènes de lentilles gravitationnelles (e.g. Refsdal 1964; Chang & Refsdal 1979) mais dans la plupart des cas, les expériences considérées impliquent des échelles de temps extrêmement longues qui rendent difficiles leur observation. C'est l'expérience proposée par Paczynski (1986) qui parvient à convaincre la communauté des astronomes et des physiciens des particules de se lancer dans l'observation de microlentilles gravitationnelles. Son idée consiste à sonder le halo de notre Galaxie à la recherche de matière noire baryonique. Il démontre que si l'essentiel de la matière noire est composé d'objets compacts de masses diverses (Jupiter, naines blanches, brunes, trous noirs...), la profondeur optique gravitationnelle, soit la probabilité d'observer de tels événements, augmenterait de façon significative et atteindrait environ 10^{-6} . Paczynski (1986) propose de détecter ces objets, appelés MACHOs (MASSive Compact Halo Objects, Griest (1991)), en observant les variations de luminosité de millions d'étoiles simultanément.

C'est ainsi que les expériences EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres, 1990), MACHO (1992) et OGLE (1992) (Optical Gravitational Lens Experiment, Udalski 2003) ont débuté et donné lieu à des campagnes de collecte et de traitement de données sans précédent dans l'histoire de l'astronomie. Cette aventure ambitieuse de suivi d'objets en très grand nombre est possible grâce à la révolution des moyens d'observation et de traitement qui s'opère à cette époque, avec notamment l'avènement des CCDs (Charged Coupled Device) et la sophistication des moyens informatiques. Dans la recherche d'objets sombres du halo galactique, les lignes de visée sont orientées vers les Grand et Petit Nuages de Magellan, qui se situent à environ 50 et 60 kpc de nous respectivement et constituent des régions à forte densité d'étoiles. En 1993, les trois collaborations, EROS, MACHO et OGLE, annoncent leur première détection de candidats microlentilles (Udalski et al. 1993; Alcock et al. 1993; Aubourg et al. 1993). Récemment, EROS-2 a apporté une réponse claire à la question fondamentale de recherche d'objets sombres dans le halo galactique en publiant en 2007 (Tisserand et al. 2007) un article d'analyse détaillée de ces données accumulées durant sept années. Citons l'abstract : "More generally, machos in the mass range $0.6 \times 10^{-7} M_{\odot} < M < 15 M_{\odot}$ are ruled out as the primary occupants of the Milky Way Halo." Autrement dit, la matière noire du halo n'est pas sous forme d'objets compacts baryoniques. Ce résultat fondamental a été confirmé tout récemment par la collaboration polonaise concurrente OGLE (Wyrzykowski et al. 2009).

1.2 Découvertes d'exoplanètes par microlentilles gravitationnelles

En 1991, Mao & Paczynski proposent d'observer dans la direction du centre galactique à la recherche d'étoiles binaires situées dans le disque, qui pourraient créer des événements de microlentilles gravitationnelles vis à vis d'étoiles sources du bulbe galactique. Le but est à la fois de sonder la population d'étoiles de notre Galaxie et de mettre en évidence la distinction entre les courbes de lumière induites par des lentilles simples et binaires. Ils évoquent aussi la possibilité de détecter des naines brunes voire même des planètes si la distance projetée à leur étoile est proche de R_E . Selon Paczynski (1991), la probabilité d'alignement entre une étoile du disque et une étoile du bulbe est $\leq 10^{-6}$. Par conséquent, seuls quelques événements de microlentilles par an sont attendus pour des millions d'étoiles observées.

La collaboration américano-polonaise OGLE débute alors un programme d'observations en direction du centre galactique en 1992. De son côté, MACHO ajoute des régions importantes du bulbe à son champ d'observation en 1993. A cette époque, aucune planète extrasolaire autour d'étoiles normales n'a encore été détectée ¹.

Gould & Loeb (1992) apportent une description détaillée des perturbations engendrées par la présence d'une planète en orbite autour d'une étoile lentille. Pour découvrir des systèmes analogues au Système Solaire, ils mettent en évidence la coïncidence fortuite et heureuse qui donne, dans le cas d'une planète de la masse de Jupiter, un maximum de sensibilité justement à sa distance effective dans le Système Solaire, soit ~ 5.2 unités astronomiques (UA). Ils évaluent à 17% la probabilité de détecter des Jupiters autour d'une étoile lentille de type solaire. Plus généralement, ils évoquent l'existence d'une zone de sensibilité maximale à la présence de planètes, appelée "lensing zone", qui se situe dans l'intervalle $[0.6 - 1.6]R_E$, correspondant à des distances de quelques UA pour un événement typique de microlentille. De plus, ils établissent que la durée du signal planétaire dans la courbe de lumière est proportionnelle à la racine du rapport de masse entre la planète et l'étoile. Cette perturbation dure seulement quelques jours dans le cas d'une Jupiter et par conséquent les programmes de grand relevé de OGLE, MACHO et EROS, qui prévoient l'observation journalière d'étoiles du bulbe, risquent de ne pas être suffisants pour détecter de telles anomalies. Gould & Loeb (1992) proposent alors de former des groupes de suivis d'alertes, avec des télescopes dédiés à l'observation de quelques événements de microlentilles chaque nuit.

Bennett & Rhie (1996) évaluent à quelques heures la perturbation induite par une planète de type terrestre dans le cas d'un événement décrit par Gould & Loeb, avec une étoile source de petite taille, induisant un signal d'amplitude détectable. En effet, le

¹pulsar planets 1992

seuil de détectabilité étant fonction du rapport de masse entre la planète et son étoile, la méthode est sensible à la présence de petites planètes orbitant des étoiles de faible masse (à l'inverse, le seuil de détectabilité est de $5M_{\oplus}$ pour les étoiles géantes). La méthode de recherche de planètes analogues à celles de notre système solaire par microlentilles gravitationnelles s'annonce alors très prometteuse et présente des atouts indéniables par rapport aux autres méthodes de détection. A titre de comparaison, la méthode des vitesses radiales, qui à ce jour a permis la détection du plus grand nombre de planètes, approche juste récemment le seuil de précision autorisant la détection de planètes de type "Terre chaude".

1.2.1 Réseaux d'alertes et de suivi des microlentilles

Inspirée par les suggestions de Gould et Loeb (1992), une nouvelle stratégie d'observation des microlentilles s'est mise en place à la suite d'une réunion de bilan des équipes citées précédemment en 1995, notamment sous l'impulsion de Paczyński. Il en résulte la création d'équipes de suivi d'évènements de microlentilles en direction du centre galactique alertés par les groupes de survey. L'idée est de créer un réseau de petits télescopes (de la classe des 1m), situés dans l'hémisphère sud à différentes longitudes, pour observer les évènements de microlentilles en continu. Depuis ces sites répartis de manière équilibrée dans l'hémisphère sud, le centre galactique est observable quelques mois dans l'année, d'avril à septembre environ. Aujourd'hui, il existe deux groupes d'alertes d'évènements de microlentilles, OGLE-IV et MOA-II (Microlensing Observations in Astrophysics, collaboration entre le Japon et la Nouvelle-Zélande créée en 1998) qui découvrent environ mille évènements chaque année. Côté suivi, il existe quatre collaborations : PLANET III (Probing Lensing Anomalies NETWORK, collaboration internationale créée en 1995), dont je fais partie, μ FUN (collaboration internationale formée en 2001), RoboNet et MindStep. Les télescopes dont dispose chaque collaboration sont renseignés en Annexe B. Apparaît cependant en Figure 1 le réseau de télescopes PLANET et μ FUN. Ces deux collaborations ont fusionné en 2009 pour créer PLANET/ μ FUN.

Depuis 1997, la collaboration PLANET a mis en place une stratégie efficace de traitement des données en temps réel. L'ensemble des données des réseaux d'alerte et de PLANET est centralisé vers un ordinateur basé à l'IAP (Institut d'Astrophysique de Paris), où s'effectue une première réduction grâce à un système automatisé de traitement de données ("pipeline") (Beaulieu & Coutures). Des courbes de lumière sont rendues publiques sur le site internet de la collaboration (<http://planet.iap.fr>) pour chaque évènement en cours. Ainsi, des modèles plus complexes peuvent être réalisés en temps réel et permettent d'affiner les stratégies observationnelles.

La collaboration MOA (Bond et al. 2001, Sumi et al. 2003) est entrée dans sa seconde phase en 2006 par l'acquisition d'un télescope de 1.8m (Hearnshaw et al. 2005) avec une

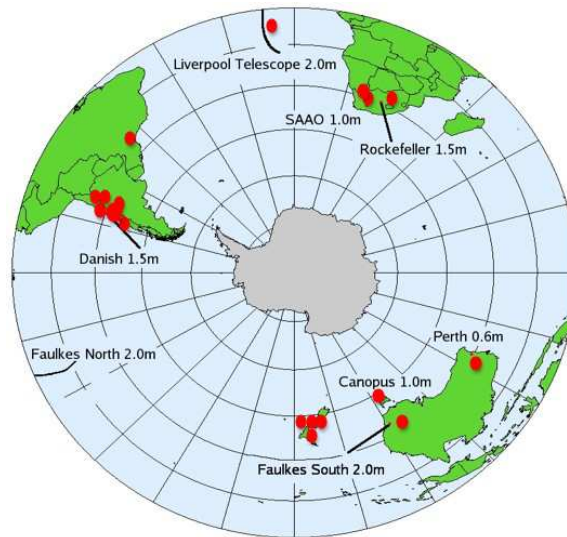


FIG. 1.1 – Réseau de télescopes dans l'hémisphère sud des collaborations PLANET et μ FUN, permettant un suivi des évènements 24h/24.

caméra CCD grand champ (2.2 deg^2 , Yanagisawa et al. 2000). La nouvelle stratégie de MOA-II permet d'assurer de grands relevés photométriques en direction du bulbe galactique (~ 500 alertes en 2007) avec un échantillonnage temporel fin. En effet, en 2007, 4.5 deg^2 en direction du centre galactique étaient observés toutes les 10 minutes. Ainsi, MOA-II compte à la fois parmi les groupes d'alertes et les équipes de suivi d'évènements présentant des anomalies. En 2010, la collaboration OGLE entre dans sa quatrième phase, OGLE-IV, en s'équipant d'une caméra de 1.4 deg^2 , et commence également à pratiquer un suivi d'évènements avec un échantillonnage très fin. Ceci va fortement augmenter l'efficacité de détection de la méthode des microlentilles pour les années à venir. L'évolution du nombre annuel de détections de candidats microlentilles depuis 1995 est présentée dans la figure 1.2. D'une poignée d'évènements détectés par les collaborations MACHO, OGLE, MOA et EROS jusqu'en 2001 (typiquement quelques dizaines par an), on remarque une très forte augmentation avec l'entrée en service de la caméra grand champ OGLE-III en 2002. La deuxième révolution fut l'arrivée de la caméra grand champ MOA-II en 2007. Dans les années 2007-2008 nous avons disposé de plus de 1000 évènements, ce qui permet de choisir ceux avec la plus forte sensibilité aux exoplanètes. Les années 2009-2010 présentent une pause dans l'activité de la collaboration OGLE du fait de la mise en place du nouveau système d'instrumentation.

1.2.2 Évènements de haute amplification

En 1998, Griest & Safizadeh proposent une approche différente de celle décrite par Gould & Loeb (1992) pour la recherche de planètes par microlentilles. Il s'agit de détecter

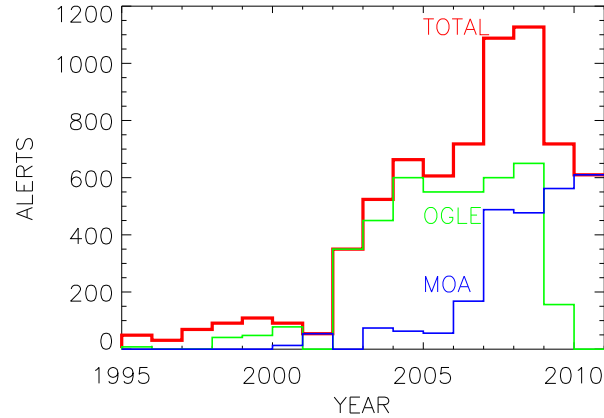


FIG. 1.2 – Evolution du nombre annuel de détections de candidats microlentilles par les collaborations OGLE et MOA.

un nouveau type de perturbation planétaire qui se produit lorsque la source traverse la caustique centrale du système lentille/planète et non plus la caustique planétaire. Pour un système de lentilles binaires, on nomme “caustiques” les zones géométriques fermées dans le plan de la source dont les contours sont l’ensemble des positions pour lesquelles l’amplification de la source est infinie, lorsque celle-ci est ponctuelle (voir section 2.3.3). Ces caustiques sont au nombre de 1, 2 ou 3 selon la configuration. L’une d’entre elles, proche du centre de masse projeté dans le plan de la source, est appelée “caustique centrale”, et les autres, périphériques, sont appelées “caustiques planétaires”. La caustique unique est un cas spécifique qui se produit quand la séparation planète/étoile est proche du rayon d’Einstein R_E et que l’on nomme “caustique résonnante”. La figure 1.3 présente les 3 configurations possibles de caustiques.

Lorsque le paramètre d’impact source-lentille (projeté dans le plan du ciel) est très faible, i.e. que la source passe tout près du centre de masse, celle-ci traverse la caustique centrale, ce qui produit une perturbation sur la courbe de lumière différente de celle décrite par Gould & Loeb (traversée de caustiques planétaires périphériques). Cette approche étroite du centre de masse provoque aussi une amplification importante du flux de la source. On appelle ce type d’évènements des Evènements de Grande Amplification (HMEs : High Magnification Events). La caustique centrale a une section efficace plus petite que les caustiques planétaires, c’est pourquoi un échantillonnage uniforme et modeste des microlentilles favorise plutôt les détections planétaires via la perturbation de Gould & Loeb. Cependant, Griest & Safizadeh (1998) font remarquer que la caustique centrale perturbe systématiquement le pic d’un HME et que les chances de détecter un Jupiter via cette perturbation avoisinent les 100%. Un autre avantage de cette perturbation est qu’elle se situe au pic de l’évènement et non aléatoirement sur la courbe de lumière comme dans le cas des traversées de caustiques planétaires. Par conséquent, lorsqu’un HME est annoncé, il est possible de concentrer les ressources observationnelles sur le pic de l’évènement et ainsi assurer la détection d’une planète si elle existe.

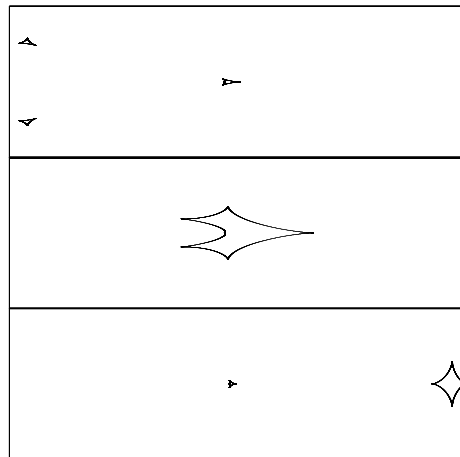


FIG. 1.3 – Trois configurations de caustiques. *En haut* : configuration dite “close” avec une caustique centrale et deux petites caustiques planétaires. *Au milieu* : caustique résonnante. *En bas* : configuration dite “wide” avec une caustique centrale et une caustique planétaire.

Cette approche séduisante a été ainsi intégrée par la communauté. Aujourd’hui, les équipes de suivi de microlentilles assurent un échantillonnage très fin des événements de haute amplification, notamment la collaboration μ FUN qui dispose de nombreux petits télescopes amateurs, parfaitement appropriés quand le flux de la source est hautement amplifié. De nombreuses analyses de ce type d’événements ont été réalisées, apportant avec elles une expertise toujours plus fine de ces événements et une preuve de leur grande efficacité en matière de détection de planètes (e.g. Gaudi et al. 1998; Rattenbury et al. 2002; Bond et al. 2002; Abe et al. 2004). Je présente également dans ma thèse une analyse d’un HME, OGLE-2007-BLG-050 (voir chapitre 3). Une difficulté majeure liée à ce type d’événements est qu’ils sont très rares et requièrent une grande vigilance pour les identifier à temps. En effet, la campagne d’observation annuelle n’en recense qu’une poignée. De plus, la perturbation engendrée par la traversée d’une caustique centrale est très complexe et nécessite des moyens de résolution numérique nettement plus sophistiqués que pour le cas d’une caustique planétaire. La prise en compte des effets de source étendue (nécessaire dans cette configuration où son flux est fortement amplifié) dans l’analyse d’un HME est, par exemple, extrêmement coûteuse en temps de calcul.

1.2.3 Planètes découvertes à ce jour

Les détections de planètes par microlentilles ont tardé à venir et ce n’est que 10 ans après les premières investigations que la moisson timide a commencé. Quelques découvertes

ont cependant été clamées vers les années 2000 (e.g. Bennett et al. 1999; Sahu et al. 2001; Rhie et al. 2000) puis remises en cause pour des raisons d'erreurs de modélisation, de contradiction dans les données ou plus généralement par ambiguïté des résultats annoncés.

Aujourd'hui, une dizaine de détections planétaires a été publiée et montre une diversité de types de planètes et de configurations microlentilles.

La première planète, OGLE-2003-BLG-235/MOA-2003-BLG-53Lb (Bond et al. 2004), fut découverte en juin 2003 par les collaborations OGLE et MOA. Il s'agit d'un Jupiter ($M_p = 1.5 M_{jup}$) orbitant à 3 unités astronomiques (UA) d'une naine de type K à M. Cet évènement présente la particularité d'impliquer le cas très singulier d'une caustique résonnante, du fait que la séparation projetée étoile/planète soit proche du rayon d'Einstein R_E .

La liste exhaustive des planètes détectées à ce jour par la méthode des microlentilles gravitationnelles est présentée dans le tableau 1.

Une planète qui a montré le fort potentiel de la méthode est OGLE-2005-BLG-390Lb (Beaulieu et al. 2006). En effet, à sa découverte, elle fut la plus petite exoplanète alors détectée, première super Terre froide, avec une masse de $5.5_{-2.7}^{+5.5} M_{\oplus}$, à $2.6_{-0.6}^{+1.5}$ UA de son étoile, de $0.2 M_{\odot}$, de type naine M. Cette découverte conforte la prévision attendue d'une plus grande fréquence de planètes de type tellurique dans notre Galaxie. En effet, les microlentilles restent, comme tout autre méthode, plus sensibles à la présence de planètes massives, et l'apparition d'une super Terre au 3^{ème} rang des découvertes microlentilles laisse entrevoir que ce type de planètes est abondant dans notre Galaxie. Cette conclusion est rapidement confirmée par la découverte d'une Neptune froide ($\sim 13 M_{\oplus}$), OGLE-2005-BLG-169Lb (Gould et al. 2006), orbitant à ~ 2.7 UA d'une étoile naine M. Cet évènement conforte par ailleurs l'efficacité de détection des HME puisqu'il est le second à révéler la présence d'une planète après la Jupiter massive OGLE-2005-BLG-071Lb (Udalski et al. 2005).

Au fil des évènements analysés par la communauté microlentille, les techniques ont progressivement évolué et les modèles se sont affinés pour rendre compte du mieux possible des phénomènes physiques observés. En effet, au premier abord, la résolution des évènements de microlentilles par un modèle standard de lentilles binaires donne accès uniquement aux paramètres de rapport de masse et de séparation en unités de rayon d'Einstein entre la planète et son étoile. Pour déterminer ces mêmes paramètres en unités physiques, des effets supplémentaires sont à prendre en compte dans la modélisation, comme par exemple les effets de parallaxe (distorsion induite par le mouvement non uniforme de la Terre au cours de l'évènement) ou encore les effets de source étendue, encore appelés effets de taille finie de la source. Par ailleurs, la réalisation d'analyse Bayésienne est courante pour évaluer les densités de probabilité des paramètres physiques des systèmes détectés. Aujourd'hui, le

raffinement des modèles va jusqu'à la prise en compte du mouvement orbital de la planète au cours de l'évènement. C'est le cas de l'analyse de OGLE-2006-BLG-109Lb-c par Gaudi et al. (2008) et Bennett et al. (2010), premier système à planètes multiples, qui comporte une planète de type Saturne et une autre de type Jupiter dans une configuration évoquant notre système solaire à l'échelle 1/2. La courbe de lumière associée est d'une complexité sans précédent, avec de multiples signatures d'approches ou de traversées de caustiques et des effets notables de mouvement orbital des planètes, induisant une modification de la géométrie des caustiques au cours de l'évènement.

L'analyse de l'évènement MOA-2009-BLG-387Lb que je présente en section 2.3 de ma thèse, qui est celle d'une planète de type Jupiter orbitant une naine M, inclut également la prise en compte des effets de source finie, de parallaxe et de mouvement orbital de la planète. Une analyse Bayésienne est aussi réalisée pour estimer les paramètres physiques du système.

Enfin, la planète microlentille de plus petite masse à ce jour est une super Terre, MOA-2007-BLG-192Lb (?Kubas et al. 2010) dont les paramètres ont été grandement affinés par les observations VLT complémentaires en optique adaptative. Il s'agit d'une planète de $\sim 3.2 M_{\oplus}$ en orbite à ~ 0.7 UA autour d'une étoile de masse $\sim 0.09 M_{\odot}$.

Evènement	Masse planète	Orbite (UA)	Etoile hôte (M_{\odot})	Article
OGLE-03-235Lb/ MOA-03-53Lb	$2.6 \pm 0.8 M_{\text{Jup}}$	5.1 ± 1.6	0.63 ± 0.08	Bond et al. (2004)
OGLE-05-071Lb	$3.5 \pm 0.3 M_{\text{Jup}}$	3.6 ± 0.2	0.46 ± 0.04	Udalski et al. (2005)
OGLE-05-169Lb	$\sim 13 M_{\oplus}$	~ 2.7	~ 0.5	Gould et al. (2006)
OGLE-05-390Lb	$5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$	~ 2.1	$0.22^{+0.21}_{-0.11}$	Beaulieu et al. (2006)
MOA-07-192Lb	$\sim 3.2 M_{\oplus}$	~ 0.7	~ 0.09	Bennett et al. (2008)
MOA-07-400Lb	$0.9 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$	0.85 ± 0.25	0.35 ± 0.15	Dong et al. (2009a)
OGLE-06-109Lb	$0.727 \pm 0.06 M_{\text{Jup}}$	2.3 ± 0.5	0.51 ± 0.04	Gaudi et al. (2008)
OGLE-06-109Lc	$0.271 \pm 0.022 M_{\text{Jup}}$	4.6 ± 1		
OGLE-09-368Lb	$20^{+7}_{-8} M_{\oplus}$	$3.3^{+1.4}_{-0.8}$	$0.64^{+0.21}_{-0.26}$	Sumi et al. (2009)
MOA-08-310Lb	$\sim 0.23 M_{\text{Jup}}$	1.25 ± 0.10	0.67 ± 0.14	Janczak et al. (2009)
MOA-09-266Lb	$14.4 \pm 0.15 M_{\oplus}$	3.50 ± 0.45	0.85 ± 0.15	Muraki et al. 2011
OGLE-09-387Lb	$\sim 2.6 M_{\text{Jup}}$	~ 1.37	~ 0.19	Batista et al. 2011
MOA-09-319Lb	$50^{+44}_{-24} M_{\oplus}$	$2.4^{+1.2}_{-0.6}$	$0.38^{+0.34}_{-0.18}$	Miyake et al. (in prep)
OGLE-09-349Lb	$\sim 3.5 M_{\text{Nept}}$		~ 0.6	Dong et al. (in prep)
MOA-10-073Lb	$\sim 5.5 M_{\text{Jup}}$	0.73 ± 0.07	0.074 ± 0.008	Han et al. (in prep)

TAB. 1.1 – Liste des planètes découvertes par la méthode des microlentilles gravitationnelles.

La figure 1.4 présente l'ensemble des planètes découvertes à ce jour, toutes méthodes

confondues. Les planètes du système solaire sont indiquées par leur lettre initiale sur ce diagramme à titre de référence. Les points bleus représentent les planètes découvertes par la méthode des transits, et ceux en noir par celle des vitesses radiales. Les détections microlentilles sont représentées en rouge. Malgré la faible quantité de planètes découvertes par microlentilles relativement aux autres méthodes, celles-ci ont des caractéristiques plus proches voire voisines des planètes du système solaire. En effet, elles atteignent de plus petites masses et pour des distances à leur étoile similaires à celles de notre système. Ce premier bilan, après deux décennies de recherches de planètes extrasolaires, confirme l'intérêt de la méthode des microlentilles, qui sonde des zones de l'espace de paramètres différentes de celles des méthodes de transit et de vitesse radiale. En effet, cette méthode a une sensibilité maximale aux planètes à la limite des glaces (distance à laquelle l'eau existe sous forme de glace), c'est-à-dire théoriquement très proches de leur lieu de formation.

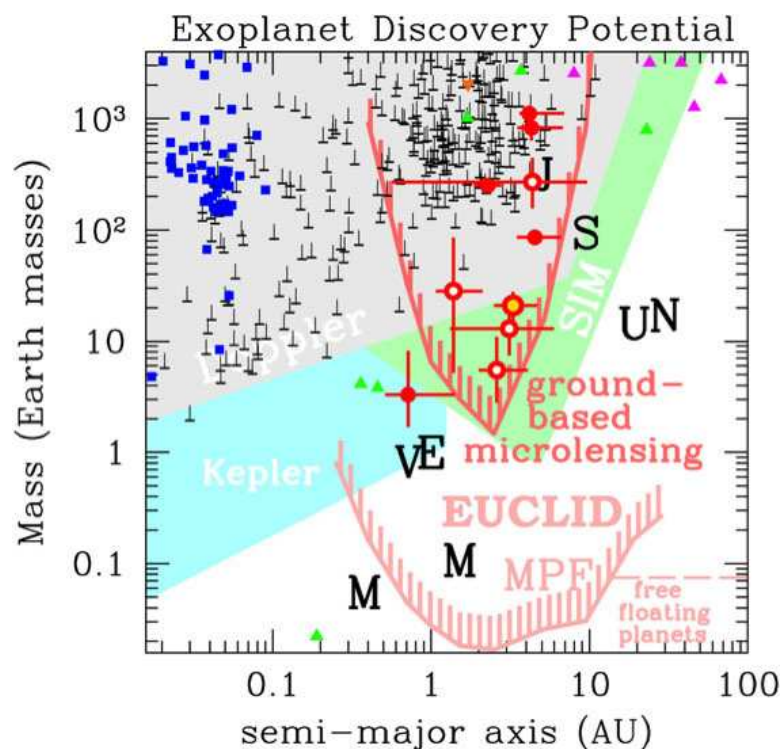


FIG. 1.4 – Diagramme des planètes découvertes toutes méthodes confondues. Les planètes du système solaire sont indiquées par leur lettre initiale sur ce diagramme à titre de référence. Les points bleus représentent les planètes découvertes par la méthode des transits, et ceux en noir par celle des vitesses radiales. Les détections microlentilles sont quant à elles représentées en rouge.

Chapitre 2

Modélisation des microlentilles gravitationnelles

"Le vide, cette matière de la possibilité d'être"
G. Bachelard

2.1 Principe et généralités

La propagation des rayons lumineux dans un champ gravitationnel est décrite par la théorie de la Relativité Générale d'Einstein. Dans le cas de faibles champs gravitationnels (i.e. $|\phi|/c^2 \ll 1$, où ϕ est le potentiel gravitationnel), qui constitue une bonne approximation dans le cas des microlentilles gravitationnelles, les équations peuvent être linéarisées et conduisent à la métrique suivante :

$$ds^2 = -\left(1 + \frac{2\phi}{c^2}\right)c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2\phi}{c^2}\right)dl^2,$$

$dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ représente l'élément de longueur en coordonnées cartésiennes. Dans le cas d'un photon, $ds^2 = 0$, soit :

$$cdt \simeq \left(1 - \frac{2\phi}{c^2}\right)dl$$

par un développement limité au 1^{er} ordre en $\frac{2\phi}{c^2}$, et, après intégration le long du chemin du rayon lumineux :

$$ct = \int \left(1 - \frac{2\phi}{c^2}\right)dl.$$

Le potentiel gravitationnel ϕ agit sur la lumière comme un milieu réfractant d'indice $n = 1 - \frac{2\phi}{c^2}$ et provoque une déviation des rayons lumineux qui le traversent, d'où l'analogie avec l'optique et l'appellation courante d'"optique gravitationnelle". Dans le cas d'une lentille ponctuelle de masse M , le potentiel gravitationnel s'exprime

$$\phi(r_{\min}) = -\frac{GM}{r_{\min}}$$

où r_{\min} est le paramètre d'impact entre le rayon lumineux et la masse M , et $G = 6.673 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ est la constante de gravitation. Dans l'hypothèse d'une faible déviation, ce qui est le cas des microlentilles gravitationnelles, l'angle de déviation α du rayon lumineux vaut

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 r_{\min}} = \frac{2R_s}{r_{\min}}, \quad (2.1)$$

où $R_s = \frac{2GM}{c^2}$ est le rayon de Schwarzschild (voir figure 2.1). On peut se rapprocher de cette formulation en considérant que le photon qui passe au voisinage d'une masse M à la distance r_{\min} subit une accélération Newtonienne GM/r_{\min}^2 pendant un temps $2r_{\min}/c$, induisant ainsi une vitesse perpendiculaire à la trajectoire d'origine de $\delta v = (GM/r_{\min}^2)(2r_{\min}/c) = 2GM/(cr_{\min})$. La déflexion est alors égale à $\delta v/c$. La différence d'un facteur 2 avec l'expression donnée précédemment provient de la Relativité Générale (Schneider et al. 1992).

2.2 Géométrie et équation des lentilles

La figure 2.1 présente une géométrie simple du principe de microlentille gravitationnelle, schématisant la trajectoire d'un rayon lumineux entre une source et un observateur.

Sur sa trajectoire, le rayon passe au voisinage d'un objet massif, appelé "lentille". On nomme D_s la distance de la source à l'observateur, et D_l celle de la lentille à l'observateur. A chacun de ces objets est associé un plan normal à l'axe observateur-lentille, appelés "plan source" et "plan lentille". L'angle θ définit la distance angulaire de l'image de la source perçue par l'observateur relativement à la lentille et β la distance angulaire entre la source et la lentille. La relation entre θ et β est appelée l'équation des lentilles et est donnée par

$$\beta = \theta - \alpha,$$

où α est l'angle entre la source et l'image (cf. figure 2.1) et est égal à l'angle de déviation de l'équation 2.1, qui peut s'écrire également

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 D_l \theta}.$$

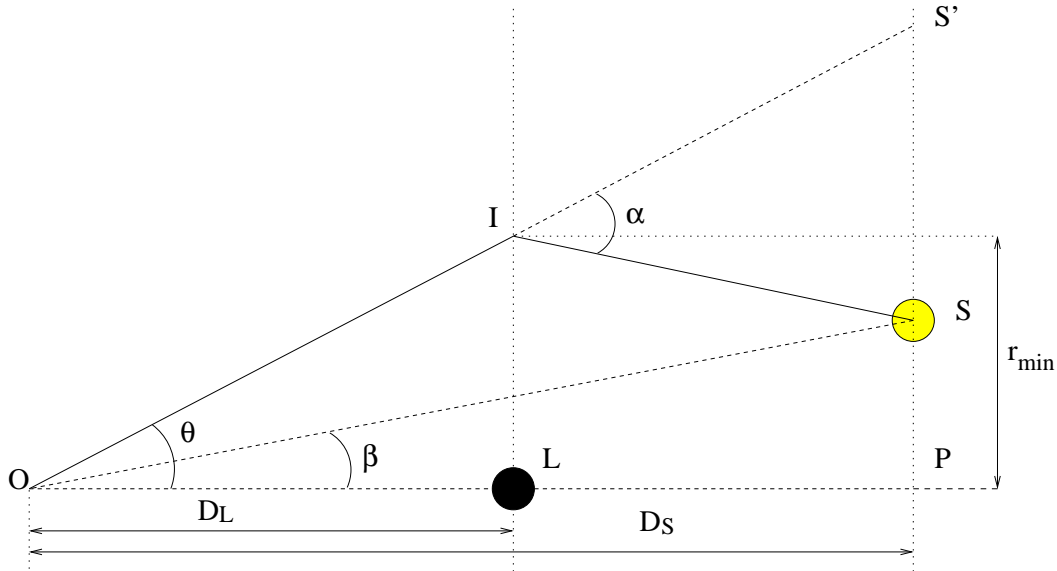


FIG. 2.1 – Schéma de la trajectoire d'un rayon lumineux provenant de S soumis au champ gravitationnel de la microlentille L . L'observateur en O voit la source à la position I sur le plan lentille. Le rayon lumineux a été dévié d'un angle α .

D'après une propriété géométrique simple valable dans l'hypothèse des petits angles, nous avons $\alpha(D_s - D_l) = \beta D_s$. De ce fait, pour une masse ponctuelle M , l'équation des lentilles devient

$$\beta = \theta - \frac{4GM}{c^2 \theta} \frac{D_s - D_l}{D_s D_l}. \quad (2.2)$$

Dans le cas général, le phénomène de microlentille gravitationnelle n'implique pas un rayon lumineux unique mais un ensemble de rayons provenant de la source. Si la lentille est parfaitement alignée avec la source, alors $\beta = 0$, et l'image de la source dans le plan lentille est un anneau, appelé "anneau d'Einstein", dont le rayon angulaire θ_E vaut

$$\theta_E = \sqrt{\kappa M \frac{D_s - D_l}{D_s D_l}},$$

où $\kappa = 4G/c^2 \simeq 8.14 \text{ kpc } M_\odot^{-1}$. L'équation des lentilles s'écrit donc communément

$$\beta = \theta - \frac{\theta_E^2}{\theta}. \quad (2.3)$$

Pour une large proportion des événements de microlentilles observés, la source est située dans le bulbe galactique à une distance d'environ 8 kpc, et la lentille est située dans le disque, entre 1 et 6 kpc. Par ailleurs, les étoiles naines de type M constituent la population d'étoiles la plus commune dans notre Galaxie ($M \sim 0.3 M_\odot$). Partant de ces considérations, pour garder à l'esprit certains ordres de grandeur, l'expression du rayon d'Einstein peut s'écrire sous la forme

$$\theta_E = 550 \text{ mas} \left(\frac{M}{0.3 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi_{\text{rel}}}{125 \mu\text{as}} \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

où $\pi_{\text{rel}} = \text{UA} \left(\frac{1}{D_l} - \frac{1}{D_s} \right)$. La valeur arbitraire de référence de $125 \mu\text{as}$ correspond donc à des distances de 4 et 8 kpc pour D_l et D_s respectivement.

On parle aussi couramment du rayon d'Einstein R_E dans le plan lentille, qui est le rayon angulaire θ_E projeté à la distance D_l ,

$$R_E = \theta_E D_l = \sqrt{\kappa M \frac{D_l}{D_s} (D_s - D_l)}. \quad (2.5)$$

2.3 Images de la source et amplification

2.3.1 Lentille simple

Si on normalise les angles de l'équation 2.3 par θ_E , on peut définir les grandeurs $u = \beta/\theta_E$ et $z = \theta/\theta_E$ en unités de rayon d'Einstein. Cela revient à définir u comme étant la séparation entre la source et la lentille et z celle entre l'image de la source et la lentille, tous deux dans le plan de la lentille. L'équation des lentilles devient alors

$$u = z - \frac{1}{z}.$$

Ceci est équivalent à l'équation quadratique en z : $z^2 - uz - 1 = 0$. Dans le cas où il n'y a pas alignement parfait entre l'observateur, la lentille et la source ($u \neq 0$), cette équation a deux solutions :

$$z_{\pm} = \pm \frac{1}{2} (\sqrt{u^2 + 4} \pm u).$$

La solution positive produit l'image dite "majeure" à l'extérieur du rayon d'Einstein ($z_+ \geq 1$) et celle négative, l'image dite "mineure", à l'intérieur de ce rayon ($|z_-| \leq 1$). La figure 2.2 illustre l'apparition de ces deux images, dans le cas d'une lentille simple.

Les deux images ainsi formées sont séparées d'une distance angulaire d'environ $2\theta_E$ à l'instant de la plus courte approche de la source. Pour des masses de lentilles de l'ordre de $[0.1 - 1] M_\odot$ et des distances lentille-source comprises entre 1 et 10 kpc, le rayon d'Einstein θ_E est inférieur à 1 mas. Par conséquent, avec les moyens observationnels actuels, les deux images ne peuvent être résolues. Cependant, sur la figure 2.2, on constate que les aires des images sont plus importantes que celle de la source, ce qui induit une amplification du flux de la source, la luminosité surfacique étant conservée. Cette amplification est, quant à elle,

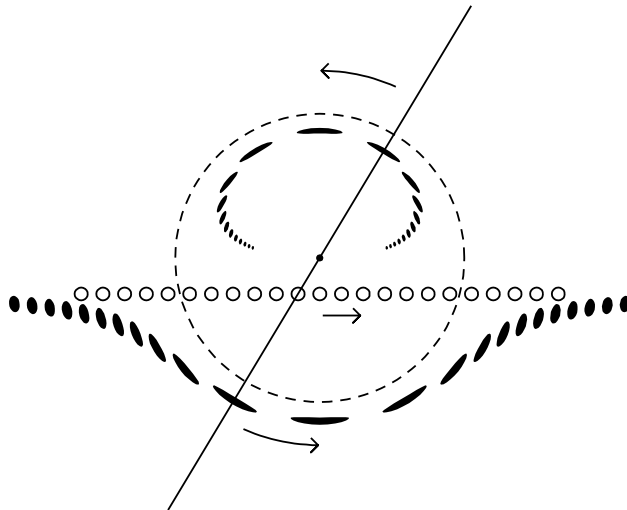


FIG. 2.2 – Apparition d’images dans le plan de la lentille, au passage de la source (représentée par les points blancs) au voisinage de la lentille (point noir central). Les images sont schématisées par les taches noires étendues. A chaque position de la source correspond deux images, l’une mineure à l’intérieur du rayon d’Einstein (en pointillé), l’autre majeure à l’extérieur du rayon. La ligne droite montre les deux images de la source à un instant donné. La source se déplace de gauche à droite. Figure extraite de Paczynski (1996).

mesurable. L’amplification induite par chaque image est donc égale au rapport entre son aire et celle de la source. Par rapport à la source, les images sont étirées tangentiellement à l’anneau d’Einstein par un facteur z_{\pm}/u et comprimées radialement par un facteur dz_{\pm}/du . L’amplification s’exprime alors

$$A_{\pm} = \left| \frac{z_{\pm}}{u} \frac{dz_{\pm}}{du} \right| = \frac{1}{2} \left[\frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \pm 1 \right],$$

soit au total

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}. \quad (2.6)$$

Le flux observé de la source en fonction du temps s’écrit alors

$$F(t) = F_s A(u(t)) + F_b, \quad (2.7)$$

où F_s est le flux de la source hors amplification et F_b le flux de toute étoile non résolue du champ proche, qui ne subit pas d’amplification lors du phénomène de microlentille.

Lorsque $u \rightarrow \infty$, c’est-à-dire lorsque la source est très loin de la lentille, $A_+ \rightarrow 1$ et $A_- \rightarrow 0$. De plus, lorsque $u \ll 1$, soit lorsque la distance projetée source-lentille est très

petite, l'amplification tend vers la forme $A \simeq 1/u$. Le paramètre u est fonction du temps et dépend de la vitesse relative entre l'observateur, la lentille et la source. La figure 2.3 représente le mouvement de la source relativement à la lentille dont le centre de masse est situé en O (la figure présente un cas de lentille binaire). Ce mouvement est défini par un paramètre d'impact u_0 , en unités de rayon d'Einstein, et un angle α entre la trajectoire projetée de la source dans le plan lentille et la lentille. Cet angle α ne doit pas être confondu avec l'angle de déflexion des rayons lumineux défini précédemment. Dans la suite du manuscrit, α correspond à l'angle entre la trajectoire de la source et la lentille.

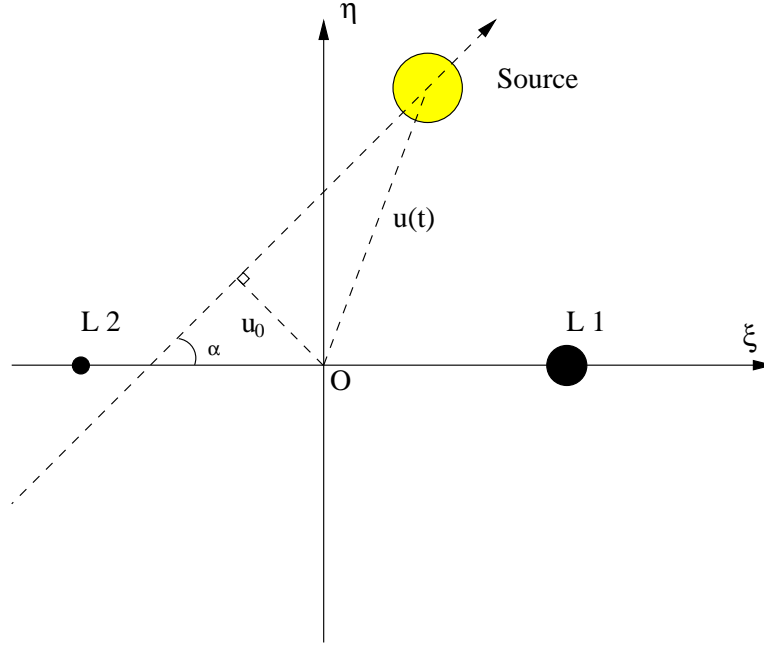


FIG. 2.3 – Schéma de la trajectoire de la source relativement au système de microlentille projeté dans le plan source. u_0 , en unités de rayon d'Einstein, est le paramètre d'impact entre la source et le centre de masse de la lentille, et α , l'angle entre cette trajectoire et l'axe de la lentille. La figure présente le cas d'un système binaire composé d'un objet primaire (L1) et d'un objet secondaire (L2). Dans le cas d'une lentille simple, la lentille se trouve en O.

Dans sa forme la plus simple, lorsque le mouvement relatif source-lentille est rectiligne, le paramètre $u(t)$ s'exprime par

$$u(t) = \left[u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

où t_0 est l'instant de plus grande amplification, i.e. lorsque $u = u_0$, et t_E le temps caractéristique de l'évènement de microlentille, i.e. le temps de traversée du rayon d'Einstein, soit $t_E \equiv \theta_E / \mu_{\text{rel}}$, où μ_{rel} est la vitesse angulaire relative entre la source et la lentille. Cette expression de $u(t)$ ainsi que celle de l'amplification produisent une courbe régulière et symétrique caractéristique des évènements de microlentilles simples, souvent appelée

“courbe de Paczynski”. La durée typique de ce genre d’évènements est de l’ordre du mois, mais peut prendre des valeurs très diverses allant de quelques jours à une année. L’amplification est substantielle, $A > 1.34$ pour $u \leq 1$, et par conséquent les évènements de microlentilles sont facilement détectables.

Un phénomène de microlentille provoqué par une lentille simple et s’appliquant sur une source ponctuelle est appelé communément PSPL (Point-Lens Point-Source). Sa courbe de lumière est fonction des cinq paramètres, t_0 , t_E , u_0 , F_s et F_b . Lorsque plusieurs télescopes observent cet évènement, les valeurs de F_s et F_b diffèrent d’un télescope à l’autre car elles sont fonction du filtre utilisé ainsi que des caractéristiques spécifiques à chaque télescope. Ces paramètres sont alors généralement déterminés séparément par régression linéaire de l’équation 2.7.

La Figure 2.4 présente une série de courbes de lumière en fonction du paramètre d’impact u_0 . Les images, représentées par des contours étirés de part et d’autre du rayon d’Einstein, suivent la courbure de ce rayon à mesure que la source se déplace dans l’environnement de la lentille (on raisonne en projection dans le plan de la lentille) comme le montre la figure 2.2. Les positions successives des images de la source créent deux canaux imaginaires à l’intérieur et l’extérieur du rayon d’Einstein. L’un s’évanouit quand la source s’éloigne de la lentille ($A_- = 0$) et l’autre se calque sur les contours de la source ($A_+ = 1$), marquant ainsi la fin de l’effet de microlentille et un retour à une configuration non perturbée de la source (voir Figure 2.2). Si une planète au voisinage de la lentille est située dans l’un de ces canaux imaginaires, cette dernière induira une perturbation, matérialisée par un pic d’amplification, car les images de la source se trouveront alors au voisinage du champ gravitationnel de la planète et subiront un effet de microlentille additionnel (Mao & Paczynski 1991; Gould & Loeb 1992). Pour que ce type de perturbation planétaire soit détecté, il est alors nécessaire que la planète orbite autour de la lentille à un rayon proche du rayon d’Einstein. Cette perturbation aura une durée $\sim t_{E,p} = q^{1/2}t_E$, où $q = m_p/M_*$ est le rapport de masse entre la planète et son étoile.

2.3.2 Lentilles multiples

Considérons à présent la lentille comme un ensemble de N_L masses ponctuelles m_i . La masse totale vaut donc $M \equiv \sum_{i=1}^{N_L} m_i$. Ces masses sont situées dans le plan lentille aux positions angulaires à deux dimensions $\boldsymbol{\theta}_i$, normalisées par le rayon d’Einstein. L’angle de déflexion des rayons de la source s’écrit alors

$$\boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta}) = \frac{4G}{c^2} \left(\frac{1}{D_l} - \frac{1}{D_s} \right) \sum_i^{N_L} m_i \frac{\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}_i}{|\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}_i|^2}. \quad (2.9)$$

où $\boldsymbol{\theta}$ représente la position angulaire des images du rayon $\boldsymbol{\alpha}$ de la source. Il est courant de considérer l’équation des lentilles en coordonnées complexes (Witt 1990). La position de

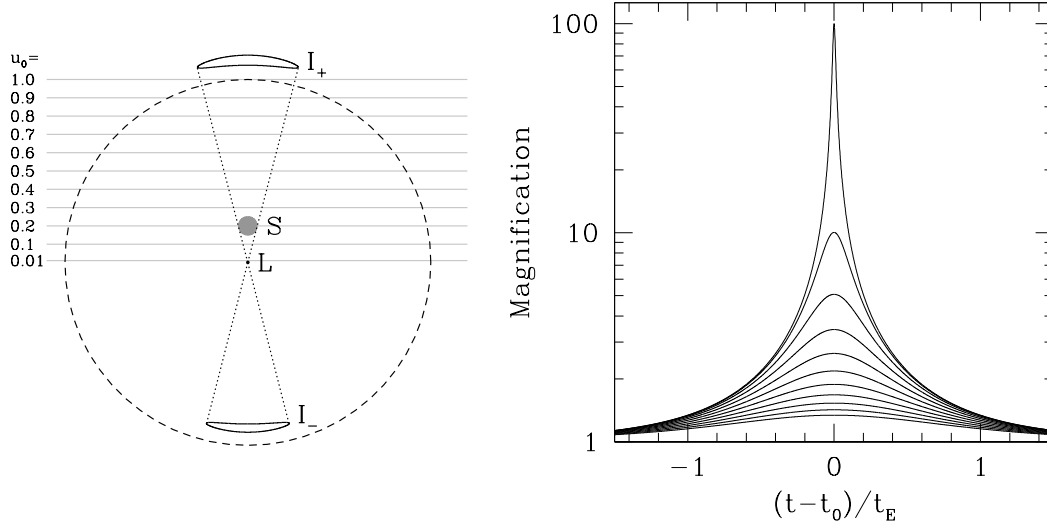


FIG. 2.4 – Exemple de courbes de lumière pour différentes trajectoires de la source relativement à une lentille simple. Sur la figure de gauche, la lentille (L) est représentée par le point central, et son rayon angulaire d'Einstein θ_E est matérialisé par un cercle en pointillés. La source (S) est positionnée à une distance $u_0 = 0.2$ en unités de rayon d'Einstein. Les contours de forme allongée I_+ et I_- de part et d'autre du cercle sont les images de la source. Les traits gris représentent dix trajectoires avec des paramètres d'impact différents. A ces trajectoires, correspondent dix courbes de lumière représentées sur la figure de droite. Plus le paramètre d'impact est faible, plus l'amplification est grande. Figure adaptée de Paczynski (1996).

la source $\mathbf{u} = (\xi, \eta)$ et les positions images $\mathbf{z} = (x, y)$ peuvent alors être définies sous la forme complexe, $u = \xi + i\eta$ et $z = x + iy$ respectivement. L'équation des lentilles devient alors

$$u = z - \sum_i^{N_L} \frac{m_i/M}{\bar{z} - \bar{z}_i}, \quad (2.10)$$

où \bar{z} est le complexe conjugué de z . L'équation 2.10 peut être résolue numériquement pour trouver les positions images z_j . À noter que i est l'indice sur les masses ponctuelles du système de lentilles multiples et j celui sur les images de la source. L'amplification du flux de la source peut être supérieure ou inférieure à 1 en fonction de l'aire des images. Mathématiquement, cette amplification est égale à l'inverse du déterminant du Jacobien de passage des positions image à la position de la source,

$$A_j = \frac{1}{\det J} \Big|_{z=z_j}, \quad \det J \equiv \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)} = 1 - \frac{\partial u}{\partial \bar{z}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (2.11)$$

L'amplification totale du flux de la source est égale à la somme des amplifications des images individuelles : $A \equiv \sum_j |A_j|$. Certaines positions de la source donnent lieu à des singularités, pour lesquelles $\det J = 0$. Cela revient à dire qu'à un déplacement infinitésimal

de la source correspond un déplacement infiniment grand au sein des images. Dans le cas d'une source ponctuelle, une telle configuration crée une réelle singularité mathématique et engendre une amplification infinie. Cependant, nous verrons par la suite que la source ne peut être considérée comme ponctuelle dans la plupart des cas, et que ces positions singulières donnent lieu à de grandes amplifications à valeur finie. D'après l'équation 2.10,

$$\frac{\partial u}{\partial \bar{z}} = \sum_i^{N_L} \frac{\epsilon_i}{(\bar{z}_i - \bar{z})^2}, \quad (2.12)$$

où $\epsilon_i = m_i/M$ est la fraction massique de la masse ponctuelle m_i . D'après l'équation 2.11, les positions images pour lesquelles $\det J = 0$ sont données par :

$$\left| \sum_i^{N_L} \frac{\epsilon_i}{(\bar{z}_i - \bar{z})^2} \right|^2 = 1. \quad (2.13)$$

Cet ensemble de positions correspond géométriquement à des contours fermés dans le plan lentille, appelés "courbes critiques". A ces courbes critiques correspondent des positions de la source dans le plan source, qui forment elles aussi des contours fermés, appelés "caustiques". Nous pouvons donc déterminer les positions critiques image en résolvant l'équation suivante,

$$\sum_i^{N_L} \frac{\epsilon_i}{(\bar{z}_i - \bar{z})^2} = e^{i\phi}, \quad (2.14)$$

pour chaque valeur du paramètre $\phi \in [0, 2\pi]$.

2.3.3 Lentilles binaires

Dans le cas où la lentille est un système à deux masses ponctuelles, $N_L = 2$, l'équation 2.10 des lentilles s'écrit

$$u = z + \frac{\epsilon_1}{\bar{z}_1 - \bar{z}} + \frac{\epsilon_2}{\bar{z}_2 - \bar{z}}. \quad (2.15)$$

Le flux de la source au cours de l'évènement de microlentille se calcule toujours grâce à l'équation 2.7, mais, contrairement au cas de lentille simple, son amplification ne peut plus être calculée analytiquement. La transformation du plan source (ξ, η) au plan image (x, y) se résout numériquement. Dans l'équation des lentilles 2.15, suivant le formalisme de Witt (1990), les deux masses m_1 et m_2 sont situées aux positions z_1 et z_2 exprimées en coordonnées complexes $z \equiv x + iy$ (de la même manière, la position de la source est exprimée par $u \equiv \xi + i\eta$). Cette équation peut s'écrire sous la forme d'un polynôme complexe d'ordre 5, dont les coefficients sont donnés par Witt & Mao (1995) (et fournis en annexe C.1). Les solutions de ce polynôme ne sont pas forcément solutions de l'équation des lentilles 2.15. Selon la position de la source relativement au système de lentilles, deux de ces solutions peuvent être écartées. En effet, lorsque la source est à l'extérieur

des caustiques, deux des cinq solutions de l'équation 2.15 donnent des amplifications appartenant à l'espace imaginaire. Il y a donc soit trois soit cinq images. Par conséquent, le nombre d'images diffère de ± 2 lorsque la source traverse une caustique. De même que pour une lentille simple où les deux images de la source se forment de part et d'autre de l'anneau d'Einstein, les trois ou cinq images se forment de part et d'autre des courbes critiques ($\det J = 0$) dans le plan lentille. A ces courbes critiques correspondent des caustiques dans le plan source.

La détermination des positions des images et des amplifications associées étant impossible à calculer analytiquement pour le cas des lentilles binaires (ou plus généralement multiples), l'approche intuitive du phénomène de microlentille n'est pas aisée. Schneider & Weiss (1986) proposent une analyse didactique d'un cas particulier impliquant des simplifications mathématiques, afin de mieux appréhender le phénomène. En effet, la considération d'un système de lentille binaire de masses égales leur permet de résoudre une partie du problème analytiquement ($\Delta m = (m_2 - m_1)/2 = 0$). Par exemple, lorsque $\Delta m = 0$ et que la source est située sur l'axe du système binaire ($u = \xi$), le polynôme de degré 5 en z de l'équation des lentilles peut être factorisé en deux polynômes du second et troisième degré. Il en est de même lorsque la source est située sur l'axe imaginaire ($u = i\eta$). L'étendue à d'autres positions fait ensuite intervenir des moyens de résolution numérique. La figure 2.5 illustre l'apparition des 3 ou 5 images de la source en fonction de la position de cette dernière, dans ce cas particulier où $\Delta m = 0$. Cette figure montre notamment comment 3 images tendent à fusionner ou à se scinder lorsque la source s'approche d'une caustique. De plus, les images affichent des formes souvent allongées dont les aires sont plus ou moins grandes que celle de la source. Trois images sur cinq ou deux sur trois vont présenter des aires plus grandes que la source, c'est-à-dire des amplifications supérieures à 1.

Schneider & Weiss (1986) ont montré qu'il existe trois topologies de caustiques différentes pour une valeur donnée de rapport de masse q entre les deux composants de la lentille binaire. Ces trois topologies font apparaître une, deux ou trois caustiques. Notons d la distance, appelée encore "séparation" projetée dans le plan de la lentille, entre les deux corps de la lentille binaire et exprimée en unités de rayon d'Einstein. Dans le cas des petites séparations $d \ll 1$, il se forme 3 caustiques, 2 appelées caustiques secondaires formées de 3 pointes (appelées "cusps") et une appelée caustique centrale, formée de 4 cusps. La transition vers de grandes séparations d passe par une phase intermédiaire à laquelle ne se forme qu'une caustique, de grande taille, appelée "caustique résonnante" et présentant 6 cusps. Cette configuration se produit lorsque d est voisine du rayon d'Einstein R_E . Enfin, pour les grandes séparations d , cette caustique unique se scinde en 2 caustiques à 4 cusps. La figure 2.6 présente les trois types de caustiques et de courbes critiques associées.

Ces trois domaines d'existence sont présentés sur le diagramme en (q, d) de la figure 2.7. On les nomme couramment "close" (faibles séparations), "résonnante" et "wide" (grandes séparations).

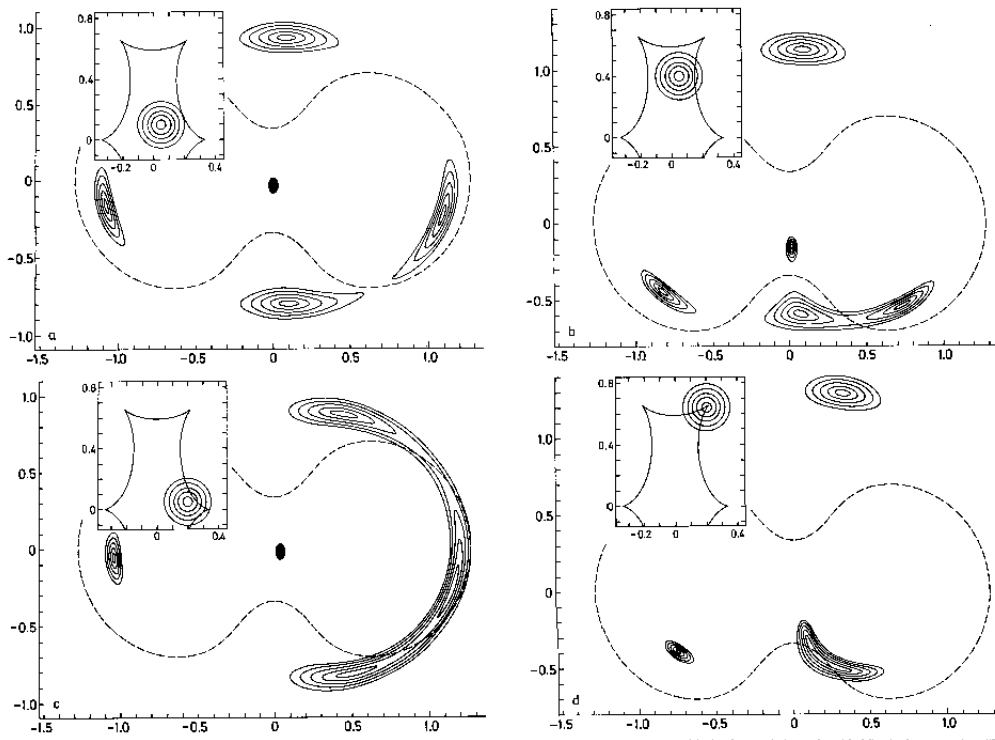


FIG. 2.5 – Quelques exemples de formation d’images de la source dans le plan lentille, dans le cas d’une lentille binaire de masses égales. Dans l’encadré en haut à gauche de chaque figure, les cercles concentriques représentent plusieurs rayons de source. Dans les figures principales, les images correspondantes affichent des formes souvent allongées dont les aires sont plus ou moins grandes que celle de la source. Deux images sur cinq et une sur trois vont présenter des aires plus petites. Figure extraite de Schneider & Weiss (1986).

Les valeurs de d qui marquent le passage d’un domaine à un autre pour un rapport de masse donné q sont données par (Schneider & Weiss 1986; Dominik 1999),

$$\frac{q}{(1+q)^2} = \frac{(1-d_c)^3}{27d_c^8}, \quad d_w = \frac{(1+q^{1/3})^{3/2}}{(1+q)^{1/2}}, \quad (2.16)$$

où d_c marque l’entrée en mode “close” et d_w celle en mode “wide”.

La courbe de lumière issue d’un modèle statique de lentille binaire agissant sur une source ponctuelle est fonction de huit paramètres. Deux d’entre eux sont identiques au cas de la lentille simple, F_s et F_b . L’équation pour t_E (ou θ_E) est de la même forme que précédemment, mais peut se rapporter arbitrairement à la masse totale du système binaire, ou à une des deux masses (dans le cas d’une étoile avec un compagnon planétaire, on raisonne souvent par rapport à la masse de l’étoile uniquement). u_0 devient quant

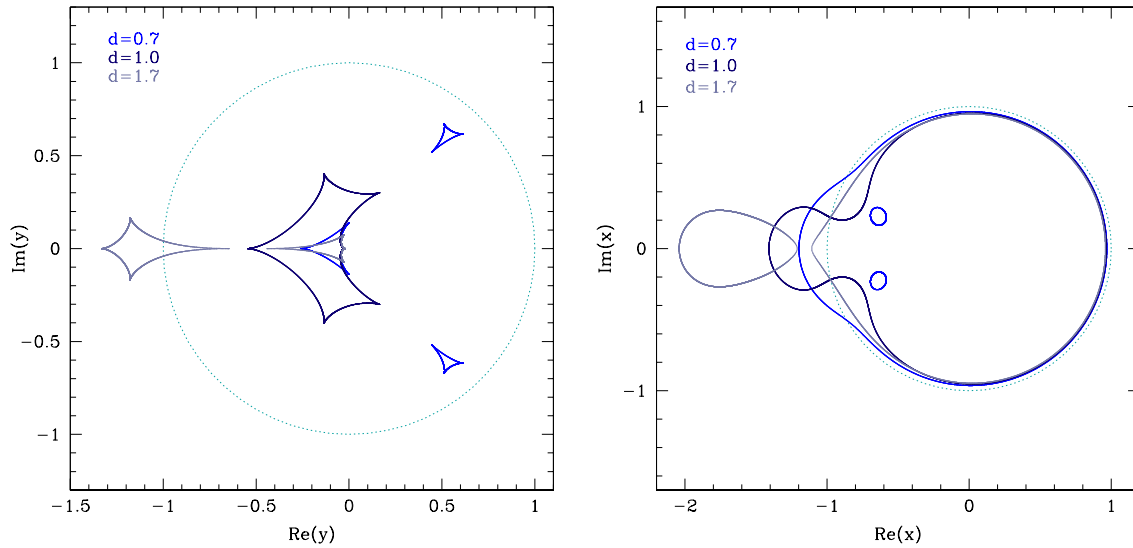


FIG. 2.6 – Topologies des caustiques (en haut) et courbes critiques (en bas) pour trois distances différentes correspondant aux trois régimes de caustique “close” (faible séparation, $d = 0.7$), “résonnante” (séparation égale au rayon d’Einstein, $d = 1$) et “wide” (grande séparation, $d = 1.7$). Le rapport de masse est le même pour les trois configurations, $q = 10^{-1}$. Le cas $d = 0.7$ présente une caustique centrale et deux petites caustiques secondaires hors-axe; $d = 1$ présente une caustique unique et de grande étendue; $d = 1.7$ présente une caustique centrale et une caustique secondaire (ou planétaire) alignées sur l’axe du système de lentille binaire. Figure extraite de Cassan (2005).

à lui le paramètre d’impact par rapport au centre de masse du système binaire. t_0 est toujours le temps auquel $u = u_0$ cependant il ne correspond pas forcément à l’instant de plus grande amplification, contrairement au modèle de lentille simple. Enfin, les trois paramètres spécifiques au système de lentille binaire sont d , q et α , respectivement la séparation entre les deux corps du système en unités de rayon angulaire d’Einstein θ_E , le rapport de masse entre ces deux corps et l’angle entre la trajectoire de la source et l’axe du système de lentille binaire.

Détection d’un compagnon planétaire

Pour les lentilles binaires dont le rapport de masse est très inférieur à 1, $q \ll 1$, i.e. en présence d’un compagnon planétaire, les perturbations engendrées par le compagnon sont faibles devant la structure générale du champ gravitationnel de l’étoile hôte. C’est pourquoi la plupart des trajectoires de la source aux abords d’un tel système engendre des courbes de lumière analogues à celles d’un système de lentille simple. Le cas particulier de la caustique résonnante, dans le régime (d, q) intermédiaire défini précédemment, aug-

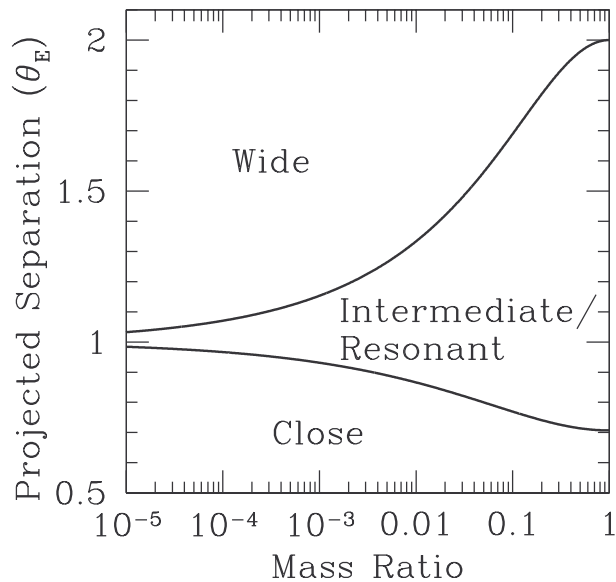


FIG. 2.7 – Valeurs critiques de d , la séparation projetée en unités d’Einstein, en fonction du rapport de masse q pour lesquelles la topologie des caustiques change. On considère alors trois domaines distincts, “close”, “wide” et résonnant, qui mettent en jeu une, deux ou trois caustiques.

mente les chances de détection du compagnon du fait de la grande étendue de la caustique. Cependant ce régime est relativement étroit dans le cas des faibles masses planétaires (cf. figure 2.7) et confiné à un domaine de séparations proches de $d = 1$. Dans les autres domaines (d, q) , i.e. “close” et “wide”, la détection du compagnon planétaire est facilitée lorsque le paramètre d’impact de la source est faible, $u_0 \ll 1$. En effet, cette configuration permet de sonder la topologie du champ gravitationnel aux abords de la caustique centrale et les variations d’amplification au passage près des cusps de cette caustique, voire lors de la traversée de la caustique. Enfin, par le biais du hasard, l’orientation de la trajectoire de la source peut l’amener à traverser les caustiques planétaires, provoquant ainsi des pics d’amplification sur la courbe de lumière.

Caractéristiques de la caustique centrale et dégénérescence en $d \leftrightarrow d^{-1}$

Pour des rapports de masse $q \ll 1$ et une distance d fixée, la taille de la caustique centrale est proportionnelle à q . Par ailleurs, si on considère la forme de la caustique centrale dans son rapport entre longueur et hauteur, on s’aperçoit qu’elle devient de plus en plus asymétrique (augmentation du rapport longueur/hauteur) à mesure que la séparation se rapproche de 1, $d \rightarrow 1$. Enfin, toujours dans le cas où $q \ll 1$, la forme et la taille de la caustique centrale sont invariantes sous la transformation $d \leftrightarrow d^{-1}$. Cette

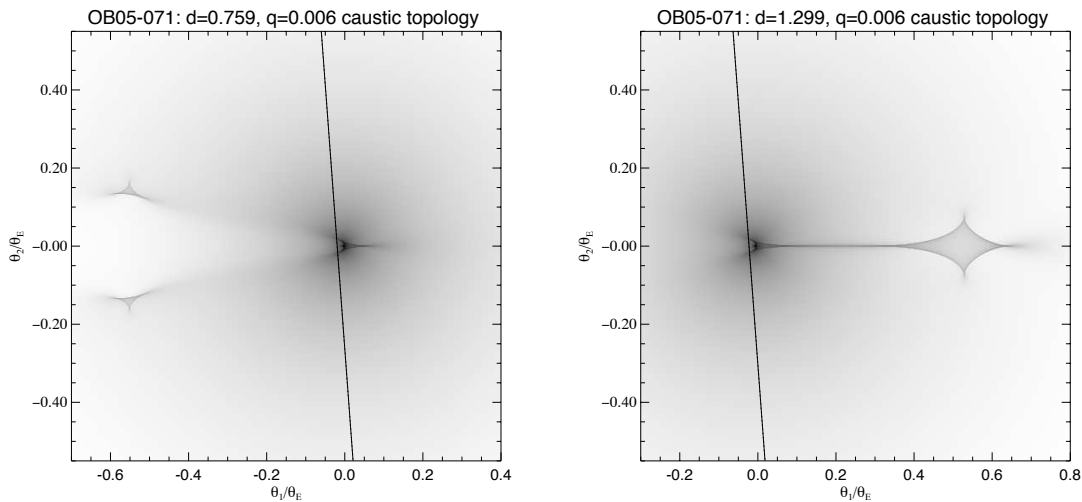


FIG. 2.8 – Deux solutions possibles pour l’évènement OGLE-2005-BLG-071Lb : à gauche le modèle “close” avec une séparation étoile-planète $d < 1$ en unités de rayon d’Einstein, à droite le modèle “wide” avec $d > 1$. Les figures représentent la trajectoire de la source près de la caustique centrale.

dualité est couramment appelée dégénérescence “close/wide” (Griest & Safizadeh 1998; Dominik 1999; Albrow et al. 1999; An 2005). Cette dégénérescence vient du fait que les développements de Taylor de l’équation des lentilles à l’ordre 2 (en d_c^2 ou d_w^2 , avec d_c et d_w respectivement les séparations en configuration “close” et “wide”) sont identiques pour $d_w \leftrightarrow d_c^{-1}(1+q)^{1/2}$, soit $d_c \leftrightarrow d_w^{-1}$ lorsque $q \ll 1$. Elle rend parfois impossible la distinction de deux systèmes de faible et grande séparations. La figure 2.8 en propose une illustration, avec le cas de l’évènement OGLE-2005-BLG-071Lb au cours duquel la source passe très près de deux cusps de la caustique centrale d’un système lentille/planète de rapport de masse $q = 0.006$. Deux modèles sont en accord avec les données de la courbe de lumière, l’un avec une séparation $d = 0.759$ et l’autre $d = 1.299$.

2.3.4 Paramètres des modèles et ajustement aux données observationnelles

Un évènement de lentille simple avec une source ponctuelle peut être modélisé par cinq paramètres : t_0 , u_0 , t_E , F_s , et F_b . Ces paramètres sont liés par les équations 2.7 et 2.8 exprimées précédemment. F_s est le flux de la source amplifiée et F_b celui de toute lumière non amplifiée (“blended light”). Ce dernier peut provenir d’un compagnon de la source, d’un compagnon de la lentille, d’une étoile quelconque sur la ligne de visée ne jouant aucun rôle dans le phénomène de microlentille, ou encore de la lentille elle-même.

Parmi les cinq paramètres d'un modèle PSPL (Point-Source Point-Lens), u_0 , t_E , F_s et F_b sont fortement corrélés. De ce fait, pour ajuster un modèle aux données observationnelles, il est souvent pertinent d'utiliser une autre paramétrisation, à partir de paramètres observables, comme par exemple $t_{\text{eff}} = u_0 t_E$. Comme évoqué en section 2.3.1, les flux F_s et F_b diffèrent d'un télescope à l'autre en fonction du filtre utilisé et des caractéristiques intrinsèques du télescope. Par conséquent, le nombre total de paramètres qui constitue un modèle standard PSPL est égal à $N + 2 \times N_{\text{obs}}$, où $N = 3$ est le nombre de paramètres nécessaires à l'expression de l'amplification en fonction du temps, et N_{obs} le nombre de télescopes fournissant les données à ajuster. Etant donné que le flux observé est linéaire en fonction de F_s et F_b , ces $2 \times N_{\text{obs}}$ paramètres sont généralement déterminés indépendamment, par régression linéaire, tandis que les N paramètres, non linéaires, sont déterminés par des algorithmes de minimisation, tels que la méthode du simplexe (algorithme de descente), Markov Chain Monte Carlo (MCMC), un algorithme génétique, des grilles d'exploration de l'espace des paramètres ("grid-search"), etc. Le principe consiste à minimiser l'écart quadratique entre les données observationnelles et la courbe de lumière générée par les paramètres du modèle. Cet écart s'exprime à travers l'expression du χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_d} \frac{(m_{\text{exp},i} - m_{\text{mod},i})^2}{\sigma_i^2} \quad (2.17)$$

où $m_{\text{exp},i}$ et $m_{\text{mod},i}$ sont les magnitudes expérimentales et du modèle en chaque point de mesure, et σ_i est la barre d'erreur associée à la donnée i .

Si la lentille est binaire, le problème est nettement plus complexe et l'addition de ce deuxième composant apporte au minimum 3 paramètres supplémentaires : d , q et α . Le problème de lentille binaire (statique) avec source ponctuelle (BLPS : Binary-Lens Point-Source) comporte alors $6 + 2 \times N_{\text{obs}}$ paramètres. Il est parfois délicat de choisir de façon pertinente un jeu de paramètres initial, à partir duquel débutera la recherche de solution(s) au problème de microlentille posé. Par ailleurs, une fois qu'un minimum est trouvé, il peut tout à fait s'agir d'un minimum local. De plus, de petites variations dans les valeurs des paramètres testés peuvent provoquer des changements drastiques dans l'allure de la courbe de lumière. En particulier, lorsque la source passe près d'une caustique ou la traverse, car l'amplification de celle-ci présente alors de forts gradients. Il n'est donc pas toujours aisé de faire preuve d'intuition pour la recherche de solutions. A ceci s'ajoute l'existence potentielle de dégénérescences, e.g. la dégénérescence en $d \leftrightarrow d^{-1}$.

Des effets du second ordre peuvent être pris en compte dans la modélisation des problèmes de microlentilles et apportent avec eux de nouveaux paramètres à ajuster. Les effets de source étendue (appelés aussi effets de taille finie de source), de parallaxe, de source binaire et de mouvement orbital des composants de la lentille sont abordés aux sections 2.3.6, 2.3.7, 2.3.8 et 2.3.9.

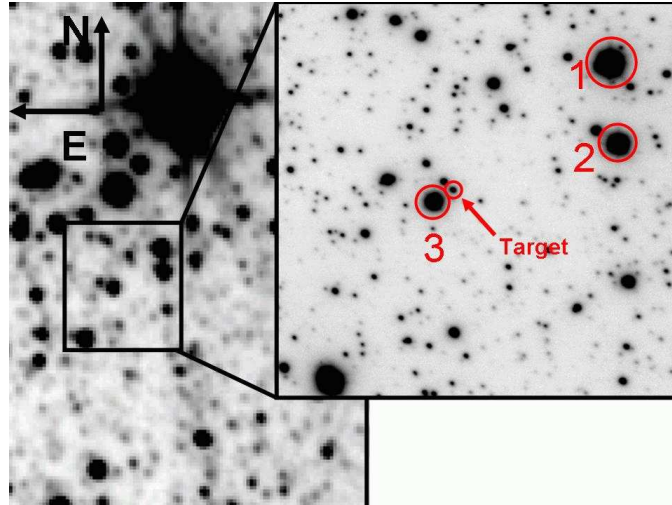


FIG. 2.9 – Images du champ relatif à l'évènement MOA-2008-BLG-310Lb. A gauche, une image prise par le télescope IRSF en Afrique du Sud, à droite une image prise par le VLT avec l'instrument NACO. La source amplifiée et le flux de "blending" sont contenus dans le cercle à la mention Target. Image extraite de Janczak et al (2010).

Caractérisation du flux de blending

La résolution typique des instruments d'observation au sol est de l'ordre de $1''$ (1 arc-seconde), et la région observée est particulièrement dense puisqu'elle est en direction du bulbe galactique, c'est pourquoi il peut s'avérer difficile d'isoler la lentille et la source du reste du champ. La plupart des étoiles non résolues peuvent néanmoins être identifiées par le télescope spatial Hubble (HST : Hubble Space Telescope) (MACHO-LMC-5 Alcock et al. 2001; Drake et al. 2004). Une grande partie peut aussi être résolue à l'aide d'instruments d'optique adaptative, comme par exemple l'instrument NACO du VLT (Very Large Telescope), dont la résolution peut atteindre $0.1''$. La figure 2.9 montre un exemple de champ observé par un télescope de faible résolution utilisé par les équipes de suivi, et par le VLT à l'aide de l'instrument NACO. Il s'agit de l'évènement MOA-2008-BLG-310Lb, impliquant une planète de type Neptune (Janczak et al. 2010). La réalisation d'images à haute résolution pour des évènements de microlentille a pour objectif notamment d'apporter des contraintes sur la masse de la lentille à partir de contraintes sur sa luminosité. L'évènement MOA-BLG-2009-387 (Batista et al. in prep.) traité au chapitre 4 a lui aussi bénéficié d'observations avec l'instrument NACO.

2.3.5 Exemples de courbes de lumière

Il existe une infinité de courbes de lumière différentes. En effet, outre l'existence de trois topologies de caustiques distinctes, la trajectoire de la source relativement au système de lentille est aléatoire et peut générer des perturbations très diverses, selon que la source traverse des caustiques, passe près de cusps, etc. Les figures 2.10 à 2.14 présentent un échantillon de configurations possibles d'événements de microlentille binaire, avec des trajectoires de source et des caractéristiques variées.

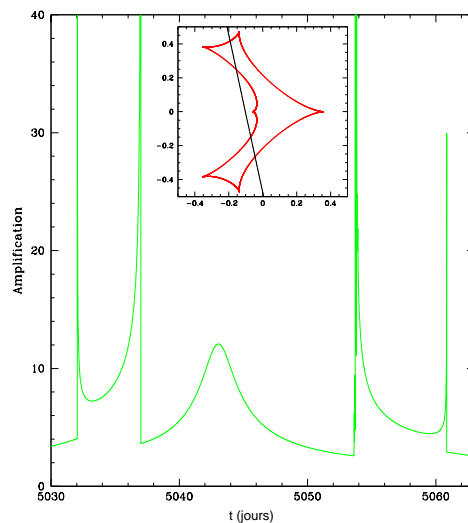


FIG. 2.10 – $q = 0.1$, $d = 0.9$, $\alpha = 4.5$ et $u_0 = 0.1$. Cette configuration met en jeu quatre traversées d'une caustique résonnante, ainsi qu'une approche de cusp au centre de cette caustique. Les traversées de caustiques induisent des pics d'amplification très brefs et de pentes extrêmement élevées (infinies dans le cas d'une source ponctuelle). L'approche du cusp implique quant à elle une courbe d'amplification régulière, dont la valeur dépend de la distance d'approche de la source.

2.3.6 Effets de source étendue

Lorsque la taille de la source est petite devant le rayon d'Einstein θ_E et le paramètre d'impact u_0 , l'approximation de la source ponctuelle est justifiée dans le cas d'une lentille simple. Si l'une de ces conditions n'est plus respectée, alors la courbe de lumière est affectée par les effets de source étendue, appelés aussi effets de taille finie. Son profil autour du pic d'amplification semble "amorti", faisant apparaître un maximum d'amplification plus faible et de forme élargie. Ces effets ont été étudiés pour la première fois par Gould (1994) Nemiroff & Wickramasinghe (1994). Ils ont montré que la détermination de la déviation

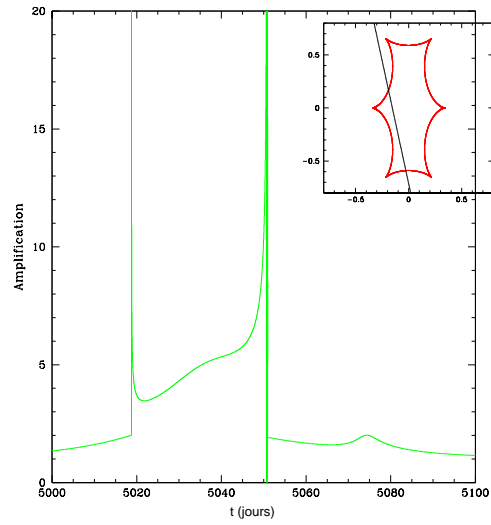


FIG. 2.11 – $q = 1$, $d = 1$, $\alpha = 4.5$ et $u_0 = 0.15$. Cette configuration met en jeu deux traversées d’une caustique résonnante et deux approches de cusps (dont une seule est visible sur la courbe de lumière). La caustique est parfaitement symétrique car $q = 1$ (système binaire de masses égales).

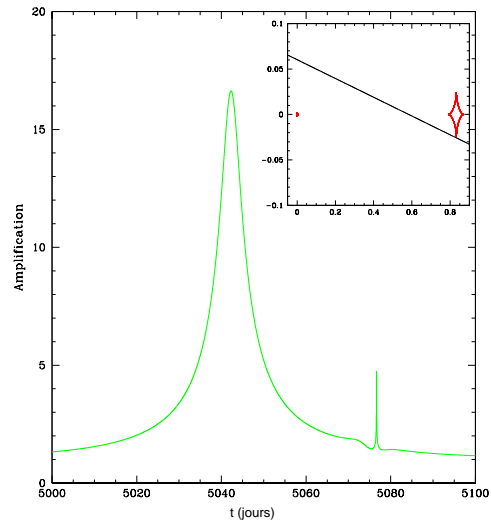


FIG. 2.12 – $q = 0.001$, $d = 1.5$, $\alpha = 0.103$ et $u_0 = 0.06$. Cette configuration ne comporte aucune traversée de caustique, mais seulement deux approches de cusps. La première vis-à-vis de la caustique centrale, de petite taille mais induisant une amplification importante, et la seconde vis-à-vis de la caustique planétaire, qui, malgré son étendue, induit un petit pic d’amplification.

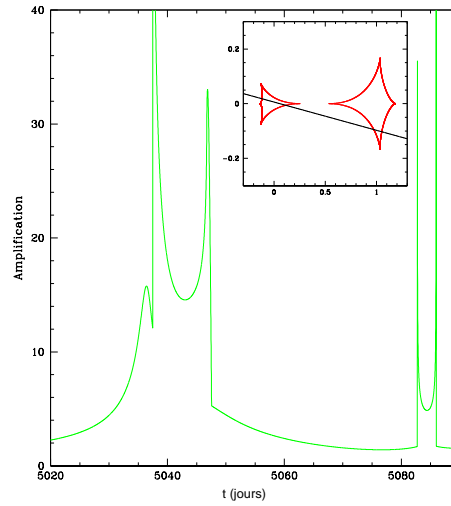


FIG. 2.13 – $q = 0.1$, $d = 1.71$, $\alpha = 0.103$ et $u_0 = 0.006$. Cette configuration met en jeu quatre traversées de caustiques, deux à travers la caustique centrale et deux à travers la caustique secondaire (à droite). Une amplification supplémentaire est due à l'approche du cusp central de la première caustique.

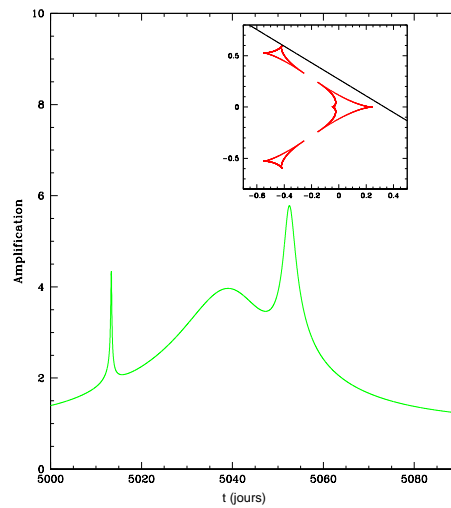


FIG. 2.14 – $q = 0.1$, $d = 0.765$, $\alpha = 0.68$ et $u_0 = 0.21$. Cette configuration ne comporte aucune traversée de caustique, mais seulement deux approches de cusps. Elle fait apparaître trois caustiques, mais dont la topologie est assez particulière du fait d'être à la limite de la caustique résonnante (lorsque d se rapproche de 1). La plus grande caustique est la caustique centrale, proche du centre de masse, et les deux petites caustiques périphériques sont les caustiques planétaires.

par rapport au modèle de source ponctuelle PSPL peut être utilisée pour le calcul de la vitesse transverse de la source, si on en connaît le rayon grâce à des informations sur sa luminosité et sa couleur. En effet, on peut déterminer $\theta_E = \theta_*/\rho$, où ρ , le rayon de la source en unités d'Einstein, est déduit du profil de la courbe de lumière et θ_* , le rayon angulaire physique de l'étoile, est calculé d'après les informations photométriques et spectroscopiques disponibles. Ainsi, on détermine le mouvement propre relatif entre la source et la lentille : $\mu = \theta_E/t_E$.

Pour les sources et lentilles typiques, $\rho \ll 1$, de sorte que les effets de source étendue pour une lentille simple ne sont notables que dans le cas d'événements de haute amplification ($u_0 \ll 1$), pour lesquels $A \sim u^{-1}$. Dans le cas d'une source de luminosité uniforme, l'amplification d'une source étendue par une lentille simple (ESPL : extended-source point-lens) peut être trouvée analytiquement (Schneider et al. 1992)

$$A_{ESPL}(t) = A_0(t)B[z(t)], \quad (2.18)$$

où

$$B(z) = \begin{cases} \frac{4}{\pi}E(z) & z \leq 1 \\ \frac{4}{\pi}z[E(1/z) - (1 - z^{-2})K(1/z)] & z \geq 1 \end{cases} \quad (2.19)$$

avec K et E les intégrales elliptiques de première et deuxième espèces respectivement, et $z \equiv u/\rho$.

La figure 2.15 montre un exemple de courbe de lumière sévèrement affectée par les effets de taille finie de source. Il s'agit de l'événement OGLE-2007-BLG-050 (Batista et al. 2009) traité en section 3.2. La courbe de lumière présente une déviation importante par rapport au modèle de source ponctuelle représenté en rouge sur la figure. Ces effets très prononcés de taille finie s'expliquent par un paramètre d'impact faible (événement de haute amplification), $u_0 = 0.002$, devant la taille de la source $\rho = 0.0045$. L'analyse des données photométriques en bandes I et V a permis de déterminer la nature de l'étoile source, une géante de type K située dans le bulbe galactique.

Dans le cas d'une lentille binaire, l'amplification de la source étendue commence à dévier du modèle de source ponctuelle de quelques pourcents lorsque la source s'approche des caustiques à une distance projetée de quelques rayons de source (Pejcha & Heyrovský 2009). Les traversées de caustique par la source permettent de déterminer le rayon de celle-ci en unités de R_E , ainsi que son profil de luminosité surfacique, i.e. de mesurer les effets d'assombrissement aux bords ("limb-darkening"). S'agissant d'étoiles situées à quelques kpc de notre système solaire, ceci traduit le fort potentiel de la méthode de microlentilles gravitationnelles en terme de caractérisation des objets de notre Univers, outre le fait de permettre la détection de planètes. Cette mesure a été réalisée pour la première fois par la collaboration PLANET dans le cas de l'événement MACHO-1997-BLG-28 (Albrow et al. 1999), présentant une traversée de cusp de la caustique d'un système de lentille binaire ($q = 0.23$ et $d = 0.69$). L'étoile source était une géante de type K. Une excellente

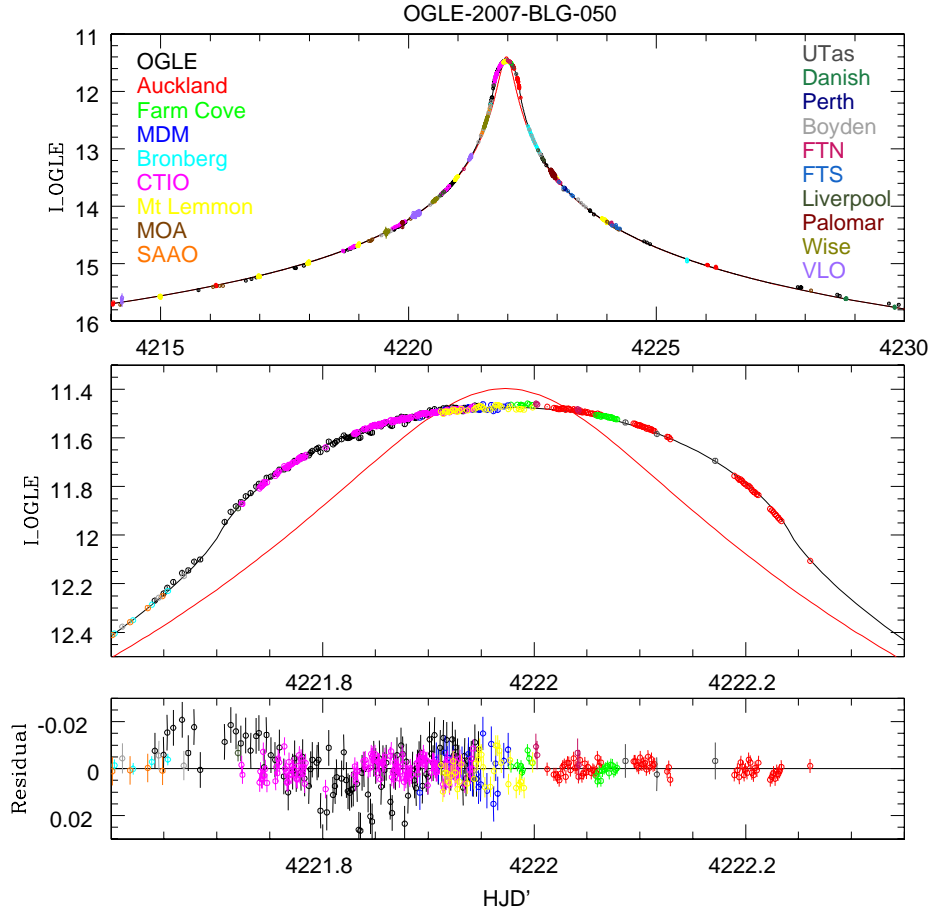


FIG. 2.15 – Courbe de lumière de l'évènement OGLE-2009-BLG-050, en bande I , calculée dans le système OGLE de référence. Les effets de taille finie de source apparaissent clairement sur la figure centrale, qui est un zoom du pic d'amplification. La courbe de comparaison en rouge est un modèle de source ponctuelle.

couverture de l'évènement en bandes I et V a été obtenue. Cette analyse a en effet permis la détermination des coefficients de limb-darkening, d'après la loi de luminosité suivante :

$$I_{\lambda}(\beta) = I_{\lambda}(0)[1 - c_{\lambda}(1 - \cos\beta) - d_{\lambda}(1 - \sqrt{\cos\beta})], \quad (2.20)$$

où β est l'angle entre la normale à la surface de l'étoile et la ligne de visée, et I_{λ} est l'intensité pour la longueur d'onde λ . c_{λ} et d_{λ} sont les coefficients de limb-darkening et dépendent de la longueur d'onde considérée. Le profil de luminosité obtenu était en excellent accord avec les modèles d'atmosphères stellaires existant pour les géantes K et, pour cet évènement, le profil de luminosité uniforme de la source pouvait être écarté sans ambiguïté.

La figure 2.16 illustre l'impact des effets de source étendue lors d'une traversée de caus-

tique, pour un système de rapport de masse $q = 0.013$ et une séparation lentille/compagnon $d = 0.914$ (caractéristiques de MOA-2009-BLG-387Lb traité au chapitre 4). Si ces effets peuvent apporter des informations sur la dynamique du système lentille/source et les caractéristiques de la source, ils peuvent aussi “gommer” les anomalies planétaires, en amortissant les pics d’amplification. Les différentes courbes de lumière de la figure 2.16 sont associées à différents rayons de source, de $\rho = 0.0001$ à 0.002 . L’encadré en haut à droite de la figure montre une partie de la caustique, en rouge, et la trajectoire de la source, en noir. Le cercle figurant sur cette trajectoire représente la source avec un rayon $\rho = 0.002$. Il s’agit dans cet exemple d’un cas particulier de caustique résonnante, pour lequel les déviations induites par les traversées de caustique sont atténuées rapidement à mesure que la taille de source augmente, car ce type de caustique présente de faibles gradients d’amplification. Dans le cas de systèmes à 2 ou 3 caustiques (une centrale et une ou deux planétaires), les déviations persistent pour des tailles de source plus grandes, et les planètes peuvent être détectables pour des tailles de source allant jusqu’à $\rho = 0.01$.

Il est de ce fait important de noter que les limites de détectabilité des planètes en microlentilles ne sont pas uniquement liées au type de planète recherché mais aussi à la nature de l’étoile source. Ainsi, une planète de $1M_{\oplus}$ est facilement détectable avec une étoile source de la séquence principale, alors qu’une planète de $5M_{\oplus}$ est en limite de détectabilité si la source est une étoile géante.

Formellement, la courbe d’amplification pour le cas d’une source étendue peut être calculée par intégration des amplifications de chaque point de la surface de la source, avec la possibilité de pondérer cette surface par des profils de luminosité. En pratique, cette approche est difficile à mettre en oeuvre compte tenu des divergences d’amplification près des caustiques. Des efforts substantiels ont été fournis pour développer des algorithmes efficaces de traitement du cas de source finie (Dominik 1995; Wambsganss 1997; Gould & Gaucherel 1997; Griest & Safizadeh 1998; Vermaak 2000; Dong et al. 2006; Gould 2008; Pejcha & Heyrovský 2009; Bennett 2010). L’approche la plus efficace consiste à effectuer un découpage de la courbe de lumière en fonction de la distance qui sépare la source des caustiques. Deux méthodes de résolution sont alors utilisées successivement, l’une valable lorsque la source est suffisamment loin des caustiques, et l’autre lorsqu’elle s’en approche ou qu’elle les traverse. La première est basée sur une approximation analytique, comme par exemple l’approximation “hexadécapole” (Gould 2008; Pejcha & Heyrovský 2009) qui revient à calculer l’amplification en une dizaine de points de la source stratégiquement répartis. La seconde nécessite une évaluation numérique plus précise de l’amplification de la source étendue par intégration des images dans le plan lentille. L’intégration dans le plan lentille a l’avantage d’éviter les comportements singuliers comme aux abords des caustiques dans le plan source, car la forme des images est lisse et continue. Une possibilité consiste alors à pratiquer ce qu’on appelle le “inverse ray shooting”, c’est-à-dire à inverser des lancés de rayons en évaluant leur position dans le plan source connaissant celle-ci dans le plan lentille (voir annexe C.2.2), grâce à l’équation des lentilles. L’amplification de la source finie s’obtient ensuite par calcul du rapport des aires images/source.

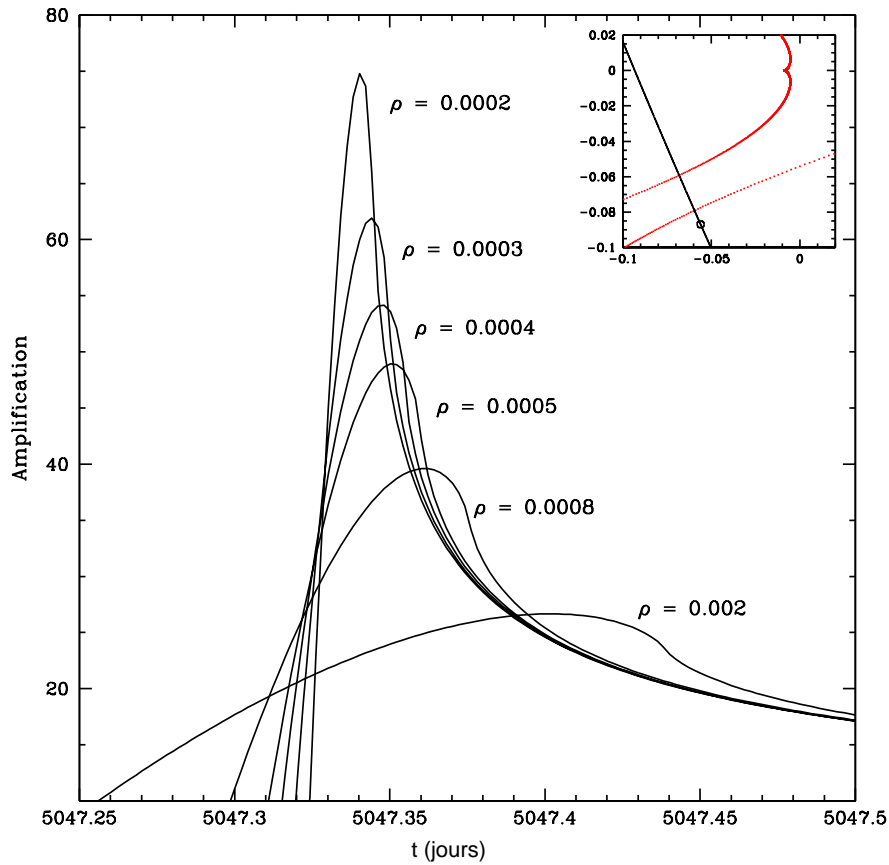


FIG. 2.16 – Courbes de lumière au cours d’une traversée de caustique pour différents rayons de source étendue, $\rho = 0.0001, 0.0002, 0.0003, 0.0004, 0.0005, 0.0008, 0.002$. Encadré en haut à droite : partie de la caustique résonnante, en rouge, et trajectoire de la source en noir. Le cercle noir représente une source de rayon $\rho = 0.002$. Le modèle considéré ici est caractérisé par un rapport de masse $q = 0.013$ et une séparation $d = 0.914$.

2.3.7 Effets de parallaxe

Les effets de parallaxe comptent parmi les effets les plus remarquables et les plus utiles à la résolution des problèmes de microlentilles. Ils se manifestent par une distorsion de la courbe de lumière et sont le reflet d’un mouvement non uniforme de l’observateur. L’équation 2.8 définissant la trajectoire de la source est valable dans le cas d’un mouvement rectiligne et uniforme de cette dernière, avec des vitesses constantes des trois corps considérés, observateur, source et lentille. Lorsque l’évènement est suffisamment long ($t_E \geq 1\text{an}/2\pi$), la vitesse de la Terre ne peut plus être considérée comme constante et rectiligne pendant l’évènement et le mouvement relatif source/lentille perçu par l’observateur n’est plus uniforme, provoquant une assymétrie dans la courbe de lumière observée

(Gould 1992). On parle alors de parallaxe orbitale. Le détection de ces effets de parallaxe permet la détermination du rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur $\tilde{r}_E \equiv (2R_{Sch}D_{rel})^{1/2}$, où $R_{Sch} \equiv 2GMc^{-2}$ est le rayon de Schwarzschild relatif à la lentille, et $D_{rel}^{-1} \equiv D_l^{-1} - D_s^{-1}$. La mesure de \tilde{r}_E est possible soit lorsque le référentiel d'observation subit une accélération substantielle au cours de l'évènement, soit lorsque l'évènement est observé simultanément depuis deux sites éloignés géographiquement. On parle respectivement de parallaxe orbitale (Alcock et al. 1995; Mao 1999; Smith et al. 2002; Bennett et al. 2002; Mao et al. 2002) et de parallaxe terrestre (Gould 1997). La mesure de la parallaxe terrestre ne peut se faire que s'il s'agit d'un évènement de haute amplification, sensible à des petites variations du paramètre d'impact u . Des observations spatiales peuvent aussi produire des effets de parallaxe si l'évènement est observé simultanément au sol et dans l'espace. Il s'agit alors de parallaxe spatiale, qui a récemment été mesurée avec le télescope Spitzer (Dong et al. 2007) ainsi qu'avec la sonde Deep Impact sur OGLE 266.

Si par ailleurs, le rayon d'Einstein $\theta_E \equiv (2R_{Sch}/D_{rel})^{1/2}$ a pu être mesuré grâce aux effets de source étendue (cf. paragraphe précédent), alors la masse de la lentille peut être déduite par (Gould & Loeb 1992)

$$M = \frac{c^2}{4G} \tilde{r}_E \theta_E = 0.1227 M_\odot \left(\frac{\tilde{r}_E}{1\text{UA}} \right) \left(\frac{\theta_E}{1\text{mas}} \right). \quad (2.21)$$

Pour modéliser les effets de parallaxe, on considère généralement le vecteur $\boldsymbol{\pi}_E$, appelé "parallaxe", dont la norme donne le rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur,

$$\pi_E \equiv \frac{\pi_l - \pi_s}{\theta_E} = \frac{1\text{kpc}/D_{rel}}{\theta_E/1\text{mas}} = \frac{1\text{UA}}{\tilde{r}_E}, \quad (2.22)$$

où $\pi_l/1\text{mas} = 1\text{kpc}/D_l$ et $\pi_s/1\text{mas} = 1\text{kpc}/D_s$. La direction de $\boldsymbol{\pi}_E$ est celle du mouvement relatif lentille/source. Connaissant θ_E et π_E , on peut ainsi déduire une relation entre la distance de la lentille et celle de la source

$$D_l = \frac{1}{\pi_E \theta_E + 1/D_s}. \quad (2.23)$$

L'évènement OGLE-2007-BLG-050 dont l'étude est présentée section 3.2 est un cas de résolution complète d'un phénomène de microlentille grâce à la mesure des grandeurs θ_E et π_E .

La figure 2.17 montre une courbe de lumière incluant de la parallaxe. Il s'agit de la même configuration que celle de la figure 2.11 aux effets de parallaxe près, qui font apparaître ici une courbure dans la trajectoire de la source.

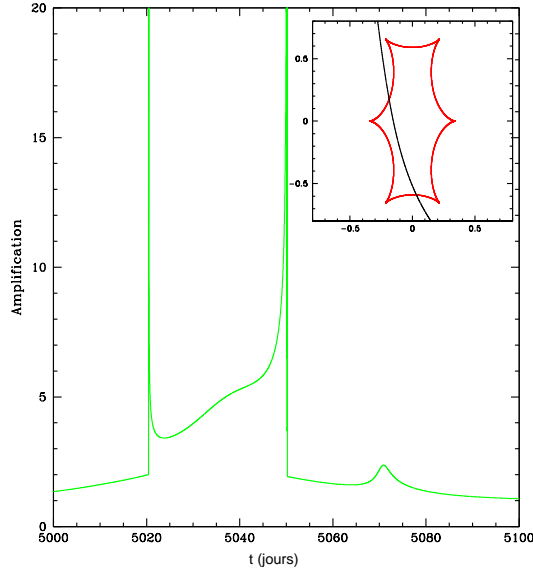


FIG. 2.17 – $q = 1$, $d = 1$, $\alpha = 4.5$ et $u_0 = 0.15$. Cette configuration est la même que celle de la figure 2.11 mais elle inclut des effets de parallaxe. Ceci se traduit par une courbure dans la trajectoire de la source.

Modélisation de la parallaxe

Dans les travaux présentés dans cette thèse, on utilise le formalisme géocentrique de An et al. (2002) et Gould (2004). Soit $\mathbf{s}(t)$ le vecteur Terre - Soleil en UA dans le référentiel héliocentrique, et t_p un instant donné, en pratique très proche de t_0 , l'instant du pic de l'évènement vu depuis la Terre. La dérivée de $\mathbf{s}(t)$ à cet instant vaut

$$\mathbf{v}_p = \left. \frac{d\mathbf{s}}{dt} \right|_{t_p}. \quad (2.24)$$

Alors, dans le repère géocentrique, la déviation entre la position réelle du Soleil et sa position si la Terre avait un mouvement rectiligne s'exprime par

$$\Delta\mathbf{s}(t) \equiv \mathbf{s}(t) - (t - t_p)\mathbf{v}_p - \mathbf{s}(t_p). \quad (2.25)$$

Considérons les vecteurs unitaires $\hat{\mathbf{n}}$ et $\hat{\mathbf{e}}$ pointant le Nord et l'Est célestes. La position projetée du Soleil dans ce repère s'écrit alors : $\Delta\boldsymbol{\varsigma} = (\Delta\varsigma_n, \Delta\varsigma_e) = (\Delta\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{n}}, \Delta\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{e}})$.

Par ailleurs, le paramètre $u(t)$ peut s'écrire comme la somme quadratique de deux composants $\tau(t)$ et $\beta(t)$,

$$u(t) = \sqrt{\tau^2(t) + \beta^2(t)}, \quad (2.26)$$

dans lesquels sont introduits des termes perturbatifs liés à la parallaxe

$$\tau(t) = \frac{t - t_0}{t_E} + \delta\tau(t) \quad ; \quad \beta(t) = u_0 + \delta\beta(t) \quad (2.27)$$

avec

$$\begin{aligned} (\delta\tau(t), \delta\beta(t)) &= (\boldsymbol{\pi}_E \cdot \boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}, \boldsymbol{\pi}_E \times \boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}) \\ &= (\Delta\varsigma_n(t)\pi_{E,N} + \Delta\varsigma_e(t)\pi_{E,E}, -\Delta\varsigma_n(t)\pi_{E,E} + \Delta\varsigma_e(t)\pi_{E,N}) \end{aligned}$$

où $(\pi_{E,N}, \pi_{E,E})$ sont les composantes Nord et Est du vecteur de parallaxe dans le plan du ciel. Le vecteur $\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}$ est calculé analytiquement, à partir des coordonnées de l'évènement observé et du mouvement de la Terre au cours de celui-ci, tandis que les deux composantes du vecteur $\boldsymbol{\pi}_E$ comptent parmi les paramètres du modèle devant s'ajuster aux données de la courbe de lumière.

Détermination de $\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}(t)$

$\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}(t)$ peut s'écrire aussi en fonction du vecteur projeté $\boldsymbol{\varsigma}(t)$ de la position du Soleil par rapport à la Terre dans le plan du ciel.

$$\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{\varsigma}(t) = \boldsymbol{\varsigma}(t) - (t - t_p)\dot{\boldsymbol{\varsigma}}_p - \boldsymbol{\varsigma}(t_p). \quad (2.28)$$

Si \boldsymbol{s} est le vecteur Terre - Soleil en UA, alors sa projection $\boldsymbol{\varsigma}$ dans le plan du ciel s'exprime par

$$\boldsymbol{\varsigma} = \boldsymbol{s} - (\boldsymbol{s} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})\hat{\boldsymbol{n}}, \quad (2.29)$$

où $\hat{\boldsymbol{n}}$ est le vecteur unitaire dans la direction de la ligne de visée. Par ailleurs, la projection de $\hat{\boldsymbol{p}}$, le vecteur unitaire dans la direction du pôle nord écliptique, est donné par $\tilde{\boldsymbol{p}} = \hat{\boldsymbol{p}} - (\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})\hat{\boldsymbol{n}}$. Alors les composantes de $\boldsymbol{\varsigma}$ en coordonnées écliptiques $(\varsigma_n, \varsigma_e)$ sont

$$\varsigma_n = \frac{\tilde{\boldsymbol{p}} \cdot \boldsymbol{\varsigma}}{|\tilde{\boldsymbol{p}}|} = -\frac{(\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})(\boldsymbol{s} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})}{\sqrt{1 - (\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})^2}}, \quad (2.30)$$

$$\varsigma_e = -\frac{(\tilde{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{\varsigma}) \cdot \hat{\boldsymbol{n}}}{|\tilde{\boldsymbol{p}}|} = -\frac{(\hat{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{s}) \cdot \hat{\boldsymbol{n}}}{\sqrt{1 - (\hat{\boldsymbol{p}} \cdot \hat{\boldsymbol{n}})^2}} \quad (2.31)$$

On considère un repère tel que x soit la direction du point vernal, z celle du nord écliptique et $\hat{\boldsymbol{y}} = \hat{\boldsymbol{z}} \times \hat{\boldsymbol{x}}$. Alors,

$$\hat{\boldsymbol{p}} = (0, 0, 1), \quad \boldsymbol{s} = (a \cos \lambda_\odot, a \sin \lambda_\odot, 0), \quad \hat{\boldsymbol{n}} = (\cos \lambda_0 \cos \beta_0, \sin \lambda_0 \cos \beta_0, \sin \beta_0), \quad (2.32)$$

où a est la distance Soleil-Terre en UA, λ_\odot est la longitude écliptique du Soleil, et (λ_0, β_0) sont les coordonnées écliptiques de l'évènement. Si l'excentricité de l'orbite terrestre est

prise en compte, alors les grandeurs a et λ_{\odot} s'écrivent, par un développement au premier ordre,

$$a = 1 - e \cos(\Omega t), \quad \lambda_{\odot} = \Omega t - \phi_{\gamma} + 2e \sin(\Omega t) \quad (2.33)$$

où $\phi_{\gamma} = 77,86^{\circ}$ est l'anomalie vraie à l'équinoxe (20 Mars 2000, 7^h35^{mn}; Larsen et Holdaway 1999), t est le temps écoulé depuis le périhélie, et $\Omega = 2\pi a n^{-1}$.

On trouve finalement

$$\varsigma_n = -a \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0), \quad \varsigma_e = a \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0) \sin \beta_0. \quad (2.34)$$

Dans le formalisme de Gould (2004), la parallaxe $\boldsymbol{\pi}_{\mathbf{E}} = (\pi_{\mathbf{E},N}, \pi_{\mathbf{E},E})$ est exprimée en coordonnées équatoriales, par conséquent, l'expression finale de $\boldsymbol{\varsigma}$ devient

$$\varsigma_N = a \cos \epsilon \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0) + a \sin \epsilon \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0) \sin \beta_0 \quad (2.35)$$

$$\varsigma_E = -a \sin \epsilon \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0) - a \cos \epsilon \cos(\lambda_{\odot} - \lambda_0) \sin \beta_0. \quad (2.36)$$

où $\epsilon = 23.44^{\circ}$ est l'angle d'inclinaison entre le plan équatorial et le plan de l'écliptique.

2.3.8 Source binaire

De manière analogue à la parallaxe, si la source présente une accélération significative et un mouvement non rectiligne au cours de l'évènement, autrement dit si la source est binaire, la courbe de lumière subit une distorsion. On nomme généralement cet effet "xallarap" par symétrie avec le phénomène de parallaxe. Bien qu'il y ait un risque que cet effet s'apparente à celui de parallaxe, la probabilité d'avoir un mouvement de source similaire à celui de la Terre est très faible et on pourra généralement distinguer ces deux effets sans ambiguïté (Poindexter et al. 2005).

Dans l'étude de l'évènement OGLE-2007-BLG-050 présentée en section 3.2, une recherche de xallarap a été effectuée car les données semblaient comporter un signal additionnel à celui de parallaxe. L'étude montrera qu'en réalité il s'agissait d'effets systématiques dans les données n'ayant pas de réalité physique.

Modélisation de la xallarap

Il est possible de modéliser cet effet par des perturbations supplémentaires dans l'expression du paramètre d'impact u ,

$$u_i(t) = \sqrt{\mu^2 + \tau^2} \quad , \quad \mu_i = \mu + \delta\mu_{i,SB} \quad , \quad \tau_i = \tau + \delta\tau_{i,SB}, \quad (2.37)$$

où $\delta\mu_{i,SB}$ et $\delta\tau_{i,SB}$ sont les perturbations de source binaire (SB), avec $i = 1$ ou 2 , pour les deux objets qui composent le système.

En effet, si la source est composée de deux étoiles, alors le flux mesuré sera une superposition de deux courbes de lumière PSPL

$$\begin{aligned} F_i(t) &= f_{s_1,i}A[u_1(t)] + f_{s_2,i}A[u_2(t)] + f_{b,i} \\ &= f_{s_1,i}[A[u_1(t)] + \frac{f_{s_2,i}}{f_{s_1,i}}A[u_2(t)]] + f_{b,i}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Cependant, si la source est composée d'une étoile massive et d'un compagnon planétaire ou faiblement lumineux, une seule courbe de lumière sera observée.

Expression des perturbations de source binaire

Considérons une source binaire composée de deux étoiles de masses M_1 et M_2 , et dont les orbites sont centrées sur le centre de masse du système. On fait ici l'approximation d'orbites circulaires.

Les deux objets sont en opposition de phase, donc éloignés d'une distance constante $(r_1 + r_2)$, où r_1 et r_2 sont les rayons respectifs des masses M_1 et M_2 . On définit t_b comme l'instant où M_1 est situé sur l'axe positif des x et le mouvement de la source binaire dans le plan de l'orbite est donné par

$$\begin{cases} x_{S_1} = r_1 \cos\left(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)\right) \\ y_{S_1} = r_1 \sin\left(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)\right) \end{cases} \text{ et } \begin{cases} x_{S_2} = r_2 \cos\left(\frac{2\pi}{T}(t - t_b) + \pi\right) \\ y_{S_2} = r_2 \sin\left(\frac{2\pi}{T}(t - t_b) + \pi\right). \end{cases} \quad (2.39)$$

Pour exprimer ces coordonnées dans le plan de la lentille, deux rotations sont nécessaires depuis le repère local du système binaire : une rotation autour de l'axe z d'un angle θ suivie d'une rotation autour de l'axe x d'un angle i . La transformation d'un repère à l'autre devient

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{i/x} \cdot \mathcal{R}_{\theta/z} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & \sin i \\ 0 & -\sin i & \cos i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\cos i \sin \theta & \cos i \cos \theta & \sin i \\ \sin i \sin \theta & -\sin i \cos \theta & \cos i \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Dans le plan source, après cette transformation, les coordonnées d'une source ponctuelle sont alors

$$\begin{cases} X_i(t) = \cos \theta x_{S_i}(t) + \sin \theta y_{S_i}(t) \\ Y_i(t) = -\cos i \sin \theta x_{S_i}(t) + \cos i \cos \theta y_{S_i}(t). \end{cases} \quad (2.41)$$

Après projection du rayon r_i dans le plan lentille, et normalisation en unités de rayon d'Einstein, les coordonnées dans le plan lentille deviennent

$$\begin{cases} X_i(t) &= [\cos \theta x_{S_i}(t) + \sin \theta y_{S_i}(t)] \frac{D_L}{D_S R_E} \\ Y_i(t) &= [-\cos \theta \sin \theta x_{S_i}(t) + \cos \theta \cos \theta y_{S_i}(t)] \frac{D_L}{D_S R_E}. \end{cases} \quad (2.42)$$

L'angle égal à π séparant les deux sources peut être introduit dans l'expression de θ (i.e. rotation de $(\theta + \pi)$ pour M_2) pour obtenir les coordonnées suivantes

$$\begin{cases} X_1(t) &= [\cos \theta \cos(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)) + \sin \theta \sin(\frac{2\pi}{T}(t - t_b))] \frac{r_1}{R_E} \frac{D_L}{D_S} \\ Y_1(t) &= [-\cos \theta \sin \theta \cos(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)) + \cos \theta \cos \theta \sin(\frac{2\pi}{T}(t - t_b))] \frac{r_1}{R_E} \frac{D_L}{D_S}, \\ X_2(t) &= [\cos(\theta + \pi) \cos(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)) + \sin(\theta + \pi) \sin(\frac{2\pi}{T}(t - t_b))] \frac{r_1}{R_E} \frac{D_L}{D_S} \\ Y_2(t) &= [-\cos \theta \sin(\theta + \pi) \cos(\frac{2\pi}{T}(t - t_b)) + \cos \theta \cos(\theta + \pi) \sin(\frac{2\pi}{T}(t - t_b))] \frac{r_1}{R_E} \frac{D_L}{D_S}. \end{cases}$$

On retrouve alors les perturbations introduites dans l'expression de $u(t)$

$$\begin{cases} \delta\mu_{1,SB} &= Y_1(t) \\ \delta\mu_{2,SB} &= Y_2(t) \\ \delta\tau_{1,SB} &= X_1(t) \\ \delta\tau_{2,SB} &= X_2(t) \end{cases}$$

Exemple de courbes de lumière présentant de la xallarap

Les figures 2.18 et 2.19 proposent des exemples de courbes de lumière produites par des sources binaires. Le modèle non perturbé qui sert de référence au calcul de ces modèles possède les caractéristiques de l'évènement MACHO-99-BLG-008 (Bennett et al. 2002) : $u_0 = 0.193$, $t_E = 213$ jours, $t_0 = 1359$ MJD, $D_l = 1.6$ kpc, $D_s = 8.5$ kpc. La première étude de ma thèse, non publiée, a porté sur cet évènement et a consisté en la recherche d'une signature de source binaire, après avoir constaté une variation de la luminosité de cette dernière. Cette investigation a révélé l'existence d'une étoile variable et écarté l'hypothèse d'effets de xallarap.

Chaque figure présente deux graphiques. Celui du haut montre les coordonnées (X, Y) des sources en unités de R_E projetées dans le plan lentille. M_1 est représentée en trait plein bleu tandis que M_2 est représentée en pontillés rouges. Le point central schématise la lentille. Le graphique du bas montre les courbes de lumière associées, et leur somme en noir. Pour ne pas confondre les trois courbes, les deux courbes individuelles ont été décalées vers le bas par rapport à la courbe résultante en noir. Le premier exemple illustre un cas dont le rapport de masse vaut $M_1/M_2 = 100$, et le second, un rapport de masse égal à 1.

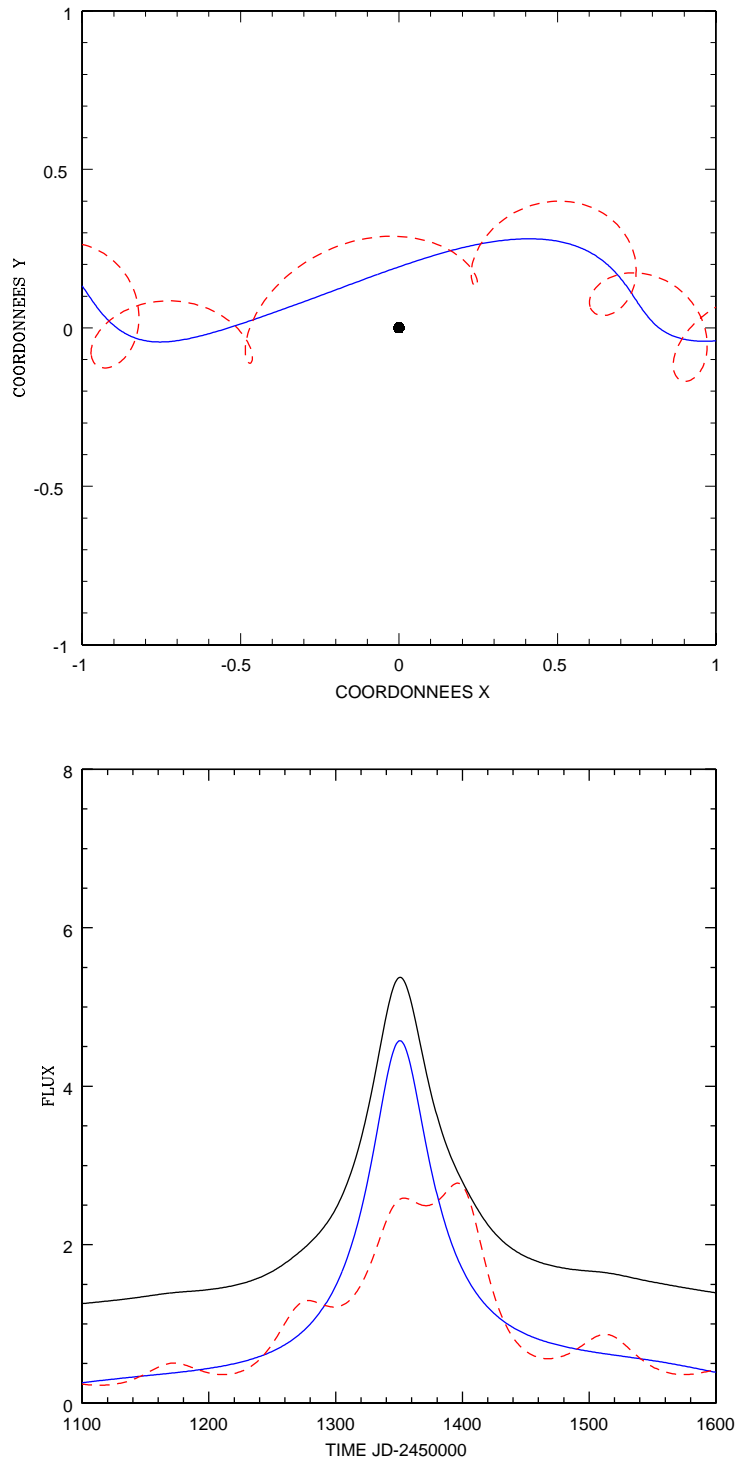


FIG. 2.18 – Le graphique du haut montre les coordonnées (X, Y) des sources du système binaire en unités de R_E projetées dans le plan lentille. M_1 est représentée en trait plein bleu tandis que M_2 est représentée en pontillés rouges. Le point central schématise la lentille. Le graphique du bas montre les courbes de lumière associées, et leur somme en noir. Pour ne pas confondre les trois courbes, les deux courbes individuelles ont été décalées vers le bas par rapport à la courbe résultante en noir. Les paramètres du modèle sont : $R_E = 3.56\text{UA}$, $t_b = t_0$, $r_1 = 0.025\text{UA}$, $r_2 = 2.5\text{UA}$, $T = 100\text{jours}$, $i = \pi/9$, $\theta = \pi_4$, $\phi = \pi/4$, $f_{S_1} = 0.90$, $f_{S_2} = 0.10$, $f_b = 0$.

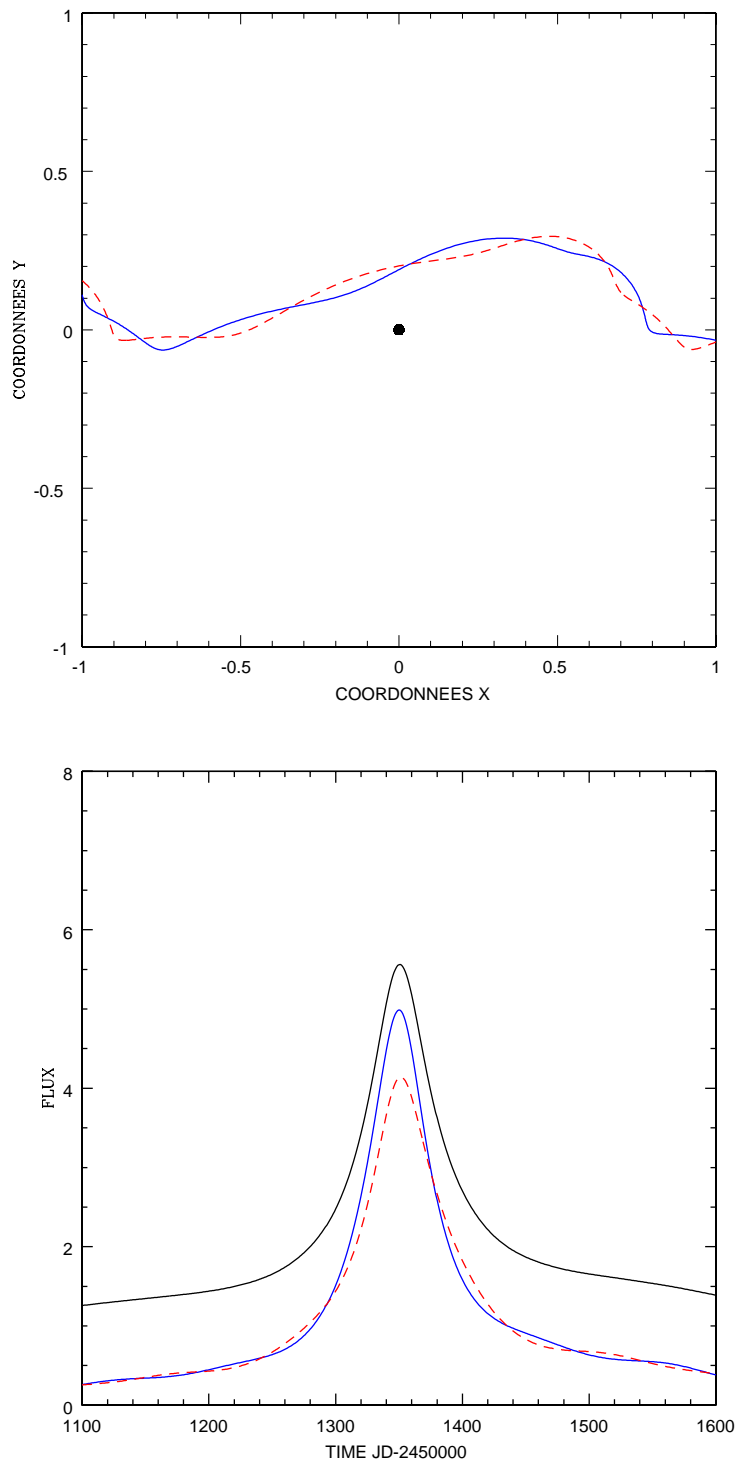


FIG. 2.19 – Le graphique du haut montre les coordonnées (X, Y) des sources du système binaire en unités de R_E projetées dans le plan lentille. M_1 est représentée en trait plein bleu tandis que M_2 est représentée en pontillés rouges. Le point central schématise la lentille. Le graphique du bas montre les courbes de lumière associées, et leur somme en noir. Pour ne pas confondre les trois courbes, les deux courbes individuelles ont été décalées vers le bas par rapport à la courbe résultante en noir. Les paramètres du modèle sont : $R_E = 3.56\text{UA}$, $t_b = t_0$, $r_1 = 0.4\text{UA}$, $r_2 = 0.4\text{UA}$, $T = 100\text{jours}$, $i = \pi/9$, $\theta = \pi/4$, $\phi = \pi/4$, $f_{S_1} = 0.50$, $f_{S_2} = 0.50$, $f_b = 0$.

2.3.9 Mouvement orbital des lentilles multiples

Dans le cas des lentilles multiples, le mouvement orbital relatif des composants du système peut produire des déviations dans la courbe de lumière par rapport au cas de lentilles supposées statiques (Dominik 1998). En effet, si ce mouvement est non négligeable au cours de l'évènement de microlentille observé, il peut engendrer des variations dans la forme et l'orientation des caustiques, ainsi que dans la valeur de u . Cet effet de mouvement orbital est souvent moins important que l'effet de parallaxe, du fait que les périodes orbitales typiques des planètes détectées par microlentilles sont de plusieurs années, donc impliquent des vitesses généralement plus faibles que celle de la Terre autour du Soleil. Toutefois, les récentes découvertes ont montré que cet effet est facilement détectable, y compris pour des planètes dont la période est très grande devant la durée de la déviation planétaire dans la courbe de lumière.

La première mesure de mouvement orbital a été faite par Dong et al. (2009b), pour l'évènement OGLE-2005-BLG-071, impliquant une planète massive ($M_p = 3.8 \pm 0.4 M_{\text{Jup}}$) orbitant à quelques UA de son étoile hôte. Bien que l'anomalie planétaire pour cet évènement ne dure que 3 jours, le mouvement de la planète d'une période de plus de 10 ans a pu être détecté. Le deuxième évènement qui a permis la détection du mouvement orbital d'un compagnon planétaire est OGLE-2006-BLG-109 (Bennett et al. 2010; Gaudi et al. 2008). Cet évènement est le premier système à planètes multiples découvert dont la configuration des planètes géantes est semblable à celle du système solaire. Il est composé d'une planète légèrement moins massive que Jupiter et d'une analogue de Saturne, orbitant respectivement à ~ 2.7 UA et ~ 5.4 UA de leur étoile hôte. La figure 2.20 présente les positions successives de la caustique centrale sur une durée de 12 jours, par intervalles de 2.9 jours. On peut remarquer la présence d'un cusp supplémentaire dû à la planète de type Jupiter. La structure principale de la caustique est attribuée à la planète analogue à Saturne, et c'est sur cette dernière que des contraintes orbitales ont pu être extraites de la courbe de lumière. Il en résulte l'estimation d'une période orbitale de 15 années.

L'évènement MOA-2009-BLG-387 (Batista et al in prep) traité au chapitre 4 présente également une analyse incluant la détection du mouvement orbital d'une planète massive ($M_p = 2.56^{+4.15}_{-1.58} M_{\text{Jupiter}}$) orbitant à ~ 1.8 UA d'une naine M en ~ 5.4 années.

Modélisation du mouvement orbital

Pour modéliser un phénomène de microlentille avec lentille binaire animée d'un mouvement képlérien, il est nécessaire de définir cinq paramètres additionnels aux paramètres de lentille statique (Dominik 1998). Cependant, seulement deux paramètres peuvent généralement être mesurés. Il s'agit des deux composantes de la vitesse relative du système

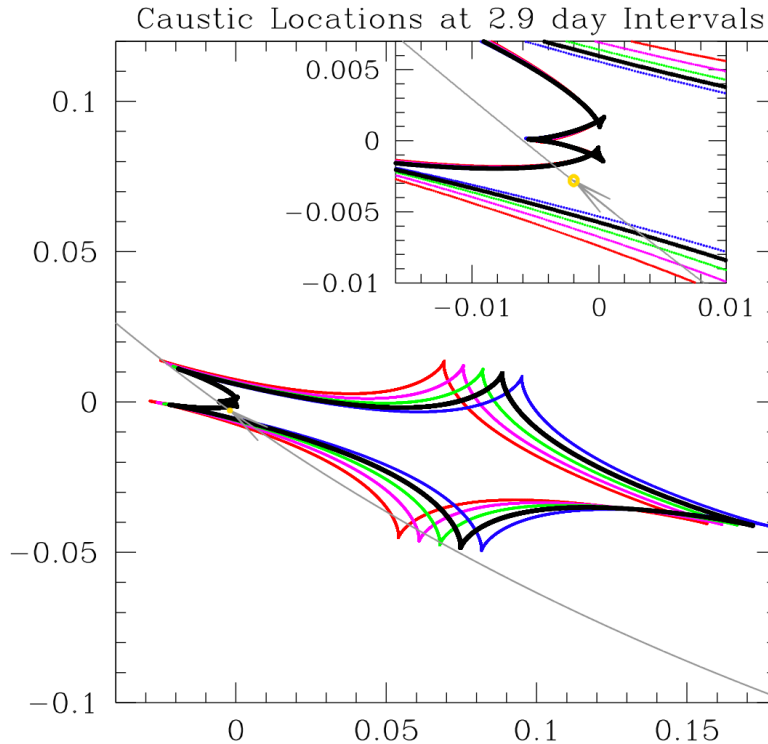


FIG. 2.20 – Configurations successives de la caustique centrale de l'évènement OGLE-2006-BLG-109, à 5 instants différents espacés de 2.9 jours. La courbe grise représente la trajectoire de la source, courbée en raison des effets de parallaxe. La structure principale de la caustique est attribuée à la planète de type Saturne et le cusp additionnel apparaissant dans l'encadré est dû à la planète de type Jupiter. Le cercle jaune représente la source dont le rayon a pu être déterminé. Figure extraite de Bennett et al. (2010).

binaire projetée dans le plan du ciel. Considérons le cas d'une lentille binaire composée d'une étoile et d'un compagnon planétaire. Dans cette configuration, le mouvement de l'étoile induit par la présence du compagnon est négligeable. Notons ds/dt et ω les deux composantes de la vitesse instantanée de la planète projetée dans le plan lentille (Dong et al. 2009b, formalisme de). Ils incarnent respectivement le taux d'expansion de la séparation étoile-planète d , appelée s ici pour la clarté des notations, et le taux de variation de l'angle α entre la trajectoire de la source et l'axe du système binaire

$$s = s_0 + ds/dt(t - t_0), \quad \alpha = \alpha_0 + \omega(t - t_0). \quad (2.43)$$

Ces deux quantités induisent des variations de la forme et de l'orientation des caustiques. Soit $r_{\perp} = D_l \theta_E s$ la séparation étoile-planète projetée dans le plan lentille. On évalue la vitesse projetée instantanée de la planète comme la somme des deux composantes $r_{\perp} \gamma_{\perp} = r_{\perp} \omega$, vitesse perpendiculaire à l'axe étoile-planète, et $r_{\perp} \gamma_{\parallel} = r_{\perp} (ds/dt)/s$, vitesse parallèle à cet axe. On définit le repère $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ dont les axes unitaires ont respectivement pour direction l'axe étoile-planète, la ligne de visée et \hat{k} tel que $\hat{k} = \hat{i} \times \hat{j}$. Dans ce repère, la planète évolue selon deux directions, définies par les angles θ et ϕ , qui s'apparentent

aux angles polaire (que l'on nomme habituellement l'angle horizontal, $\theta' = \pi/2 - \theta$), et azimutal usuels. ϕ est l'angle étoile-planète-observateur ($r_{\perp} = a \sin \phi$) et θ caractérise le mouvement dans la direction de \hat{k} . Alors, l'expression de la vitesse instantanée de la planète devient

$$v = \sqrt{\frac{GM}{a}} [\cos \theta \hat{k} + \sin \theta (\cos \phi \hat{i} - \sin \phi \hat{j})]. \quad (2.44)$$

d'où

$$\gamma_{\perp} = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \frac{\cos \theta}{\sin \phi}, \quad \gamma_{\parallel} = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \sin \theta \cot \phi. \quad (2.45)$$

Pour faciliter la dérivation, on définit

$$A \equiv \frac{\gamma_{\parallel}}{\gamma_{\perp}} = -\tan \theta \cos \phi, \quad B \equiv \frac{r_{\perp}^3 \gamma_{\perp}^2}{GM} = \cos^2 \theta \sin \phi. \quad (2.46)$$

On en déduit l'équation suivante en $\sin \phi$:

$$B = F(\sin \phi), \quad F(x) = \frac{x(1-x^2)}{A^2 + 1 - x^2}. \quad (2.47)$$

On note que $F'(\sin \phi) = 0$ quand $\sin^2 \phi = (3/2)A^2 + 1 - |A|\sqrt{(9/4)A^2 + 2}$. Par conséquent, l'équation 2.47 a deux solutions lorsque $B < F(\sin \phi)$ et aucune lorsque $B > F(\sin \phi)$. On doit alors considérer deux orbites possibles pour chaque jeu de données $(r_{\perp}, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel})$.

Le Jacobien de la transformation entre les paramètres de microlentille $P(s, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel})$ et les paramètres physiques $P(a, \phi, \theta)$ s'exprime par

$$J = \frac{\partial(a, \phi, \theta)}{\partial(s, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel})} = \frac{a^3}{GM} \tan^2 \phi \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta \tan^2 \phi \right)^{-1} R_E. \quad (2.48)$$

Le choix du système de coordonnées sphériques, avec les angles θ et ϕ (angles polaire et azimutal), implique l'expression $\sin \theta : dr d\phi d(\sin \theta) = dr d\phi \cos \theta d\theta$. De plus, on adopte une distribution uniforme en $\ln(a)$, introduisant un facteur $1/a$ dans l'expression du Jacobien, qui s'écrit alors ¹

$$J = \frac{\partial(\ln(a), \phi, \sin \theta)}{\partial(s, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel})} = \frac{r_{\perp}^2}{GM} \frac{\cos \theta}{\cos^2 \phi} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta \tan^2 \phi \right)^{-1} R_E. \quad (2.49)$$

Contrainte sur les solutions de mouvement orbital

Les paramètres ds/dt et ω du modèle devant s'ajuster aux données de la courbe de lumière peuvent être testés afin de vérifier si les solutions d'orbites Képlériennes trouvées

¹Le terme $\cos \theta$ au numérateur corrige une erreur dans Dong et al. (2009b).

sont conformes à la physique. En effet, il est nécessaire que la vitesse projetée de la planète soit inférieure à la vitesse d'échappement du système, $v_{\perp} < v_{\text{echap}}$, pour une masse M et une distance D_l de lentille données. La vitesse projetée de la planète s'écrit

$$v_{\perp} = \sqrt{(ds/dt)^2 + (\omega s)^2} D_l \theta_E \quad (2.50)$$

et

$$v_{\text{echap}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \leq v_{\text{echap},\perp} = \sqrt{\frac{2GM}{r_{\perp}}}, \quad r_{\perp} = s \theta_E D_l \quad (2.51)$$

où r est la distance entre l'étoile et la planète.

Chapitre 3

Efficacité de détection et contraintes sur l'abondance de planètes

"Se tenir ouvert, c'est ouvrir le Rien"

H. Malmidney

Comme toute méthode de détection, les microlentilles n'ont pas une efficacité de détection égale à 100%, du fait des limitations inhérentes à la méthode et aux moyens observationnels. L'efficacité avec laquelle la présence d'un compagnon autour d'une étoile sera révélée par cette méthode doit être quantifiée afin d'obtenir des contraintes fiables sur l'abondance de planètes et les propriétés des systèmes extra-solaires. Cette quantification peut s'avérer délicate, car il faut prendre en compte et combiner toutes les incertitudes possibles, le but étant d'éviter que les conclusions sur l'abondance des planètes soient biaisées.

Pour ce faire, il est important de noter que toutes les courbes de lumière contiennent de l'information sur la présence d'un compagnon planétaire autour d'une lentille gravitationnelle. Celles qui présentent une anomalie signalent la présence potentielle d'une planète, et celles qui ne présentent aucune anomalie apparente excluent potentiellement la présence d'un certain type de planètes. La construction de ces courbes de lumière étant basée sur des données observationnelles, échantillonnées de façon non régulière et affectées de barres d'erreur, ces deux résultats sont donc probabilistes. La présence ou l'absence d'un certain type de compagnon ne peut être avancée qu'avec un certain degré de confiance. Il est donc intéressant d'analyser tous les événements de microlentilles, avec ou sans détection, et de mettre en place une méthode pour quantifier objectivement l'efficacité de détection de la méthode.

Dans le cas de courbes de lumière affichant une anomalie planétaire, ces incertitudes sont généralement contenues dans les barres d'erreur des paramètres du système détecté. On peut également s'interroger sur la présence non détectée d'un autre compagnon. Dans celui des courbes sans anomalie apparente, ce qui est le cas de la majorité des événements de microlentille observés, il convient malgré tout de tester des modèles incluant des planètes, de tailles et de séparations différentes, afin d'évaluer si, avec les données disponibles, ces planètes auraient été détectées. Ceci doit se faire pour une large gamme de rapport de masse q , de séparation planète-lentille d et d'angle α entre la trajectoire de la source et le système planète/lentille. En effet, la non-détection d'une anomalie planétaire peut être due à un échantillonnage trop grossier des données, à leur précision photométrique, ou au suivi de l'évènement qui n'en couvrirait pas la totalité, et non nécessairement à l'absence de planète. De plus, certains paramètres, comme la taille de la source, sa trajectoire, ou encore le "blending", peuvent aussi "dissimuler" une planète aux yeux de l'observateur.

L'intérêt de la communauté pour les événements de grande amplification (HME) dans la recherche de planètes de petite masse a été évoqué au chapitre 1. Ces événements se produisent quand le paramètre d'impact entre la source et la lentille est très faible, c'est-à-dire lorsque la source sonde la caustique centrale, sachant que la présence d'un compagnon autour de la lentille influe sur la forme et la taille de cette caustique (cf. section 2.3.3). Un suivi photométrique rigoureux de ce type d'évènements augmente considérablement l'efficacité de détection de planètes, d'autant plus que les manifestations de la caustique centrale se produisent au pic de l'évènement et sont donc prévisibles dans le temps, contrairement aux perturbations liées aux caustiques planétaires. De plus, le faible paramètre d'impact a pour avantage de rendre très sensibles les effets de taille finie de source et permet par conséquent d'obtenir des informations sur la taille et le profil de luminosité de cette dernière. Ceci constitue un élément essentiel à la résolution des problèmes de microlentilles, car une caractérisation physique de la source (sa taille, sa luminosité et sa couleur) apporte des contraintes sur la masse et la distance de la lentille (section 2.3.6). La contrepartie de cet avantage est que les effets de source étendue peuvent "gommer" les perturbations dues à la présence d'une planète (section 2.3.6).

La section 3.2 de ce chapitre présente l'analyse d'un HME, OGLE-2007-BLG-050, qui ne possède pas d'anomalie planétaire apparente et pour lequel une analyse d'efficacité de détection de planètes a été menée. La méthode d'analyse d'efficacité de détection est détaillée dans la section 3.1. Cet évènement a bénéficié d'un suivi observationnel excellent, et bien que présentant des erreurs systématiques, les données photométriques abondantes ont permis de souligner la grande efficacité de détection de la méthode des microlentilles, cette dernière se traduisant par une forte sensibilité à la présence de planètes de faible masse. Cet évènement détient aussi le second record de précision en terme de caractérisation de la masse d'un astre non observable directement, en l'occurrence la lentille ici. Les résultats de l'étude, ainsi que ceux de l'analyse de OGLE-2008-BLG-279 (Yee et al. 2009, Annexe E), ont alimenté une analyse plus générale d'évènements HME (Gould et al.

2010, Annexe E) qui constitue la première mesure d’abondance de planètes au sein de notre Galaxie via la méthode de microlentilles gravitationnelles. Ses conclusions sont présentées en Section 3.3.

3.1 Efficacité de détection : méthode

Gaudi & Sackett (2000) ont développé la première méthode pour calculer l’efficacité de détection de planètes, implémentée par la suite par Albrow et al. (2000) et Gaudi et al. (2002). Cette méthode a été étendue aux systèmes de planètes multiples par Gaudi et al. (2002), qui ont analysé 43 événements de microlentilles observés entre 1995 et 1999. Trois d’entre eux étaient des événements de grande amplification. Ce bilan sur 5 années d’observation a permis de dégager les premières limites supérieures sur l’abondance de planètes de type Jupiter et Saturne autour de naines M. Tsapras et al. (2003) et Snodgrass et al. (2004) ont à leur tour fourni des contraintes sur l’abondance de planètes de type Jupiter sur la base des événements observés par OGLE entre 1998 et 2000, ainsi qu’en 2002. Certains événements complexes requièrent une analyse dédiée et plus approfondie, notamment si les effets de source étendue sont pris en considération. C’est le cas de l’évènement HME OGLE-2003-BLG-423 ($A_{max} \sim 256$) analysé par Yoo et al. (2004) qui ont démontré que cet événement aurait pu avoir une sensibilité à la présence de planètes bien plus importante s’il avait été suivi de façon plus intensive au niveau du pic. Un autre exemple est l’évènement MOA-2003-BLG-32/OGLE-2003-BLG-219 analysé par Abe et al. (2004) et Dong et al. (2006), dont la bonne couverture du pic par les données en fait un des événements les plus sensibles à la présence de planètes de faible masse. Enfin, l’évènement de plus grande amplification à ce jour ($A_{max} \sim 3000$), OGLE-2004-BLG-343, a été malheureusement insuffisamment suivi au niveau du pic et Dong et al. (2006) ont montré qu’il aurait pu, le cas échéant, présenter une très forte sensibilité à la présence de très petites planètes.

Pour tester l’impact d’une perturbation planétaire sur une courbe de lumière donnée, il ne suffit pas de reprendre les paramètres du meilleur modèle de lentille simple et de considérer un système additionnel défini par le jeu (d, q, α) . Notamment vis-à-vis du paramètre d’impact u_0 , il se peut que pour un jeu (d, q, α) testé, le meilleur modèle pour ce système binaire soit obtenu avec une valeur u_0 différente de celle du meilleur modèle de lentille simple. Il en va de même pour t_0 , bien que les conséquences des variations sur ce paramètre sont moindres du fait qu’il ne soit pas corrélé avec les autres paramètres du modèle. Par conséquent, la méthode de Gaudi et Sackett (2000) préconise de trouver, pour un jeu de paramètres (d, q, α) donné, le meilleur modèle vis-à-vis des données observationnelles en autorisant les paramètres (t_0, u_0, t_E) à varier. Si un modèle planétaire engendre une amélioration substantielle par rapport au modèle de lentille simple, alors cette planète peut être considérée comme détectée. Le seuil qui caractérise généralement cette détection

est $\Delta\chi^2 < \Delta\chi_{\text{seuil-}}^2 = -60$ (Gaudi et al. 2002), où $\Delta\chi^2(d, q, \alpha) = \chi_{(d,q,\alpha)}^2 - \chi_{\text{lentille simple}}^2$. À l'inverse, un modèle planétaire dont le χ^2 associé est tel que $\Delta\chi^2 > \Delta\chi_{\text{seuil+}}^2 = 60$ pourra être rejeté. Pour chaque couple (d, q) , la fraction d'angles $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ qui est exclue constitue "l'efficacité de détection", $\epsilon(d, q)$, ou encore "la sensibilité" de l'évènement à ce système planétaire. Elle s'exprime par

$$\epsilon(d, q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta[\Delta\chi^2(d, q, \alpha) - \Delta\chi_{\text{seuil}}^2] d\alpha \quad (3.1)$$

où $\Theta[x]$ est la fonction de Heaviside.

Toutefois, Gaudi et al. (2002) soulignent que cette méthode peut amener à sous-estimer la sensibilité aux systèmes planétaires. En effet, lorsque sont testées les combinaisons de paramètres (d, q, α) , l'ajustement des paramètres (t_0, u_0, t_E) pour calculer le meilleur modèle vis-à-vis des données observationnelles peut parfois se faire en choisissant une valeur de u_0 telle que la trajectoire de la source évite toute interférence avec la planète. L'évènement sera déclaré insensible à cette configuration planétaire alors qu'en réalité l'optimisation numérique aura contourné le problème pour minimiser le χ^2 . L'utilisation de cette méthode requiert donc un contrôle de la stabilité du paramètre d'impact u_0 . Ce problème ne se pose plus pour les évènements de grande amplification pour lesquels les effets de source étendue imposent un paramètre d'impact u_0 très faible et un "sondage" de la caustique centrale.

Rhie et al. (2000) introduisent une autre approche pour évaluer cette sensibilité. Pour chaque combinaison de paramètres $(d, q, \alpha, t_0, u_0, t_E)$, une courbe de lumière est calculée à partir de laquelle des données artificielles sont générées, avec des barres d'erreur et à des instants similaires à ceux des données réelles. Ensuite, un modèle de lentille simple est recherché pour ajuster au mieux ces données artificielles, en faisant varier les paramètres (t_0, u_0, t_E) . Le critère de sélection pour exclure le système planétaire est identique au précédent, au signe près puisque $\Delta\chi^2 = \chi_{\text{lentille simple}}^2 - \chi_{(d,q,\alpha)}^2$.

Dans chacune des deux méthodes, une population de jeux de paramètres (d, q, α) ou $(d, q, \alpha, t_0, u_0, t_E)$ est fournie en entrée de l'algorithme de minimisation pour le calcul du modèle complet. Cette population peut être obtenue à l'aide d'une simulation de type Monte Carlo. Il est également courant d'établir des grilles permettant de tester toutes les combinaisons de paramètres possibles. Cependant cette solution est difficilement envisageable avec l'approche de Rhie et al. (2000) qui teste un nombre élevé de paramètres ($N = 6$).

L'analyse de l'évènement OGLE-2007-BLG-050 suit la méthode de Gaudi et Sackett (2000) et présente des diagrammes d'efficacité de détection pour différents critères d'exclusion ($\Delta\chi^2 > 60, 100, 150, 200, 300$) afin d'observer la dépendance des résultats au seuil adopté. S'agissant d'un évènement de grande amplification ($A_{\text{max}} \sim 432$), les effets

de taille finie de source sont pris en compte par le biais du paramètre $\rho = \theta_*/\theta_E$, le rayon de la source en unités de rayon d'Einstein, qui sera ajusté au même titre que t_0 , u_0 et t_E .

3.2 OGLE-2007-BLG-050

OGLE-2007-BLG-050 est un évènement de microlentille de grande amplification ($A_{max} \sim 432$) dont le pic a été observé le 2 mai 2007. La figure 3.1 présente la courbe de lumière de l'évènement. Celui-ci a bénéficié d'une couverture observationnelle excellente, notamment au niveau du pic, où apparaissent des effets de source étendue prononcés. A ceux-ci, s'ajoutent des effets de parallaxe importants (cf. figure 3.2), du fait de la durée relativement longue de l'évènement de microlentille ($t_E \sim 68$ jours). Leur mesure a permis une estimation du rayon angulaire d'Einstein, $\theta_E = \theta_*/\rho = 0.48 \pm 0.01$ mas et de la parallaxe, $\pi_E = 0.12 \pm 0.03$ (cf. figure 3.3). La mesure du rayon physique de la source, $\theta_* = 2.20 \pm 0.06 \mu\text{as}$, est dérivée du diagramme de magnitude-couleur du champ, réalisé à l'aide des données calibrées OGLE, en bandes I et V . La parallaxe π_E et le rayon de la source en unités d'Einstein ρ sont des variables d'ajustement du modèle. A partir des estimations de θ_E et π_E , ont pu être déduites la masse de la lentille $M = 0.50 \pm 0.14 M_\odot$ ainsi que sa distance $D_l = 5.5 \pm 0.4$ kpc. En terme de précision, cette détermination se place au second rang des estimations de masse d'un objet non observable directement.

L'évènement ne présentait pas de signature planétaire à première vue. Cependant, certaines régions très localisées de la courbe de lumière affichaient des écarts entre les données et le modèle de lentille simple et ont motivé une recherche minutieuse de signal planétaire. Aucune configuration de lentille avec un compagnon n'a satisfait le critère de détection énoncé en Section 3.1 ($\Delta\chi^2 < -60$). La recherche d'un compagnon de la source (phénomène de "xallarap", voir section 2.3.8) a également été effectuée pour justifier ces écarts. Deux modèles de xallarap ont permis une légère amélioration du χ^2 mais aucun n'a permis de réduire complètement les écarts observés, et les caractéristiques de lentille associées à ces solutions étaient physiquement improbables. En effet, elles impliquaient toutes deux des distances et masses de lentille extrêmement faibles ($D_{l,1} = 824$ parsecs et $D_{l,2} = 1.77$ kiloparsecs, $M_1 = 0.025 M_\odot$ et $M_2 = 0.062 M_\odot$), ce qui correspond à une naine brune en premier plan à l'échelle de notre Galaxie. En outre, l'une d'elles impliquait le scénario extrêmement exotique de l'existence d'un trou noir en tant que compagnon de la source! Ces deux solutions ont donc été rejetées et les écarts observés, qui restent malgré tout relativement faibles, ont été imputés à des effets systématiques dans les données.

Comme évoqué au début de ce chapitre, compte tenu du suivi observationnel intensif de cet évènement, celui-ci est un candidat idéal pour évaluer l'efficacité de détection en microlentilles dans des conditions optimales d'observation. Une analyse d'efficacité de détection a donc été menée sur cet évènement, détaillée dans Batista et al. 2009 (ci-après),

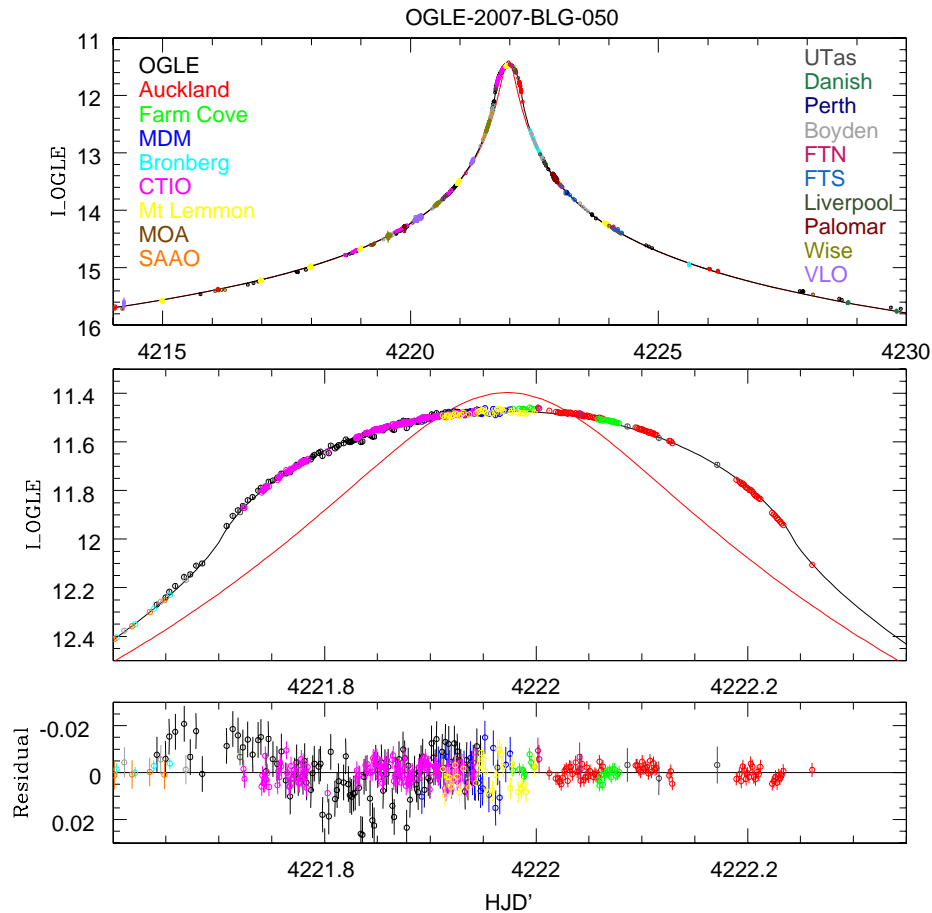


FIG. 3.1 – Courbe de lumière de l’évènement OGLE-2009-BLG-050, en bande I , calculée dans le système OGLE de référence. Les effets de taille finie de source apparaissent clairement sur la figure centrale, qui est un zoom du pic d’amplification. La courbe de comparaison en rouge est un modèle de source ponctuelle.

selon la méthode de Gaudi et Sackett (2000) expliquée en Section 3.1.

Pour réaliser les calculs de modèles de lentille binaire avec prise en compte d’effets de taille finie de source (ESBL : Extended-Source Binary Lens), nous avons utilisé l’algorithme développé par Dong et al. (2006), dont le principe est détaillé en Annexe C.2.2, et nous l’avons adapté aux propriétés et besoins de l’évènement OGLE-2007-BLG-050. Cet algorithme utilise la méthode de lancé de rayons (“ray shooting”) et de création de cartes d’amplification. Pour un couple donné (d, q) , il évalue successivement l’amplification de la source étendue pour chaque point de la courbe de lumière. Cette méthode de calcul est assez coûteuse en temps, mais robuste et efficace pour atteindre une haute définition de la source. Etant donnés ces effets prononcés de source étendue, il était essentiel de considérer les effets d’assombrissement aux bords (“limb-darkening”) dans l’expression du profil de

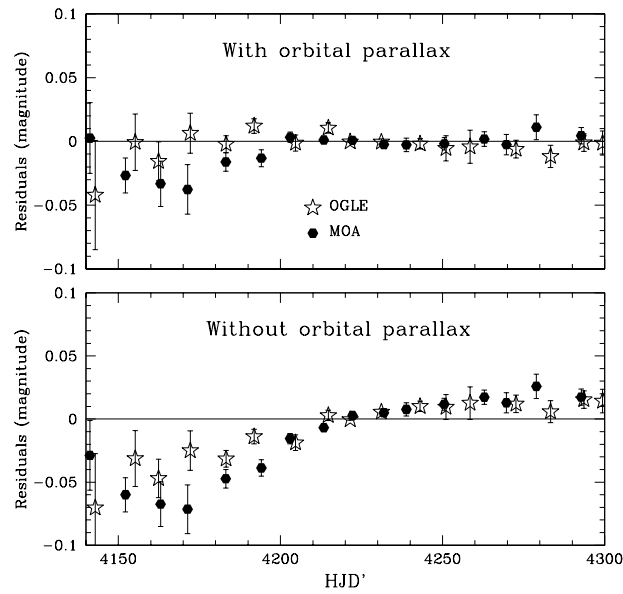


FIG. 3.2 – Mise en évidence du signal de parallaxe orbitale. Ces deux graphes présentent les résidus pour un modèle avec parallaxe (*en haut*) et sans parallaxe (*en bas*). Les données MOA sont représentées par des hexagones noirs et les données OGLE par des étoiles.

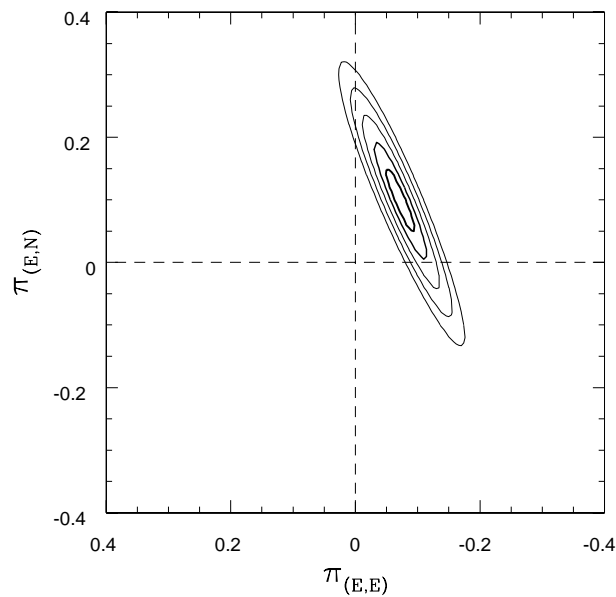


FIG. 3.3 – Contours à 1, 2, 3 et 4 σ du minimum de χ^2 en fonction du vecteur de parallaxe π_E . Le meilleur ajustement est obtenu pour $\pi_E = (0.099, -0.072)$.

luminosité de la source. La brillance de la source S est alors paramétrée par (Yoo et al.

2004)

$$\frac{S(\theta)}{S_0} = 1 - \Gamma \left[1 - \frac{3}{2} (1 - \cos \theta) \right], \quad (3.2)$$

où S_0 est la brillance de la source uniforme, θ l'angle entre la normale à la surface de l'étoile et la ligne de visée, et Γ le coefficient de limb-darkening. Sa valeur dépend de la longueur d'onde considérée. Dans notre étude, nous avons adopté les valeurs suivantes : $\Gamma_I = 0.49$ et $\Gamma_R = 0.60$, calculées comme variables d'ajustement dans le modèle de lentille simple.

Les résultats de l'analyse d'efficacité de détection de OGLE-2007-BLG-050 ont montré une grande sensibilité de l'évènement aux systèmes planétaires de faible rapport de masse q (le diagramme d'efficacité de détection est présenté en figure 3.4). En effet, une perturbation liée à un système de rapport de masse équivalent à celui d'un Neptune/Soleil aurait pu être détectée avec une probabilité de 75%, et de 10% pour un rapport Terre/Soleil, pour des séparations lentille-planète, d , appartenant à $[0.8 - 1.2]R_E$. Pour un rapport de masse Jupiter/Soleil, l'efficacité atteint 100% sur des séparations de $[0.4 - 3.1]R_E$.

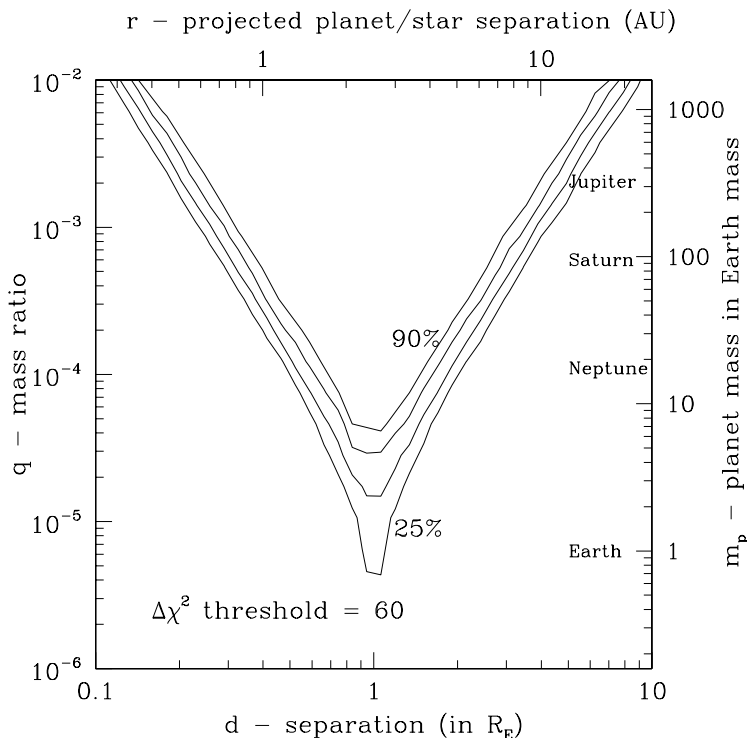


FIG. 3.4 – Diagramme d'efficacité de détection en fonction du demi-grand axe et de la masse de la planète, pour des distances projetées $d \in [0.1, 10]R_E$ et des masses $q \in [10^{-6}, 10^{-2}]M_{\text{lentille}}$. Les axes sont soit en unités d'Einstein (à gauche et en bas) soit en unités physiques (à droite et en haut). Les contours indiquent les efficacités de détection à 25%, 50%, 75% et 90% de confiance. Le critère d'exclusion est un seuil $\Delta\chi^2 = 60$.

L'avantage de disposer d'estimations de masse et de distance de la lentille est de

permettre le passage des paramètres en unités d'Einstein aux paramètres en unités physiques. Ainsi, les efficacités de détection de planètes de caractéristiques (d, q) peuvent être évaluées en fonction des caractéristiques physiques du système (a, m_p) , où a est la distance lentille-planète projetée en UA et m_p est la masse de la planète. Dans le cas contraire, une analyse Bayésienne aurait été nécessaire pour passer de l'espace de microlentille à l'espace physique. Il en résulte pour cet événement une grande sensibilité aux planètes de type Neptune, et une sensibilité de 10% aux planètes de type terrestre dans un rayon de $[1.8 - 3.1]$ UA.

A&A 508, 467–478 (2009)
 DOI: 10.1051/0004-6361/200912923
 © ESO 2009

**Astronomy
&
Astrophysics**

Mass measurement of a single unseen star and planetary detection efficiency for OGLE 2007-BLG-050

V. Batista^{1,*}, S. Dong^{2,**}, A. Gould^{2,***}, J. P. Beaulieu^{1,*}, A. Cassan^{3,*}, G. W. Christie^{25,***},
 C. Han^{30,***}, A. Udalski^{24,***}

and

W. Allen²⁸, D. L. DePoy², A. Gal-Yam²⁹, B. S. Gaudi², B. Johnson³², S. Kaspi⁴³, C. U. Lee³⁵, D. Maoz⁴³,
 J. McCormick³³, I. McGreer³¹, B. Monard²⁸, T. Natusch⁵⁰, E. Ofek³⁴, B.-G. Park³⁵, R. W. Pogge²,
 D. Polishook⁴³, A. Shporer⁴³

(The μ FUN Collaboration)

M. D. Albrow⁵, D. P. Bennett^{4,†}, S. Brillant⁶, M. Bode⁷, D. M. Bramich⁸, M. Burgdorf^{49,50}, J. A. R. Caldwell⁹,
 H. Calitz¹⁰, A. Cole¹³, K. H. Cook¹¹, Ch. Coutures¹², S. Dieters^{1,13}, M. Dominik^{14,‡}, D. D. Prester¹⁵, J. Donatowicz¹⁶,
 P. Fouqué¹⁷, J. Greenhill¹³, M. Hoffman¹⁰, K. Horne¹⁴, U. G. Jørgensen¹⁸, N. Kains¹⁴, S. Kane¹⁹, D. Kubas^{1,6},
 J. B. Marquette¹, R. Martin²⁰, P. Meintjes¹⁰, J. Menzies²¹, K. R. Pollard⁵, K. C. Sahu²², C. Snodgrass⁶, I. Steele⁷,
 Y. Tsapras²³, J. Wambsganss³, A. Williams²⁰, M. Zub³

(The PLANET/RoboNet Collaboration)

Ł. Wyrzykowski^{24,27}, M. Kubiak²⁴, M. K. Szymański²⁴, G. Pietrzyński^{24,26}, I. Soszyński²⁴,
 O. Szewczyk^{26,24}, K. Ulaczyk²⁴

(The OGLE Collaboration)

F. Abe³⁶, I. A. Bond³⁷, A. Fukui³⁶, K. Furusawa³⁶, J. B. Hearnshaw⁵, S. Holderness³⁸, Y. Itow³⁶, K. Kamiya³⁶,
 P. M. Kilmartin⁴⁰, A. Korpela⁴⁰, W. Lin³⁷, C. H. Ling³⁷, K. Masuda³⁶, Y. Matsubara³⁶, N. Miyake³⁶, Y. Muraki⁴¹,
 M. Nagaya³⁶, K. Ohnishi⁴², T. Okumura³⁶, Y. C. Perrott⁴⁶, N. Rattenbury⁴⁶, T. Saito⁴⁴, T. Sako³⁶, L. Skuljan³⁷,
 D. Sullivan³⁹, T. Sumi³⁶, W. L. Sweatman³⁷, P. J. Tristram⁴⁰, and P. C. M. Yock⁴⁶

(The MOA Collaboration)

(Affiliations can be found after the references)

Received 17 July 2009 / Accepted 17 September 2009

ABSTRACT

Aims. We analyze OGLE-2007-BLG-050, a high magnification microlensing event ($A \sim 432$) whose peak occurred on 2 May, 2007, with pronounced finite-source and parallax effects. We compute planet detection efficiencies for this event in order to determine its sensitivity to the presence of planets around the lens star.

Methods. Both finite-source and parallax effects permit a measurement of the angular Einstein radius $\theta_E = 0.48 \pm 0.01$ mas and the parallax $\pi_E = 0.12 \pm 0.03$, leading to an estimate of the lens mass $M = 0.50 \pm 0.14 M_\odot$ and its distance to the observer $D_L = 5.5 \pm 0.4$ kpc. This is only the second determination of a reasonably precise (<30%) mass estimate for an isolated unseen object, using any method. This allows us to calculate the planetary detection efficiency in physical units (r_\perp, m_p), where r_\perp is the projected planet-star separation and m_p is the planet mass.

Results. When computing planet detection efficiency, we did not find any planetary signature, i.e. none of the planetary configurations provides a $\Delta\chi^2$ improvement higher than 60, and our detection efficiency results reveal significant sensitivity to Neptune-mass planets, and to a lesser extent Earth-mass planets in some configurations. Indeed, Jupiter and Neptune-mass planets are excluded with a high confidence for a large projected separation range between the planet and the lens star, respectively [0.6–10] and [1.4–4] AU, and Earth-mass planets are excluded with a 10% confidence in the lensing zone, i.e. [1.8–3.1] AU.

Key words. gravitational lensing – techniques: photometric – stars: individual: OGLE 2007-BLG-050 – planetary systems

1. Introduction

Over the last decade, microlensing events have been intensively followed in order to detect extrasolar planets around lens stars and to measure their abundance in our Galaxy. This is one of the few planet-detection techniques that is sensitive to very low mass planets, and microlensing discoveries comprise two of the

* Probing Lensing Anomalies NETWORK (PLANET).

** Microlensing Follow Up Network (μ FUN).

*** Optical Gravitational Lens Experiment (OGLE).

† Microlensing Observations in Astrophysics (MOA).

‡ Royal Society University research fellow.

lowest mass planets ever discovered to orbit a star other than a stellar remnant (Beaulieu et al. 2006; Bennett et al. 2008). During a microlensing event, i.e. when a background source passes close to the line of sight to a foreground lens star, the observed source flux is magnified by the gravitational field of the lens. The presence of a companion around the lens star introduces two kinds of caustics into the magnification pattern: one or two “planetary caustics” associated with the planet and a “central caustic” close to the primary lens projected on the source plane. When the source crosses or approaches one of these features, deviations appear from a single point-lens light curve (Mao & Paczyński 1991; Gould & Loeb 1992).

1.1. Central caustic and detection efficiency

Significant effort has been expended on the observation and modeling of high magnification events because they probe the central caustic (Griest & Safizadeh 1998; Rhie et al. 2000; Rattenbury et al. 2002). Any planets in the system are highly likely to affect the central caustic, resulting in potentially high sensitivity to the presence of even low-mass planets.

Indeed, a major advantage of the central caustic is that it is possible to predict in advance when the source passes close to the line of sight of the lens and so when there is the greatest chance of detecting planets. Thus observations can be intensified, further improving the sensitivity to planetary-induced anomalies in the lightcurve.

In these specific cases, for which the impact parameter can be very small, finite-source effects might strongly affect and diminish a possible planetary signal (e.g., Dong et al. 2009b; Bennett et al. 1996). In the absence of any deviation from a finite-source single point-lens model, one can still compute the planet detection efficiency in order to derive upper limits on the probability that the lens harbors a planet (Gaudi & Sackett 2000). It also allows to combine statistically the detection efficiencies computed from observed events to estimate the frequency of planetary companions to the lens (Gaudi et al. 2002).

The extremely high magnification microlensing event OGLE-2007-BLG-050 was well followed and is a good candidate for analyzing the sensitivity of such an event with pronounced finite-source effects to the presence of a planetary companion. In this study, we compute the planetary detection efficiency for this event, following the Gaudi & Sackett (2000) method. To perform the calculations of binary light curves, we use the binary-lens finite-source algorithm developed by Dong et al. (2006) and the formalism of Yoo et al. (2004a) for the single-lens finite-source effects.

1.2. Mass and distance estimates of the lens star

OGLE-2007-BLG-050 is also one of the rare events that can potentially be completely solved by measuring both the microlens Einstein angular radius θ_E and the microlens parallax π_E . Indeed, after the first microlenses were detected (Alcock et al. 1993; Udalski et al. 1993), several authors showed that the microlens Einstein angular radius θ_E ,

$$\theta_E = \frac{\theta_*}{\rho_*} \quad (1)$$

could be measured from deviations relative to the standard point-lens (Paczynski 1986) lightcurve, due to finite-source effects (Gould et al. 1994; Nemiroff & Wickramasinghe 1994; Witt & Mao 1994). The measured parameter associated with these effects is ρ_* , corresponding to the angular size of the source θ_* in

units of θ_E . The measurement of θ_E constrains the physical properties of the lens and so leads to the first part of a full solution for an event (Gould 2000),

$$\theta_E = \sqrt{\kappa M \pi_{\text{rel}}}, \quad \kappa \equiv \frac{4G}{c^2 \text{AU}} \approx 8 \text{ mas } M_{\odot}^{-1}, \quad (2)$$

where M is the lens mass and π_{rel} is the lens-source relative parallax. For most events, the only measured parameter that depends on the mass M is the Einstein timescale, t_E , which is a degenerate combination of the lens mass M , the lens-source relative parallax π_{rel} and the proper motion μ_{rel} . It can be expressed as:

$$t_E = \frac{\theta_E}{\mu_{\text{rel}}} \quad (3)$$

Gould (1992) showed that if one measures both θ_E and the microlens parallax, π_E , which is derived from the distortion of the microlens light curve induced by the accelerated motion of the Earth, one can determine

$$\pi_E = \sqrt{\frac{\pi_{\text{rel}}}{\kappa M}}, \quad (4)$$

and so determine the lens mass and lens-source relative parallax as well,

$$M = \frac{\theta_E}{\kappa \pi_E}; \quad \pi_{\text{rel}} = \pi_E \theta_E. \quad (5)$$

After thousands of single-lens microlensing events discovered to date, measurements of both θ_E and π_E still remain a challenge. The microlens parallax π_E has been measured for more than twenty single lenses (Alcock et al. 1995 [the first parallax measurement], Poindexter et al. 2005, and references therein), while the angular Einstein radius θ_E has been measured for only few cases of single lenses (Alcock et al. 1997, 2001; Smith et al. 2003b; Yoo et al. 2004a; Jiang et al. 2004; Cassan et al. 2006; Gould et al. 2009).

However, reliable mass estimates for isolated stars have been determined with microlensing only twice. Alcock et al. (2001) and Gould et al. (2009) each measured both θ_E and π_E respectively for MACHO LMC-5 and OGLE 2007-BLG-224. For MACHO LMC-5, good measurements of π_{rel} and μ_{rel} were obtained with the original photometric data and additional high resolution photometry of the lens (HST observations). Only for OGLE 2007-BLG-224 has there been a reliable mass estimate derived using only ground-based photometric data.

All other good microlens stellar mass measurements to date have been obtained for binary (or planetary) lens events: EROS BLG-2000-5 (An et al. 2002), OGLE 2006-BLG-109 (Gaudi et al. 2008), OGLE 2007-BLG-071 (Dong et al. 2009a), OGLE 2003-BLG-267 (Jaroszynski et al. 2005), OGLE 2002-BLG-069 (Kubas et al. 2005) and OGLE 2003-BLG-235 (Bond et al. 2004).

1.3. Detection efficiency in physical units

Here, we present ground based photometric data of the event OGLE 2007-BLG-050 which we use, for the first time, to constrain both the presence of planets and the mass of the lens.

This is also the first event for which parallax and xallarap (source orbital motion) are analyzed simultaneously. However, we find that the apparent xallarap signal is probably due to minor remaining systematic effects in the photometry.

Access to the physical properties of the lens allows us to compute the planetary detection efficiency in physical units (r_{\perp}, m_p), where r_{\perp} is the projected separation in AU between the planet and the lens and m_p is the planet mass in Earth mass units.

OGLE-2007-BLG-050 had a high sensitivity to planetary companions of the lens, with a substantial efficiency to Neptune-mass planets and even Earth-mass planets.

2. Observational data

The microlensing event OGLE-2007-BLG-050 was identified by the OGLE III early warning system (EWS; Udalski 2003) ($\alpha = 17^{\text{h}}58^{\text{m}}19.39^{\text{s}}$, $\delta = -28^{\circ}38'59''$ (J2000.0) and $l = +1.67^{\circ}$, $b = -2.25^{\circ}$) on 2 Mar. 2007, from observations carried out with the 1.3 m Warsaw Telescope at the Las Campanas Observatory (Chile). The peak of the event occurred on HJD' \equiv HJD - 2 450 000 = 4221.904 (2007 May 2 at 9:36 UT).

The event was monitored over the peak by the Microlensing FollowUp Network (μ FUN, Yoo et al. 2004a) from Chile (1.3 m SMARTS telescope at the Cerro Tololo InterAmerican Observatory), South Africa (0.35 m telescope at Bronberg observatory), Arizona (2.4 m telescope at MDM observatory, 1.0 m telescope at the Mt Lemmon Observatory), New Zealand (0.40 m and 0.35 m telescopes at Auckland observatory and Farm Cove observatory respectively) and on the wings from the Vintage Lane (Marlborough, New Zealand), Wise (Mitzpe Ramon, Israel) and Palomar 60-in (Mt Palomar California, USA) observatories. However, the last three were not included in the final analysis because they do not significantly improve the constraints on planetary companions. Data from all the three sites are consistent with single-lens model.

It was also monitored by Microlensing Observations in Astrophysics (MOA) with the 1.8 MOA-II telescope at Mt John University Observatory (New Zealand), and Probing Lensing Anomalies Network (PLANET, Albrow et al. 1998) from 5 different telescopes: the Danish 1.54 m at ESO La Silla (Chile), the Canopus 1 m at Hobart (Tasmania), the Elizabeth 1 m at the South African Astronomical Observatory (SAAO) at Sutherland, the Rockefeller 1.5 m of the Boyden Observatory at Bloemfontein (South Africa) and the 60 cm of Perth Observatory (Australia). The RoboNet collaboration also followed the event with their three 2 m robotic telescopes: the Faulkes Telescopes North (FTN) and South (FTS) in Hawaii and Australia (Siding Springs Observatory) respectively, and the Liverpool Telescope (LT) on La Palma (Canary Islands).

In this analysis, we use 601 OGLE data points in I band, 104 μ FUN data points in I band, 77 μ FUN data points close to R band, 121 PLANET data points in I band, 55 RoboNet data points in R band and 239 MOA-Red data points (wide band covering R and I bands).

3. Event modelling

OGLE-2007-BLG-050 is a very high magnification event ($A \approx 432$) due to its small impact parameter u_0 . Because they are quite obvious on the observed light curve, finite-source effects must be incorporated in the modeling. Moreover, the long timescale of the event implies that parallax effects are likely to be detectable.

3.1. Finite-source effects

When observing a microlensing event, the resulting flux for each observatory-filter i can be expressed as,

$$F_i(t) = F_{s,i}A[u(t)] + F_{b,i}, \quad (6)$$

where $F_{s,i}$ is the flux of the unmagnified source, $F_{b,i}$ is the background flux and $u(t)$ is the source-lens projected separation in the lens plane.

When the source can be approximated as a point, the magnification of a single-lens event is given by (Einstein 1936; Paczyński 1986)

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}. \quad (7)$$

However, in our case the source cannot be considered as a point ($u \lesssim \rho_*$) and the variation in brightness of the source star across its disk must be considered using the formalism of Yoo et al. (2004a). When limb-darkening of the source profile are neglected (uniform source), the magnification can be expressed as (Gould 1994a; Witt & Mao 1994; Yoo et al. 2004a),

$$A_{\text{uni}}(u/\rho_*) \approx A(u)B_0(u/\rho_*), \quad B_0(z) \equiv \frac{4}{\pi}zE(k, z) \quad (8)$$

where E is the elliptic integral of the second kind and $k = \min(z^{-1}, 1)$. Separating the u and $z = u/\rho_*$ parameters allows fast computation of extended-source effects.

To include the limb-darkening, we parameterize the source brightness S by,

$$\frac{S(\theta)}{S_0} = 1 - \Gamma \left[1 - \frac{3}{2}(1 - \cos \theta) \right], \quad (9)$$

where θ is the angle between the normal to the stellar surface and the line of sight. The new magnification is then expressed by adding the $B_1(z)$ function of Yoo et al. (2004a) related to the linear limb-darkening law,

$$A_{\text{ld}}(u/\rho_*) = A(u)[B_0(z) - \Gamma B_1(z)]. \quad (10)$$

The limb-darkening coefficients Γ have been taken equal to 0.49 for the I filter and 0.60 for the R filter, which are results from a single-lens fit. From Claret (2000) and Afonso et al. (2000) models, considering a subgiant similar to our source ($\log g = 4$, $T = 5250$ K), we find 0.44 and 0.53, respectively for I and R filters. These values are close to those of our model and lead to essentially the same parameter values as shown in Table 1.

In Fig. 1, we present the OGLE-2007-BLG-050 light curve modeled with extended-source effects (black curve) and without these effects (red curve). Finite-source effects are clearly noticeable by a characteristic flattening and broadening of the light curve at the peak.

For each data set, the errors were rescaled to make χ^2 per degree of freedom for the best-fit extended-source point-lens (ESPL) model close to unity. We then eliminated the largest outlier and repeated the process until there were no 3σ outliers. None of the outliers constitute systematic deviations that could be potentially due to planets.

3.2. Source properties from color-magnitude diagram and measurement of θ_E

To determine the dereddened color and magnitude of the microlensed source, we put the best fit color and magnitude of

470

V. Batista et al.: OGLE-2007-BLG-050: Planetary detection efficiency

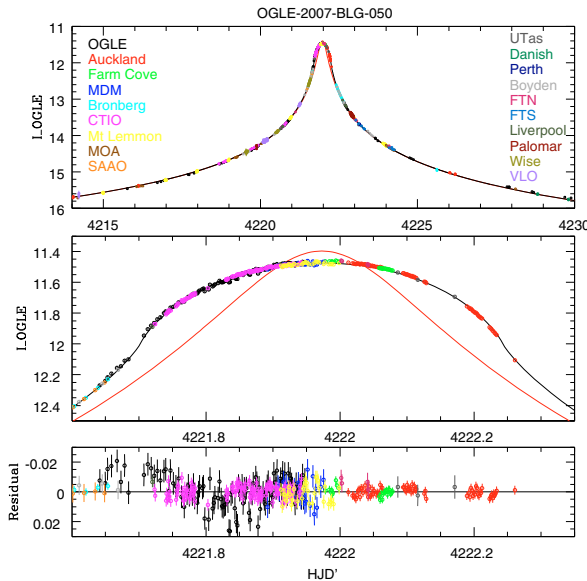


Fig. 1. *Top:* light curve of OGLE-2007-BLG-050 near its peak on 2007 May 1. *Middle:* zoom onto the peak showing the finite-source effects. *Bottom:* magnitude residuals. They correspond to the real residuals and are not exactly equal to the difference between data and model of the light curve shown above, because the model is given in I band and the R band data points have been linearly converted into the I OGLE system. We show the model with finite source and parallax effects. As a comparison, a model without finite source effects is shown in red.

the source on an $(I, V - I)$ calibrated color magnitude diagram (CMD) (cf. Fig. 2). We use calibrated OGLE-III data. The magnitude and color of the target are $I = 18.21 \pm 0.03$ and $(V - I) = 2.32 \pm 0.01$. The mean position of the red clump is represented by an open circle at $(I, V - I)_{RC} = (15.95, 2.37)$, with an error of 0.05 for both quantities. The shift in position of our target relative to the red clump is then $\Delta I = 2.26 \pm 0.05$ and $\Delta(V - I) = -0.05 \pm 0.05$.

For the absolute clump magnitude, we adopt the Hipparcos clump magnitude $M_{I,RC} = -0.23 \pm 0.03$ (Stanek & Garvanich (1998)). The mean Hipparcos clump color of $(V - I)_{0,RC} = 1.05 \pm 0.05$ is adopted (Jennifer Johnson, 2008, private communication). Assuming that the source is situated in the bulge and a Galactic center distance of 8 kpc, $\mu_{GC} = 14.52 \pm 0.10$ (Eisenhauer et al. 2005).

The magnitude of the clump is given by $I_{0,RC} = M_{I,RC} + \mu_{GC} = 14.29 \pm 0.10$. We derive $(I, V - I)_{0,RC} = (14.29, 1.05) \pm (0.10, 0.05)$. Hence, the dereddened source color and magnitude are given by: $(I, V - I)_0 = \Delta(I, V - I) + (I, V - I)_{0,RC} = (16.55, 1.00) \pm (0.12, 0.08)$.

From $(V - I)_0$, we derive $(V - K)_0$ using the Bessel & Brett (1988) diagram for giants, supergiants and dwarfs: $(V - K)_0 = 2.31 \pm 0.13$. The measured values of I_0 and $(V - I)_0$ then lead to $K_0 = 15.24 \pm 0.09$.

For completeness, we also derive an extinction estimate $[A_I, E(V - I)] = (1.66, 1.32)$, which leads to an estimate $R_{VI} = A_V/E(V - I) = 2.02$.

The color determines the relation between dereddened source flux and angular source radius. We use the following expression given by Kervella et al. (2004) for giants between A0 and K0:

$$\log 2\theta_* = 0.5170 - 0.2K_0 + 0.0755(V - K)_0, \quad (11)$$

giving $\theta_* = 2.20 \pm 0.06 \mu\text{as}$.

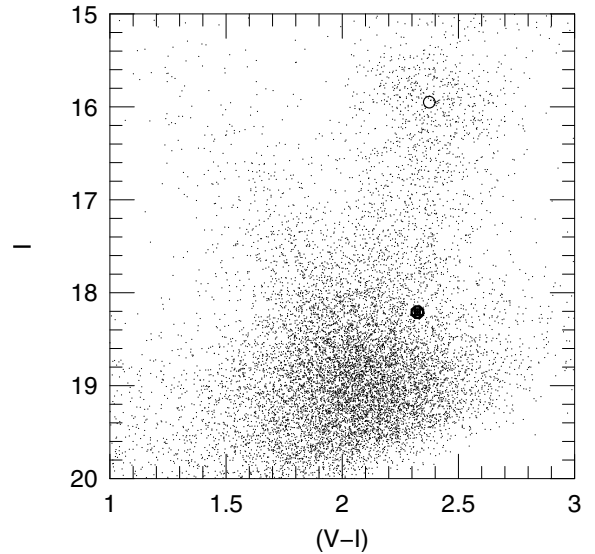


Fig. 2. Calibrated color–magnitude diagram of the field around OGLE-2007-BLG-050. The clump centroid is shown by an empty open circle, while the OGLE-III I and $V - I$ measurements of the source are shown by an open circle surrounding 1σ error bars.

With the angular size of the source given by the extended source point lens (ESPL) fit, $\rho_* = 0.00458 \pm 0.00003$, we derive the angular Einstein radius θ_E : $\theta_E = \theta_*/\rho_* = 0.48 \pm 0.01$ mas, where the error is determined by: $(\sigma_{\theta_E}/\theta_E)^2 = (\sigma_{\theta_*}/\theta_*)^2 + (\sigma_{\rho_*}/\rho_*)^2$. This first fit takes into account finite source effects only. The values of ρ_* and θ_E will not change significantly when adding new effects (see parallax effects later) but the induced modifications will be included in the final results.

Then, combined with the fitted timescale of the event $t_E = 66.9 \pm 0.6$ days, gives the geocentric relative lens–source proper motion: $\mu = \theta_E/t_E = 2.63 \pm 0.08$ mas/yr, with the same method for calculating the error.

3.3. Parallax effects

3.3.1. Orbital parallax effects

The source–lens projected separation in the lens plane, $u(t)$ of Eq. (6), can be expressed as a combination of two components, $\tau(t)$ and $\beta(t)$, its projections along the direction of lens–source motion and perpendicular to it, respectively:

$$u(t) = \sqrt{\tau^2(t) + \beta^2(t)}. \quad (12)$$

If the motion of the source, lens and observer can all considered rectilinear, the two components of $u(t)$ are given by,

$$\tau(t) = \frac{t - t_0}{t_E}; \quad \beta(t) = u_0. \quad (13)$$

In the case of a simple point–source point–lens model, only five parameters are fitted: the source flux F_s , the blending flux F_b (both duplicated if more than one observatory), the time of the closest approach t_0 , the impact parameter u_0 and the timescale of the event t_E .

However, for long events, like OGLE-2007-BLG-050 (where $t_E \geq \text{yr}/2\pi$), the motion of the Earth cannot be approximated as rectilinear and generates asymmetries in the light

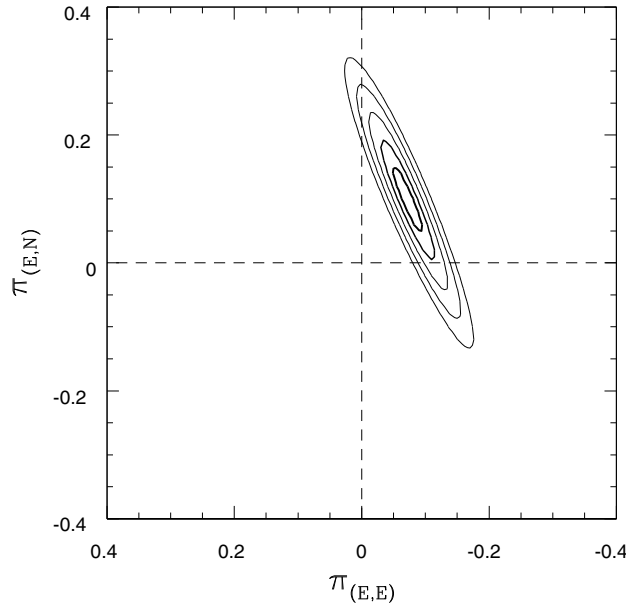


Fig. 3. Likelihood contours as a function of the parallax vector π_E (1, 2, 3, 4 σ). The best fit is $\pi_E = (0.099, -0.072)$. There is a hard 3σ lower limit $\pi_E > 0.086$ which implies $M < 0.67 M_\odot$ and a 3σ upper limit $\pi_E < 0.23$ which implies $M > 0.25 M_\odot$.

curve. Parallax effects then have to be taken into account. To introduce these effects, we use the geocentric formalism (An et al. 2002 and Gould 2004) which ensures that the three standard microlensing parameters (t_0 , t_E , u_0) are nearly the same as for the no-parallax fit. Now two more parameters are fitted. These are the two components of the parallax vector, π_E , whose magnitude gives the projected Einstein radius, $r_E = \text{AU}/\pi_E$ and whose direction is that of lens-source relative motion.

The parallax effects imply additional terms in the Eq. (13)

$$\tau(t) = \frac{t - t_0}{t_E} + \delta\tau(t); \quad \beta(t) = u_0 + \delta\beta(t) \quad (14)$$

where

$$(\delta\tau(t), \delta\beta(t)) = \pi_E \Delta s = (\pi_{E,N} \Delta s, \pi_{E,E} \Delta s) \quad (15)$$

and Δs is the apparent position of the Sun relative to what it would have been assuming a rectilinear motion of the Earth.

The Extended-Source Point-Lens (ESPL) fit yields a determination of the components ($\pi_{E,N}$, $\pi_{E,E}$) of the parallax vector π_E projected on the sky in North and East celestial coordinates. This is done by mapping a grid over the π_E plane and searching for the minimum of χ^2 (cf. Fig. 3). In addition to the best ESPL fit presented in Sect. 3.4, this grid search was done to probe the likelihood contours as a function of π_E , holding each trial parameter pair $\pi_E = (\pi_{E,N}, \pi_{E,E})$ fixed while allowing all remaining parameters to vary. The best fit is $\pi_E = (0.099, -0.072)$. There is a hard 3σ lower limit $\pi_E > 0.086$ and a 3σ upper limit $\pi_E < 0.23$. The error of π_E is calculated from the 1σ contour: $\pi_E = 0.12 \pm 0.03$. The likelihood contours in the π_E plane are slightly elongated along the North-South axis. This tendency, which is weak here due to the long timescale, is explained in Gould et al. (1994) by the fact that for short events the Earth's acceleration vector is nearly constant during the event.

The Fig. 4 shows the modeling improvement when we include the orbital parallax effects in the fit. These plots only show

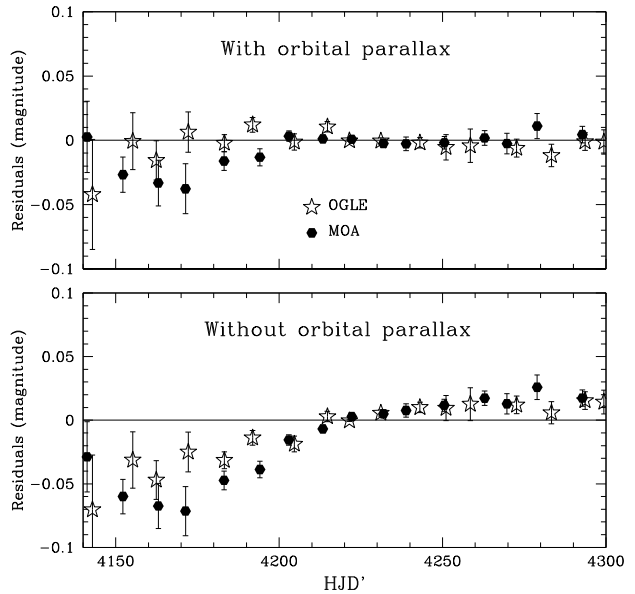


Fig. 4. OGLE (stars) and MOA (hexagons) residuals (magnitude) for models with (upper panel) and without (lower panel) parallax effects. The residuals have been binned for clarity.

the OGLE and MOA residuals because these data mostly constrain the parallax since they cover a long time range.

As discussed by Smith et al. (2003a), there is a $u_0 \leftrightarrow -u_0$ degeneracy. For a low magnification event with $|u_0| \sim 1$, the $u_0 > 0$ and $u_0 < 0$ solutions will behave differently, but for a high magnification event with $|u_0| \ll 1$ like OGLE-2007-BLG-050, the $u_0 \leftrightarrow -u_0$ transformation can be considered as a symmetry and there is no possibility to distinguish one solution from orbital motion alone. In principle, these can be distinguished from so-called “terrestrial parallax” effects caused by the different positions of the telescopes on the surface of the Earth.

3.3.2. Terrestrial parallax effects

We investigate terrestrial parallax in order to check if it is consistent with the vector parallax determined from orbital parallax effects and to distinguish the $u_0 > 0$ and $u_0 < 0$ solutions. The resulting χ^2 of the orbital+terrestrial parallax model does not show any improvement and is actually worse than orbital parallax alone ($\Delta\chi^2 = 4$, $\chi^2_{\text{orbital parallax}} = 1760.5$). The most likely explanation for this discrepancy is that the much stronger ($\Delta\chi^2 = 235$, $\chi^2_{\text{without parallax}} = 1995.4$) signal from orbital effects reflects the true parallax and the small terrestrial parallax “signal” is actually just due to low-level systematic errors.

3.3.3. Xallarap effects

We also consider the possibility that the orbital parallax signal is actually due to xallarap (orbital motion of the source) rather than to real parallax. Of course an orbital motion of the source, in case of a binary orbit that fortuitously mimics that of the Earth, can reproduce the same light curve as the orbital parallax effects but here we are looking for orbital motion that is inconsistent with the Earth-motion explanation.

We therefore search for xallarap solutions (orbital motion of the source) by introducing 5 new parameters in the model

related to the orbital motion of the source: P the period of the source's orbit, $\xi_{E,N}$ and $\xi_{E,E}$ the xallarap vector which is analogous to the π_E vector, and α_2 and δ_2 , the phase and inclination of the binary orbit which function as analogs of the celestial coordinates of the source in case of parallax. The rather long timescale does not justify removing parallax effects to search for xallarap only and moreover, searching for a model including only xallarap effects does not provide significant improvements. For these reasons, we search for a solution that takes into account both orbital + terrestrial parallax and xallarap effects with a Markov Chain Monte Carlo algorithm (MCMC). We explore a large range of periods, from 0 to 700 days, and find a χ^2 improvement ($\chi^2 = 1717.7$, $\Delta\chi^2 = -43$) for periods above 250 days in comparison with the orbital parallax effects only. The χ^2 is essentially flat in the period range [250–500] days with a very shallow minimum around $P = 290$ days.

The $P = 290$ days solution gives: $\xi_E = (0.958, -0.273)$, and thus a source orbital radius: $a_s = D_S \theta_E \xi_E = 3.74$ AU.

Kepler's third law (expressed in solar-system units),

$$a^3 = P^2 M; M \equiv M_s + M_c \quad (16)$$

and Newton's third law,

$$M_s a_s = M_c a_c \Rightarrow a \equiv a_c + a_s = \left(1 + \frac{M_s}{M_c}\right) a_s \quad (17)$$

imply

$$\frac{M^3}{M_s^3} a_s^3 = P^2 M \Rightarrow \frac{a_s^3}{P^2} = \frac{M_c}{[1 + (M_s/M_c)]^2}. \quad (18)$$

From the position of the source relative to the red clump on the CMD diagram (Fig. 2), we conclude that the source is a subgiant situated in the bulge and, because the bulge is an old population, we infer that the source mass M_s is close to a solar mass with an upper limit of $1.2 M_\odot$. This mass limit and the long orbital period require a companion with $M_c > 70 M_\odot$, thus a black hole, which has an extremely low a priori probability. And if the companion is neither a black hole nor a neutron star, its mass has to be less or equal than the source mass since the source is an evolved star and a slightly more massive companion would therefore be much brighter. To explore these other possible star companions, we add a new constraint on the magnitude of the xallarap vector in the MCMC program, assuming that $M_s < 1.2 M_\odot$ and $M_c/M_s \leq 1$, which can be expressed as:

$$\xi_E < \frac{0.3^{1/3}}{3.7} P^{2/3} = 0.18(P/\text{yr})^{2/3}. \quad (19)$$

The minimum of χ^2 ($\chi^2 = 1730$) is obtained for a source orbital period equal to 170 days as shown in the Fig. 5. When we put the corresponding parameters (P , α_2 , δ_2) in a differential-method program to reach a more accurate solution, we find $\chi^2 = 1728.1$.

The xallarap vector of this solution ($\xi_{E,N}$, $\xi_{E,E}$) = (-0.0142, 0.0940) implies a source orbital radius $a_s = D_S \theta_E \xi_E = 0.40$ AU and a companion mass close to $1 M_\odot$. The MCMC algorithm permits us to explore an 11-dimensional space (t_0 , t_E , u_0 , ρ_* , $\pi_{E,N}$, $\pi_{E,E}$, $\xi_{E,N}$, $\xi_{E,E}$, P , α_2 , δ_2). We plot the 1σ and 3σ limits of the $|\pi_E| = \pi_E$ as given in the Fig. 6. The resulting parallax is then $\pi_E = 0.94 \pm 0.10$.

3.4. Characteristics of the extended-source models with parallax and xallarap effects

Considering the finite-source effects and parallax + xallarap effects, and the 16 observatories involved in the event monitoring, we have to fit 43 parameters (the 3 standard parameters,

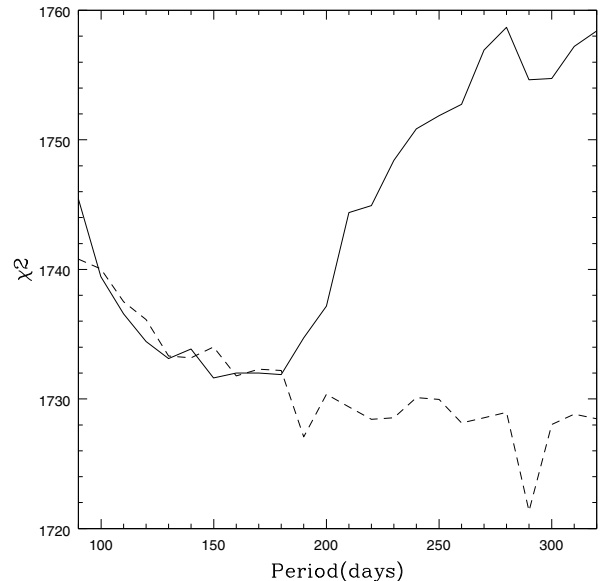


Fig. 5. χ^2 as a function of the period of the source' orbit from a MCMC algorithm with parallax and xallarap effects. The dashed line is the case without any constraint on the companion mass and leads to a black hole solution. The solid line is for a constraint ($\xi_E < \frac{0.3^{1/3}}{3.7} P^{2/3} = 0.18(P/\text{yr})^{2/3}$) and leads to a solar mass companion with a minimum of χ^2 at $P = 170$ days.

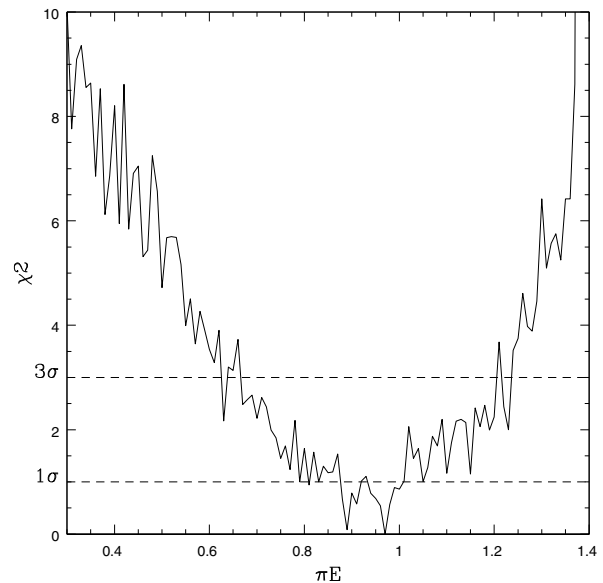


Fig. 6. χ^2 as a function of the magnitude of the parallax vector π_E from MCMC runs including the constraint $\xi_E < (0.3^{1/3}/3.7)P^{2/3} = 0.18(P/\text{yr})^{2/3}$ on the companion mass. $\pi_E = 0.94 \pm 0.10$.

1 for the angular size of the source, 2 for parallax, 5 for xallarap and 2×16 for the fluxes F_s and F_b of the different telescopes). The best ESPL fit model including parallax and xallarap effects ($\chi^2 = 1717.7$) corresponds to a binary system in which the source companion is a black hole (see Sect. 3.3.3). One more reasonable solution could be a solar mass companion obtained when using a constraint on the xallarap (see Sect. 3.3.3). This solution has $\chi^2 = 1728.1$ for 1745 data points and 43 fit

Table 1. Fit parameters for extended-source point-lens models with Parallax and Xallarap.

Parameters	Without xallarap	Xallarap	Xallarap
		Black hole $P = 290$ days	Solar mass $P = 170$ days
χ^2	1760.5	1717.7	1728.1
t_0 (days)	4221.9726	4221.9725	4221.9725
σ_{t_0} (days)	0.0001	0.0001	0.0001
u_0	0.00204	0.00215	0.00214
σ_{u_0}	0.00002	0.00003	0.00003
t_E (days)	68.09	64.96	65.11
σ_{t_E} (days)	0.66	0.75	0.75
ρ_*	0.00450	0.00473	0.00471
σ_{ρ_*}	0.00004	0.00006	0.00006
π_E	0.12	2.33	0.94
σ_{π_E}	0.03	0.07	0.10
ξ_E	/	1.00	0.17
σ_{ξ_E}	/	0.06	0.07

Note: three different models: 1/ with orbital parallax effects only, 2/ with orbital parallax + xallarap (black-hole source companion), 3/ with orbital parallax + xallarap (solar-mass source companion).

parameters, to give $\chi^2/\text{d.o.f} = 1.01$, while the best ESPL fit with parallax effects only has $\chi^2 = 1760.5$ and the one without any parallax nor xallarap effects gives $\chi^2 = 1995.4$, a difference of $\Delta\chi^2 = 267.3$. The corresponding best-fit parameters and their errors as determined from the light curve of three different models are shown in Tables 1 and 2 (see also Fig. 1).

3.5. Lens mass and distance estimates

Gould (1992) showed that if both θ_E and π_E could be measured, then the mass M and the lens-source relative parallax π_{rel} could be determined as given in Eq. (5) and then the lens distance could be deduced from:

$$\pi_{\text{rel}} = 1\text{AU} \left(\frac{1}{D_L} - \frac{1}{D_S} \right). \quad (20)$$

The resulting characteristics of the lens are given in Table 2 for each model that we have presented: parallax only, parallax + xallarap (black-hole companion) and parallax + xallarap (solar-mass companion). Due to the high parallax magnitude obtained with the “black hole” model (see Table 1), the lens mass is a brown dwarf ($M = 0.025 M_\odot$) in the extreme foreground ($D_L = 824$ pc). Moreover, the extreme black hole mass ($M_s > 70 M_\odot$), by itself, virtually rules out this model. We take this as evidence for unrecognized systematic errors at the $\Delta\chi^2 \sim 40$ level, and hence do not believe inferences based on $\Delta\chi^2$ at this level are robust. Systematic errors at this level are not uncommon for microlensing events.

The model with a solar-mass companion is suspect as well, still with a brown-dwarf lens in the foreground, meaning that it results from the same systematics. We therefore conclude that the xallarap “signal” is probably spurious and we present these two models only for completeness. We expect that the presence of these systematics will corrupt the parallax measurements by of order $\sqrt{\Delta\chi^2_{\text{xallarap+parallax}}/\Delta\chi^2_{\text{parallax}}} \sim \sqrt{(235 \pm 43/235)} - 1 \sim 9\%$, which will impact the lens mass and relative parallax estimates. However, this systematic error is too small to qualitatively impact the conclusions of this paper.

Table 2. Lens mass and distance for extended-source point-lens models with Parallax.

Parameters	Without Xallarap	Xallarap	Xallarap
		Black hole $P = 290$ days	Solar mass $P = 170$ days
θ_E	0.48 ± 0.01	0.47 ± 0.041	0.47 ± 0.01
M (M_\odot)	0.50 ± 0.13	0.025 ± 0.001	0.0618 ± 0.0007
π_{rel} (μas)	58 ± 15	1088 ± 46	440 ± 58
D_L (kpc)	5.47 ± 0.45	0.82 ± 0.07	1.77 ± 0.20

Note: lens mass and distance for three different models: 1/ with orbital parallax effects only, 2/ with orbital parallax + xallarap (black-hole source companion), 3/ with orbital parallax + xallarap (solar-mass source companion).

Table 3. Flux parameters for extended-source point-lens model with Parallax and Xallarap (solar mass companion).

OBSERVATORY	F_s	σ_{F_s}	F_b	σ_{F_b}
OGLE I	0.96	0.01	0.28	0.01
MOA I	0.96	0.01	0.29	0.01
$\mu\text{FUN R}$ New-Zealand (Auckland)	1.08	0.01	3.06	0.05
$\mu\text{FUN R}$ New-Zealand (Farm Cove)	0.91	0.009	-27.0	0.2
$\mu\text{FUN I}$ Arizona (MDM)	0.99	0.17	242.3	75.0
$\mu\text{FUN R}$ South Africa (Bronberg)	0.232	0.002	0.28	0.04
$\mu\text{FUN I}$ Chile (CTIO SMARTS)	6.24	0.06	-3.9	0.2
$\mu\text{FUN I}$ Arizona (Mt Lemmon)	3.94	0.04	21.8	0.1
PLANET I South Africa (SAAO)	5.60	0.05	-1.9	1.6
PLANET I Australia, Tasmania (UTas)	2.74	0.03	163.8	1.2
PLANET I Chile (Danish)	14.45	0.15	13.0	0.4
PLANET I Australia (Perth)	0.793	0.008	6.5	0.1
PLANET I South Africa (Boyden)	9.59	0.09	447.3	0.6
Robonet R Faulkes North (Hawaii)	0.115	0.001	-0.26	0.02
Robonet R Faulkes South (Australia)	0.129	0.001	-0.229	0.009
Robonet R Liverpool (Canaries Island)	2.75	0.03	17.7	0.3

Note: source flux and blending for telescopes that observed OGLE 07-BLG-050. The given values corresponds to the model with parallax and xallarap, in a case of a solar mass companion for the source. They do not change significantly for the other models.

For the model with parallax effects only, the lens star is a M-dwarf (Table 2) and situated in the disk, lying 5.5 kpc from the observer. With the added uncertainties due to systematics, the parallax becomes $\pi_E = 0.12 \pm 0.03 \pm 0.01$, the lens mass estimates $M = 0.50 \pm 0.14 M_\odot$ ($\pm 28\%$) and the relative parallax $\pi_{\text{rel}} = 57.9 \pm 14.5 \mu\text{as}$. For the rest of the analysis, we will only consider this model when the physical parameters of the lens are needed.

As discussed by Ghosh et al. (2004), future high-resolution astrometry could allow the direct measurement of the magnitude and direction of the lens-source relative proper motion μ and substantially reduce the parallax uncertainty and thus the stellar mass uncertainty. But according to our initial estimate of the relative proper motion ($\mu = 2.63 \pm 0.08 \text{ mas/yr}$), it would take at least a 20 years to clearly detect the lens (especially since the source is very bright), but hopefully, within a decade, either ELT, GMT or TMT (giant telescopes) will be built, in which case the lens could be observed thereafter.

4. Planet detection efficiency

4.1. Introduction and previous analyses

To provide reliable abundance limits of Jupiter- to Earth-mass planets in our Galaxy, it is essential to evaluate the apparent non-planetary events, especially the well-covered high magnification events. A necessary step is to evaluate the confidence with which one can exclude potential planetary companions for each event.

Since OGLE-2007-BLG-050 presents strong finite-source effects, one may wonder whether a given planetary perturbation would have been so washed out by these effects as to become undetectable. Using many such efficiency calculations the aim is to determine the selection function to the underlying population of planets.

Gaudi & Sackett (2000) developed the first method to calculate detection efficiency for a single planet, which was extended to multiple planets detection efficiency by Gaudi et al. (2002), who analyzed 43 microlensing events from the 1995–1999 observational seasons. Three of them were high magnification events [OGLE-1998-BLG-15 ($A_{\max} \sim 170$), MACHO-1998-BLG-35 ($A_{\max} \sim 100$) and OGLE-1999-BLG-35 ($A_{\max} \sim 125$)]. This 5-year analysis provided the first significant upper abundance limit of Jupiter- and Saturn-mass planets around M-dwarfs. Tsapras et al. (2003) and Snodgrass et al. (2004) derived constraints on Jovian planet abundance based on OGLE survey data of 1998–2000 and 2002 seasons respectively.

Computing detection efficiency for individual events is thus required to estimate the frequency of planetary signatures in microlensing light curves, and a couple of complex events have indeed been analyzed separately. For example the high magnification event OGLE-2003-BLG-423 ($A_{\max} \sim 256$) by Yoo et al. (2004b) who found that the event was not as sensitive as it should have been if better monitored over the peak. Another high magnification ($A_{\max} \sim 525$) example is MOA-2003-BLG-32 / OGLE-2003-BLG-219 was analyzed by Abe et al. (2004) and Dong et al. (2006) (Appendix B). This well-covered event showed the best sensitivity to low-mass planets to date. Finally, the highest magnification event ever analyzed, OGLE-2004-BLG-343, was unfortunately poorly monitored over its peak, and Dong et al. (2006) showed that it otherwise would have been extremely sensitive to low-mass planets.

4.2. Planet detection efficiency in Einstein units

To characterize the planetary detection efficiency of OGLE-2007-BLG-050, we follow the Gaudi & Sackett (2000) method which consists of fitting binary models with the 3 binary parameters (d, q, α) held fixed and the single lens parameters allowed to vary. Here d is the planet-star separation in units of θ_E , q the planet-lens mass ratio, and α the angle of the source trajectory relative to the binary axis. In Gaudi & Sackett (2000), the single lens parameters, u_0 , t_0 and t_E , are related to a PSPL fit. In this analysis, we also fit the radius of the source ρ_* (scaled to the Einstein radius) and compare the binary lens fits to the best ESPL fit for this event.

From the resulting fitted binary lens $\chi^2_{(d,q,\alpha)}$, we calculate the χ^2 improvement: $\Delta\chi^2_{(d,q,\alpha)} = \chi^2_{(d,q,\alpha)} - \chi^2_{\text{ESPL}}$, and $\Delta\chi^2_{(d,q,\alpha)}$ is compared with a threshold value χ^2_C . If $\Delta\chi^2_{(d,q,\alpha)} < -\chi^2_C$, the (d, q, α) planetary (or binary) system is detected, while if $\Delta\chi^2_{(d,q,\alpha)} > \chi^2_C$, it is excluded. Gaudi et al. (2002) argued that a threshold of 60 is high enough to be confident in excluding binary lens systems.

For each (d, q), the fraction of angles $0 < \alpha < 2\pi$ that was excluded is called the “sensitivity” for that system. Indeed, the detection efficiency $\epsilon(d, q)$ can be expressed as:

$$\epsilon(d, q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta(\Delta\chi^2(d, q, \alpha) - \chi^2_C) d\alpha \quad (21)$$

where Θ is the step function. To perform the calculations of binary light curves, we use a binary-lens finite-source algorithm developed by Dong et al. (2006) (Appendix A). The resulting grids of χ^2 as a function of d and α are shown in Fig. 7 for some values of q . The complete computation has been done for every possible combinations between the following values of d , q and α :

- q : 19 values with a constant logarithmic step over the range $[10^{-6}, 10^{-2}]$.
- d : 40 values with a constant logarithmic step over the range $[0.1, 10]$.
- α : 121 values linearly spaced from 0 to 360° .

The resulting detection efficiency diagram for OGLE-2007-BLG-050 is shown in Fig. 8. The first observation is that no planet is detected since there is no configuration that gives $\Delta\chi^2 < -60$. This event is very sensitive to the presence of planets, especially in the $[0.8\text{--}1.2]$ separation range in Einstein units, where the detection efficiency reaches 100% for Jupiter mass ratios ($q = 9 \times 10^{-4}$), 75% for Neptune mass ratios ($q = 5 \times 10^{-5}$) and 10% for Earth mass ratios (3×10^{-6}). In larger separation ranges, as $[0.4\text{--}2.7] R_E$, we exclude Jupiter mass ratios with 95% confidence.

In future statistical analyses of microlensing planetary detection efficiency, one will likely be forced to use a higher exclusion threshold than 60 because, while planets can sometimes be reliably excluded at this threshold (as in the present case), it is unlikely that they can be reliably detected at this level, particularly in high-magnification events. Because we cannot predict the exact threshold that will be adopted by future studies, we show both our exclusion level ($\Delta\chi^2 > 60$) and a somewhat arbitrarily chosen value, $\Delta\chi^2 > 250$. The important point is that the detection efficiency diagrams in the two cases (Fig. 8 and with a threshold equal to 250 in Fig. 9) are very similar.

4.3. Planet detection efficiency in physical units

Having an estimate of the angular Einstein radius θ_E , the distance D_L of the lens from the observer and the lens mass M , we derive estimates of the physical parameters (r_\perp, m_p) for the tested planetary models, where r_\perp is the projected separation between the planet and its host star and m_p the planet mass, and calculate the associated detection efficiency.

$$r_\perp \text{ (AU)} = d D_L \text{ (kpc)} \theta_E \text{ (mas)} \quad (22)$$

$$m_p = qM. \quad (23)$$

To simplify the translation between efficiency diagrams in Einstein units and physical units, we have considered the values of M , D_L and θ_E as perfectly known. A proper analysis would involve a convolution of the detection efficiency map in terms of native parameters d, q over the probability density distribution of the primary lens parameters (e.g. Yoo et al. 2004b). While our procedure of keeping M , D_L and θ_E fixed is an approximation, considering the logarithmic scale of the efficiency maps, the uncertainties in the primary lens parameters will not have an important effect on the shape of the resulting efficiency diagrams.

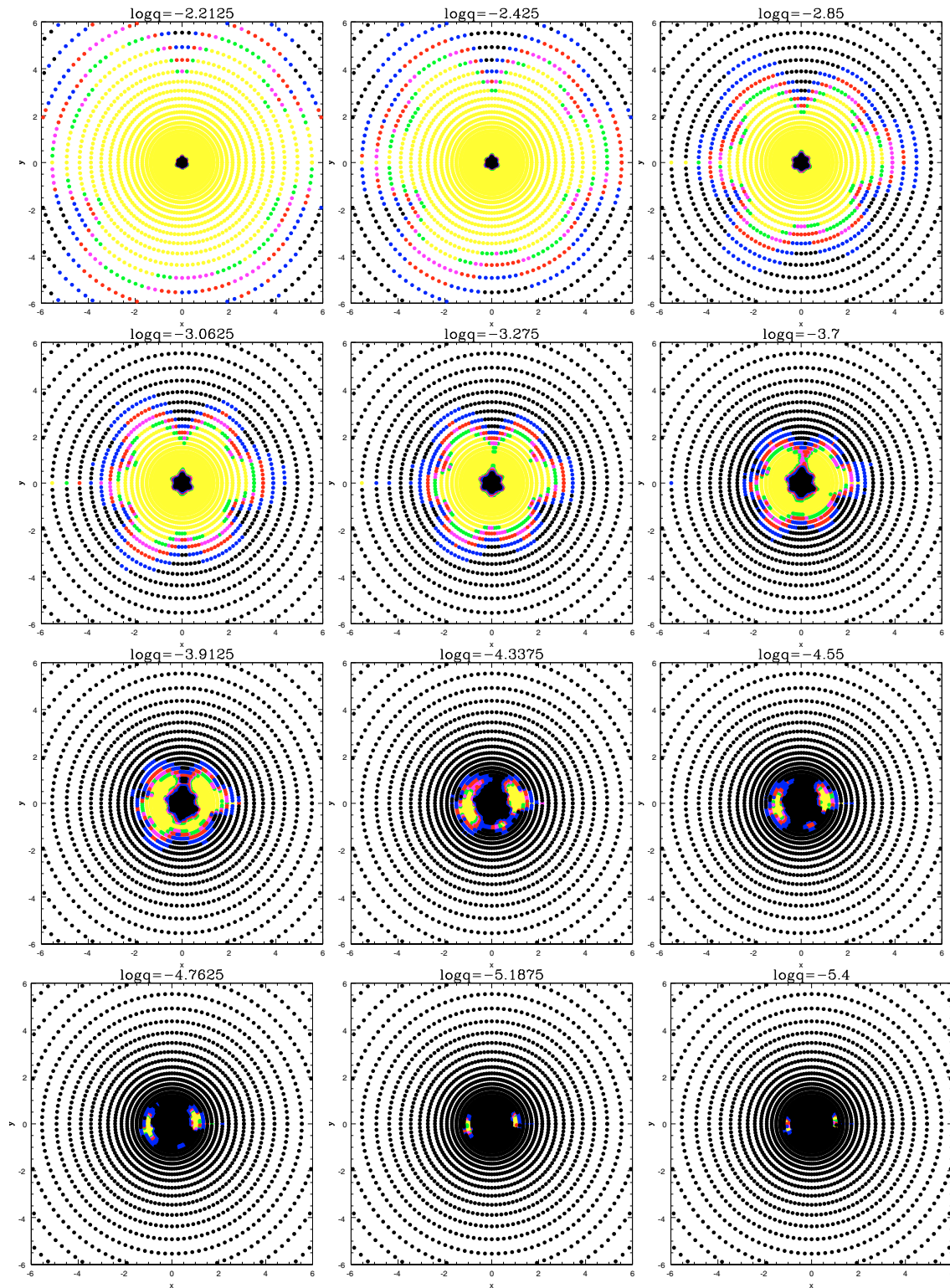


Fig. 7. Binary-lens finite-source grids of χ^2 as a function of (x, y) where $x = d \cos \alpha$ and $y = d \sin \alpha$ for different values of q . The value appearing in the upper part of each diagram corresponds to the value of $\log q$. The color scale shows the variations of the resulting $\Delta\chi^2$, where $\Delta\chi^2$ is the difference between a given binary lens model χ^2 and the ESPL fit χ^2_{ESPL} , $\Delta\chi^2_{(d,q,\alpha)} = \chi^2_{(d,q,\alpha)} - \chi^2_{\text{ESPL}}$. The colors correspond to the following thresholds: black, blue, red, magenta, green, yellow = $\Delta\chi^2 < 60, 60-100, 100-150, 150-200, 200-300, 300 < \Delta\chi^2$. These diagrams have been computed for d and q ranges of $[0.1 - 10]R_E$ and $[10^{-6} - 10^{-2}]M_{\text{lens}}$ and for 121 values of α .

476

V. Batista et al.: OGLE-2007-BLG-050: Planetary detection efficiency

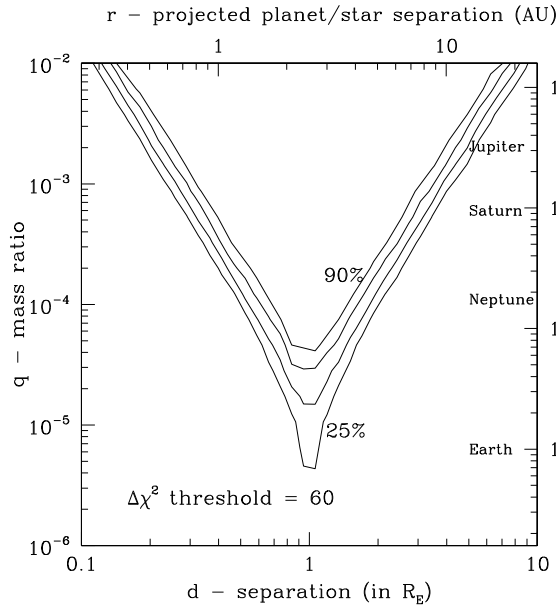


Fig. 8. Resulting detection efficiency diagram for d and q ranges of $[0.1-10]R_E$ and $[10^{-6}-10^{-2}]M_{\text{Jup}}$ and detection efficiency diagram in physical units (r_{\perp}, m_p) if considering the upper and right axes. The contours indicate 25%, 50%, 75% and 90% efficiency, with an excluding threshold equal to 60.

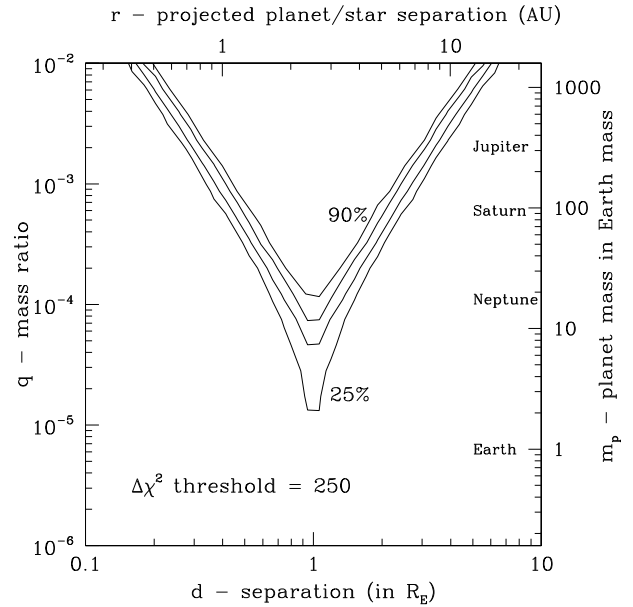


Fig. 9. Same as Fig. 8, except with a hypothetical threshold of $\Delta\chi^2 = 250$. Comparison with Fig. 8 shows that planet sensitivity does not depend strongly on threshold.

We take the parameters related to the fit with extended source and parallax effects, where $M = 0.50 \pm 0.14 M_{\odot}$, $D_L = 5.47 \pm 0.45$ kpc and $\theta_E = 0.48 \pm 0.01$ mas. The resulting detection efficiency diagram in physical units is shown in Fig. 8 as well, but the corresponding axes are those on the top and the right of the graphic. This demonstrates that OGLE-2007-BLG-050 is sensitive to Neptune-mass planets as well as some Earth-mass configurations. Indeed, for a $[1.8-3.1]$ AU projected separation range between the planet and the lens star, Jupiter, Neptune and Earth-like planets are excluded with a 100%, 95% and 10% confidence respectively. For a range of $[1.4-4]$ AU, the detection efficiency reaches 100% for Jupiter mass planets and 75% for Neptune mass planets, and for a much bigger range of $[0.6-10]$ AU, Jupiter-like planets are excluded with a 75% confidence.

4.4. Planet detection efficiency as a function of central caustic size

Chung et al. (2005) analyzed the properties of central caustics in planetary microlensing events in order to estimate the perturbation that they induce. They gave an expression for the central-caustic size as a function of the planet-star separation and the planet/star mass ratio. Several authors have considered the size and shape of the central caustic as a function of the parameters of the planet for high-magnification events (Griest & Safizadeh 1998; Dominik 1999; Dong et al. 2009b). In the analysis of the cool Jovian-mass planet MOA-2007-BLG-400Lb, Dong et al. (2009b) conducted the initial parameter space search over a grid of (w, q) rather than (d, q) where w is the “width” of the central caustic. For MOA-2007-BLG-400, the angular size of the central caustic is smaller than that of the source ($w/\rho \sim 0.4$), and w can be directly estimated by inspecting the light curve features. Dong et al. (2009b) find the (w, q) parametrization is more

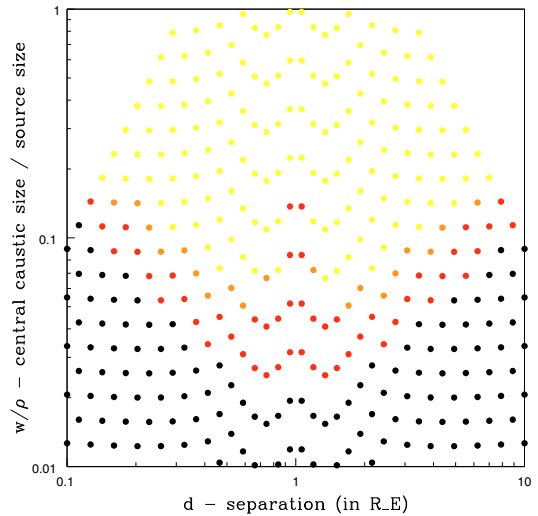


Fig. 10. Resulting detection efficiency diagram in $(d, w/\rho)$ space. This diagram shows a clear frontier in red at w/ρ values between 0.1 and 0.3 above which the detection efficiency is greater than 50%. This frontier corresponds to the 50% detection’s contours in the Fig. 8.

regularly defined and more efficient in searching parameter space than (d, q) .

The source size of OGLE-2007-BLG-050 is $\rho = 0.0045$ which is relatively big, and since finite-source effects smear out the sharp magnification pattern produced by the central caustics, one way to present the planetary detection efficiency results is to estimate the ratio w/ρ that is reached at the detection/exclusion limits. Assuming that detectable planets should produce signals $\geq 5\%$, Han & Kim (2009) estimated the ratio w/ρ must be at least equal to 0.25. Here we present the detection efficiency diagram in $(d, w/\rho)$ space in Fig. 10, still considering $\Delta\chi^2 > 60$ as the

criterion of exclusion. This diagram shows a clear frontier in red at w/ρ values between 0.1 and 0.3 above which the detection efficiency is greater than 50%, which also corresponds to the 50% detection's contours in Fig. 8. On this frontier, the value of w/ρ goes down to 0.1 for $d \sim 1$ and increases to 0.3 for $d \gg 1$ or $d \ll 1$. Our realistic estimate of detection efficiency is in general agreement with the simple criterion in Han & Kim (2009). Given the high photometric precision and dense sampling, our data allow detections below the 5% threshold adopted by Han & Kim (2009). We also note that the w/ρ threshold is weakly dependant on d , which is a result of the enhancement in detection efficiency of the resonant caustics at small mass ratios.

We have presented a new way of visualizing the detection efficiency in $(d, w/\rho)$ space. It offers a physically straightforward way to understand the planetary sensitivity in events with pronounced finite-source effects. We find that the data obtained by current observation campaigns can probe planetary central caustics as small as $\sim 20\%$ of the source size for high-magnification events.

5. Conclusion

OGLE-2007-BLG-050 is a rare case of a high magnification event with well measured finite source effects and detectable parallax effects. This leads to an estimate of the angular Einstein radius $\theta_E = 0.48 \pm 0.01$ mas, the parallax $\pi_E = 0.12 \pm 0.03$, the mass $M = 0.50 \pm 0.14 M_\odot$ and distance $D_L = 5.5 \pm 0.4$ kpc of the lens star. This is only the second reasonably precise mass estimate (to within 28%) for an unseen single object using any method.

When computing planet detection efficiency, we did not find any planetary signature and the resulting maps in (d, q, α) , where d is the planet-star separation in Einstein units, q the planet-lens mass ratio, and α the angle of the source trajectory relative to the binary axis, reveal a good sensitivity to low mass ratios q , with a 75% and 10% efficiencies for Neptune- and Earth-mass ratios respectively in the range $[0.8-1.2] R_E$, and a 100% detection efficiency for Jupiter-mass ratio in $[0.4-2.7] R_E$.

It also permits the calculation of efficiency maps in physical space (r_\perp, m_p) , where r_\perp is the projected planet/star separation and m_p is the planet mass. Here we show that this microlensing event is very sensitive to Neptune-mass planets and has (10%) sensitivity to Earth-mass planets within a $[1.8-3.1]$ AU projected separation range.

Acknowledgements. We thank Thomas Prado and Arnaud Tribolet for their careful reading of the manuscript. VB thanks Ohio State University for its hospitality during a six week visit, during which this study was initiated. We acknowledge the following support: Grants HOLMES ANR-06-BLAN-0416 Dave Warren for the Mt Canopus Observatory; NSF AST-0757888 (AG, SD); NASA NNG04GL51G (DD, AG, RP); Polish MNiSW N20303032/4275 (AU); HST-GO-11311 (KS); NSF AST-0206189 and AST-0708890, NASA NAF5-13042 and NNX07AL71G (DPB); Korea Science and Engineering Foundation grant 2009-008561 (CH); Korea Research Foundation grant 2006-311-C00072 (B-GP); Korea Astronomy and Space Science Institute (KASI); Deutsche Forschungsgemeinschaft (CSB); PPARC/STFC, EU FP6 programme "ANGLES" (ŁW,NJR); PPARC/STFC (RoboNet); Dill Faulkes Educational Trust (Faulkes Telescope North); Grants JSPS18253002, JSPS20340052 and JSPS19340058 (MOA); Marsden Fund of NZ(IAB, PCMY); Foundation for Research Science and Technology of NZ; Creative Research Initiative program (2009-008561) (CH); Grants MEXT19015005 and JSPS18749004 (TS). This work was supported in part by an allocation of computing time from the Ohio Supercomputer Center.

References

- Abe, F., Bennett, D. P., Bond, I. A., et al. 2004, *Science*, 305, 1264
Afonso, C., Alard, C., Albert, J. N., et al. 2000, *ApJ*, 532, 340
Albrow, M., Beaulieu, J.-P., Birch, P., et al. 1998, *ApJ*, 509, 687
Albrow, M., An, J., Beaulieu, J.-P., et al. 2001, *ApJ*, 549, 759
Alcock, M. D., Akerlof, C. W., Allsman, R. A., et al. 1993, *Nature*, 365, 621
Alcock, C., Akerlof, C. W., Allsman, R. A., et al. 1995, *ApJ*, 454, L125
Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., et al. 1997, *ApJ*, 486, 697
Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 2001, *Nature*, 414, 617
An, J. H., Albrow, M. D., Beaulieu, J.-P., et al. 2002, *ApJ*, 572, 521
Beaulieu, J. P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
Bennett, D. P., & Rhie, S. H. 1996, *ApJ*, 472, 660
Bennett, D. P., Becker, A. C., Quinn, J. L., et al. 2002, *ApJ*, 579, 639
Bennett, D. P., Becker, A. C., Quinn, J. L., et al. 2008, *ApJ*, 684, 663
Bessel, M. S., & Brett, J. M. 1988, *Astron. Pac. Soc.*, 100, 1134
Bond, I. A. 2001, *MNRAS*, 327, 868
Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., et al. 2004, *ApJ*, 606, 155
Cassan, A., Beaulieu, J.-P., Fouqué, P., et al. 2006, *A&A*, 460, 277
Chung, S. J., Han, C., Park, B.-G., et al. 2005, *ApJ*, 630, 535
Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
Dominik, M. 1999, *A&A*, 349, 108
Dong, S., DePoy, D. L., Gaudi, B. S., et al. 2006, *ApJ*, 642, 842
Dong, S., Gould, A., Udalski, A., et al. 2009a, *ApJ*, 695, 970
Dong, S., Bond, I. A., Gould, A., et al. 2009b, *ApJ*, 698, 1826
Drake, A. J., Cook, K. H., & Keller, S. C. 2004, *ApJ*, 607, 29
Einsenhauer, F., Genzel, R., Alexander, T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 246
Einstein, A. 1936, *Science*, 84, 506
Gaudi, B. S., & Sackett, P. D. 2000, *ApJ*, 566, 463
Gaudi, B. S., Albrow, M. D., An, J., et al. 2002, *ApJ*, 566, 463
Gaudi, B. S., Bennett, D. P., Udalski, A., et al. 2008, *Science*, 319, 927
Ghosh, H., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004, *ApJ*, 615, 450
Gould, A. 1992, *ApJ*, 392, 442
Gould, A. 1994a, *ApJ*, 421, 71
Gould, A. 2000, *ApJ*, 542, 785
Gould, A. 2004, *ApJ*, 606, 319
Gould, A., & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104
Gould, A., Miralda-Escudé, J., & Bahcall, J. N. 1994, *ApJ*, 423, L105
Gould, A., Bennett, D. P., & Alves, D. R. 2004, *ApJ*, 614, 404
Gould, A., Udalski, A., Monard, B., et al. 2009, *ApJ*, 698, L147
Griest, K., & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
Han, C., & Kim, D. 2009, *ApJ*, 693, 1835
Jiang, G., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004, *ApJ*, 617, 1307
Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., et al. 2005, *Acta Astron.*, 55, 159
Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004, *A&A*, 426, 297
Kubas, D., Cassan, A., Beaulieu, J. P., et al. 2005, *A&A*, 435, 941
Mao, S. 1999, *A&A*, 350, L19
Mao, S., & Paczyński, B. 1991, *ApJ*, 374, 37
Mao, S., Smith, M. C., Woźniak, P., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 349
Nemiroff, R. J., & Wickramasinghe, W. A. D. T. 1994, *ApJ*, 424, L21
Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 304, 1
Poindexter, S., Afonso, C., Bennett, D. P., et al. 2005, *ApJ*, 633, 914
Rattenbury, N., Bond, I. A., Skuljan, J., & Yock, P. C. M. 2002, *MNRAS*, 335, 159
Rhie, S. H., Bennett, D. P., Becker, A. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 378
Soszyński, I., Żebruń, K., Woźniak, P. R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 731
Smith, M., Mao, S., & Woźniak, P. 2002, *MNRAS*, 332, 962
Smith, M., Mao, S., & Paczyński, B. 2003a, *MNRAS*, 339, 925
Smith, M., Mao, S., & Woźniak, P. 2003b, *ApJ*, 585, L65
Snodgrass, C., Horne, K., & Tsapras, Y. 2004, *MNRAS*, 351, 967
Staneck, K. Z., & Garvanich, P. M. 1998, *A&AS*, 30, 1409
Tsapras, Y., Horne, K., Kane, S., & Carson, R. 2003, *MNRAS*, 343, 1131
Udalski, A. 2003, *Acta Astron.*, 53, 291
Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., et al. 1993, *Acta Astron.*, 43, 289
Witt, H., & Mao, S. 1994, *ApJ*, 430, 505
Yoo, J., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004a, *ApJ*, 603, 139
Yoo, J., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004b, *ApJ*, 616, 1204

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, INSU-CNRS, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France

e-mail: [batista;beaulieu;marquett]@iap.fr

² Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210, USA

e-mail: [dong;gould;gaudi]@astronomy.ohio-state.edu

- ³ Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie, Heidelberg University, Mönchhofstr. 12–14, 69120 Heidelberg, Germany
- ⁴ University of Notre Dame, Department of Physics, 225 Nieuwland Science Hall, Notre Dame, IN 46556, USA
e-mail: bennett@nd.edu
- ⁵ University of Canterbury, Department of Physics & Astronomy, Private Bag 4800, Christchurch, New Zealand
- ⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Vitacura 19, Santiago, Chile
- ⁷ Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Twelve Quays House, Egerton Wharf, Birkenhead CH41 1LD, UK
- ⁸ Isaac Newton Group, Apartado de Correos 321, 38700 Santa Cruz de La Palma, Spain
- ⁹ McDonald Observatory, 16120 St Hwy Spur 78, Fort Davis, TX 79734, USA
- ¹⁰ Dept. of Physics/Boyden Observatory, University of the Free State, Bloemfontein 9300, South Africa
- ¹¹ Lawrence Livermore National Laboratory, IGPP, PO Box 808, Livermore, CA 94551, USA
- ¹² DSM/DAPNIA, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France
- ¹³ University of Tasmania, School of Maths and Physics, Private bag 37, GPO Hobart, Tasmania 7001, Australia
- ¹⁴ SUPA, University of St Andrews, School of Physics & Astronomy, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, UK
- ¹⁵ Physics department, Faculty of Arts and Sciences, University of Rijeka, 51000 Rijeka, Croatia
- ¹⁶ Technical University of Vienna, Dept. of Computing, Wiedner Hauptstrasse 10, Vienna, Austria
- ¹⁷ Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5572, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
- ¹⁸ Niels Bohr Institute, Astronomical Observatory, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen, Denmark
- ¹⁹ NASA Exoplanet Science Institute, Caltech, MS 100-22, 770 South Wilson Avenue Pasadena, CA 91125, USA
- ²⁰ Perth Observatory, Walnut Road, Bickley, Perth 6076, Australia
- ²¹ South African Astronomical Observatory, PO Box 9 Observatory 7935, South Africa
- ²² Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA
- ²³ Astronomy Unit, School of Mathematical Sciences, Queen Mary, University of London, Mile End Road, London E1 4NS, UK
- ²⁴ Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland
e-mail: [udalski;mj;msz;mk;pietrzyn;soszynsk;kulaczyk]@astrouw.edu.pl
- ²⁵ Auckland Observatory, Auckland, New Zealand
e-mail: gwchristie@christie.org.nz
- ²⁶ Universidad de Concepción, Departamento de Física, Casilla 160–C, Concepción, Chile e-mail: szewczyk@astro-udec.cl
- ²⁷ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK
e-mail: wyrzykow@ast.cam.ac.uk
- ²⁸ Bronberg Observatory, Centre for Backyard Astrophysics Pretoria, South Africa
e-mail: lagmonar@rmsa.org
- ²⁹ Benozio Center for Astrophysics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel
e-mail: avishay.gal-yam@weizmann.ac.il
- ³⁰ Program of Brain Korea, Department of Physics, Chungbuk National University, 410 Seongbong-Rho, Hungduk-Gu, Chongju 371-763, Korea
e-mail: cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr
- ³¹ Department of Astronomy, Columbia University, Pupin Physics Laboratories, New York, NY 10027, USA
e-mail: mcgreer@astro.columbia.edu
- ³² Institute of Astronomy, Cambridge University, Madingley Rd., Cambridge, CB 0HA, UK
e-mail: bjohnson@ast.cam.ac.uk
- ³³ Farm Cove Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pakuranga, Auckland New Zealand
e-mail: farmcoveobs@xtra.co.nz
- ³⁴ Division of Physics, Mathematics and Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA
e-mail: eran@astro.caltech.edu
- ³⁵ Korea Astronomy and Space Science Institute, 61-1 Hwaam-Dong, Yuseong-Gu, Daejeon 305-348, Korea
e-mail: bgpark@kasi.re.kr
- ³⁶ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya, 464-8601, Japan
- ³⁷ Institute for Information and Mathematical Sciences, Massey University, Private Bag 102-904, Auckland 1330, New Zealand
- ³⁸ Computer Science Department, University of Auckland, Auckland, New Zealand
- ³⁹ School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University, Wellington, New Zealand
- ⁴⁰ Mt. John Observatory, PO Box 56, Lake Tekapo 8770, New Zealand
- ⁴¹ Department of Physics, Konan University, Nishiokamoto 8-9-1, Kobe 658-8501, Japan
- ⁴² Nagano National College of Technology, Nagano 381-8550, Japan
- ⁴³ Wise Observatory, Tel Aviv University, 69978 Tel Aviv, Israel
e-mail: [dani;shai;david;shporer]@wise.tau.ac.il
- ⁴⁴ Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology, Tokyo 116-8523, Japan
- ⁴⁵ Department of Physics and Astrophysics, Faculty of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan
- ⁴⁶ Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92-019, Auckland 1001, New Zealand
- ⁴⁷ Alvine Estate, 456D Vintage Lane, RD3, NZ Blenheim 7321
- ⁴⁸ Deutsches SOFIA Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart
- ⁴⁹ SOFIA Science Center, Mail stop N211-3, Moffett Field CA 94035, USA
- ⁵⁰ AUT University, Auckland, New Zealand
e-mail: tim.natush@aut.ac.nz

3.3 Analyse statistique de la fréquence de planètes dans le cadre des événements de haute amplification

A ce jour, la méthode de microlentille gravitationnelle a permis la détection de 10 planètes extrasolaires (environ 9 autres seront bientôt publiées). Ce nombre est certes modeste en comparaison des centaines de détections par vitesses radiales (VR) et des dizaines par transits, mais cette méthode a l'avantage de sonder une zone différente de l'espace des paramètres. En effet, la majorité des planètes découvertes par VR et transits est supposée avoir atteint sa position actuelle (distance à son étoile généralement en deça de la limite des glaces) par la biais d'une migration d'un facteur $\gtrsim 10$ par rapport à son lieu de formation. Par opposition, les planètes découvertes par microlentilles se situent généralement au delà de la limite des glaces, où les géantes gazeuses (Jupiter et Saturne) et les géantes glacées (Neptune et Uranus) sont supposées se former, et constituent ainsi des candidats n'ayant pas ou très peu subi de phénomène de migration.

Bien sûr les moyens actuels de recherche de planètes par microlentille ne permettent pas de considérer que le bilan de ces 15 années d'investigation est le reflet parfait de la réalité en terme d'abondance de planètes. En effet, le facteur humain est encore très présent dans l'acquisition de courbes de lumière, et d'un événement à l'autre l'intensité du suivi observationnel est très variable. A terme, le suivi des événements de microlentille se fera par des acquisitions automatiques et régulières afin de limiter le facteur humain et d'augmenter l'efficacité de détection (voir chapitre 6). Cependant, une première étude sur la fréquence relative des planètes à été menée par Sumi et al. (2010) sur la base des 10 découvertes publiées. Ils ont considéré que chacune de ces détections était caractérisée par une sensibilité $g(q) \propto q^{0.6 \pm 0.1}$. Ensuite, ils ont supposé que les détections étaient soumises à une distribution de loi de puissance en masse $f(q)d \log q \propto q^n d \log q$ et trouvent $n = -0.68 \pm 0.20$. Toutefois, ces résultats ne constituent pas des fréquences absolues sur la population de planètes dans notre Galaxie.

La première estimation de la fréquence des géantes froides par le biais des microlentilles a été calculée par Gould et al. (2010) (fourni en annexe E). L'analyse de l'évènement de grande amplification (HME) OGLE-2007-BLG-050 faite en section 3.2 ainsi que celle d'un autre HME, OGLE-2008-BLG-279 (Yee et al 2009, fourni en annexe E), ont contribué à cette première estimation. Gould et al. (2010) ont appliqué la technique développée dans ces deux études pour conduire l'analyse de 13 HME ($A_{\max} > 200$) de la période 2005-2008. Cinq de ces événements impliquent six planètes, tandis que huit d'entre eux ne font apparaître aucune signature planétaire. Afin d'être la plus objective possible, cette étude se base sur un échantillon d'évènements représentatifs de la population d'étoiles dans notre Galaxie. En effet, la figure 3.5 montre qu'au delà d'un certain niveau d'amplification ($A_{\max} > 200$), le nombre d'évènements qui a été observé est une fonction en $1/A$, ce qui rejoint la distribution attendue, proportionnelle à u car $A \propto 1/u$ pour $u \lesssim 1/3$. De plus,

bien que les HME soient des évènements rares, leur suivi est très efficace : la moitié des HME a bénéficié d'une bonne couverture observationnelle et la moitié de ces derniers a conduit à la détection de planètes. Ceci peut s'expliquer, entre autres, par le fait que les détections de type HME sont quasiment indépendantes de l'angle d'approche de la source par rapport à l'axe lentille/planète. En effet, pour ces évènements le paramètre d'impact est très petit, $u_0 \ll 1$, et la source sonde la caustique centrale (générée par le champ gravitationnel de l'étoile lentille hôte et légèrement perturbée par la présence d'une planète) quelle que soit la direction de sa trajectoire (par opposition aux caustiques planétaires qui ne sont sondées par la source que pour des directions spécifiques). Gould et al. (2010) mettent en équation cet argument (de non dépendance en α) sur la base d'un constat relatif à la forme des diagrammes d'efficacité de détection en fonction de (q, d) , présents dans Batista et al. (2009) (cf. figure 3.4) et Yee et al. (2009) (figure 3.6 ci-après). Ces diagrammes sont d'aspect triangulaire et de pente équivalente η d'un évènement à l'autre, respectivement $\eta \sim 0.32$ et $\eta \sim 0.35$. Ils en déduisent la relation suivante pour les contours du diagramme

$$|\log s|_{\max}(q) = \eta \log \frac{q}{q_{\min}}, \quad (3.3)$$

où q est le rapport de masse planète/lentille, s la séparation projetée planète-lentille en unités de rayon d'Einstein (on utilise la notation s au lieu de d pour la clarté des notations), et q_{\min} définit la valeur minimale q de la pointe basse du diagramme. Gould et al. (2010) constatent que l'ensemble des HME analysés qui bénéficient d'un bon suivi observationnel présente des pentes similaires.

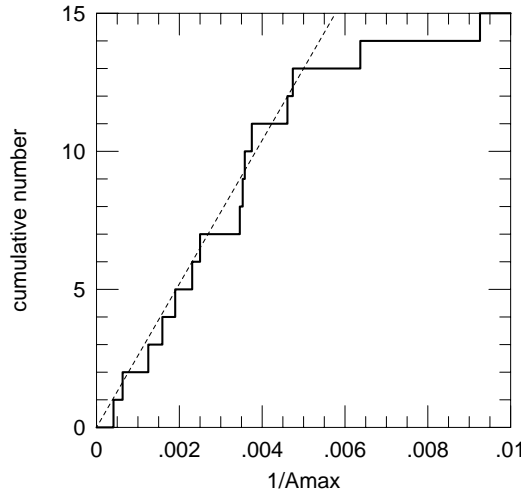


FIG. 3.5 – Fonction cumulative des quantités A_{\max}^{-1} relatives aux évènements observés par μ FUN entre 2005 et 2008. La distribution est proportionnelle à A_{\max}^{-1} pour des évènements d'amplification $A_{\max} > 200$, avec une pente $dN_{\text{évènements}}/dA_{\max}^{-1}$ (ligne en pointillés). Figure extraite de Gould et al. (2010).

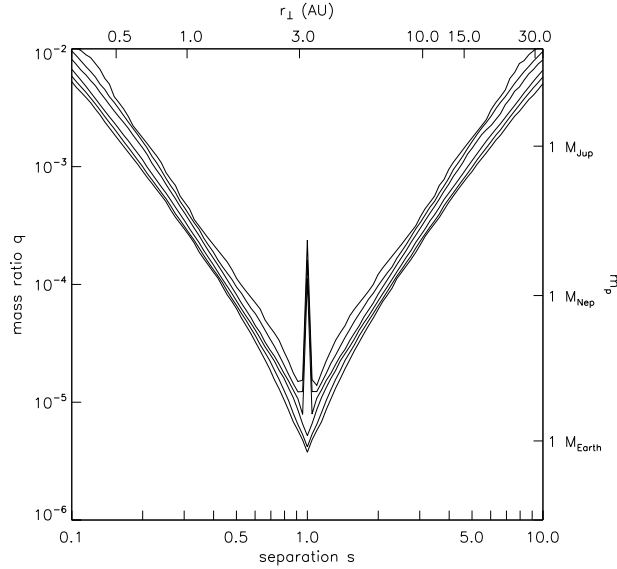


FIG. 3.6 – Diagramme triangulaire de la sensibilité aux planètes pour l’évènement OGLE-2008-BLG-279. Les contours représentent les exclusions à des degrés de confiance allant de 10 à 90%. Figure adaptée de Yee et al. (2009).

Par ailleurs, la valeur de q_{\min} , qualifiée comme “la profondeur du diagramme”, est fonction de l’amplification de l’évènement et de la qualité et couverture des données

$$q_{\min} = \xi A_{\max}^{-1}, \quad (3.4)$$

où ξ traduit la qualité des données observationnelles. Gould et al (2010) utilisent ensuite cette paramétrisation 3.3 fonction de q et prennent comme valeur empirique $\xi \sim 1/70$ pour un critère d’exclusion $\Delta\chi^2 = 500$. Ils en déduisent une expression du taux de planètes détectées attendu

$$\frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} = \sum_{i=1}^{N_{\text{évènements}}} P_i(q), \quad (3.5)$$

avec

$$P_i(q) d \log q = 2\eta f_i(q) \log \frac{q}{q_{\min,i}} \Theta(q - q_{\min,i}) d \log q \quad (3.6)$$

où $P_i(q)$ est la probabilité de détection d’une planète de rapport de masse q , $f(q)$ est le nombre de planètes par intervalles unitaires de $d \log q$ (par exemple de $q = 0.0001$ à $q = 0.001$) et $d \log s$. Cette densité bi-dimensionnelle sera exprimée par l’unité dex^{-2} par la suite.

En combinant les détections et non-détections, Gould et al. (2010) trouvent que la fréquence des géantes gazeuses et des géantes glacées (rapports de masse $-4.5 < \log q <$

-2.0) est de $0.36 \pm 0.15 \text{ dex}^{-2}$. En d'autres termes, l'observation de 10 évènements de grande amplification, impliquant des lentilles de masse $M \sim 0.5M_{\odot}$, sur une "aire" délimitée par $d \log s = 1$ et $d \log q = 1$ devrait donner lieu à 3.6 détections de ce type de planètes. Cette mesure est centrée sur une distance d'environ 3 fois la limite des glaces, région dans laquelle la formation de la majorité des planètes est attendue. La fréquence de planètes dans cette région apparaît comme 5 fois plus élevée que dans la région bien en-deçà de la limite des glaces, vis-à-vis de laquelle la méthode des vitesses radiales est la plus sensible. Etant donné que les simulations de formation planétaire prédisent que les planètes géantes se forment préférentiellement au-delà de la limite des glaces, la tendance dégagée par cette étude est que la migration de ces dernières est faible, et qu'au contraire elles resteraient près de leur région de naissance. Cela impliquerait que les planètes ayant fortement migré découvertes par la méthode des vitesses radiales représentent une minorité de la population des planètes géantes.

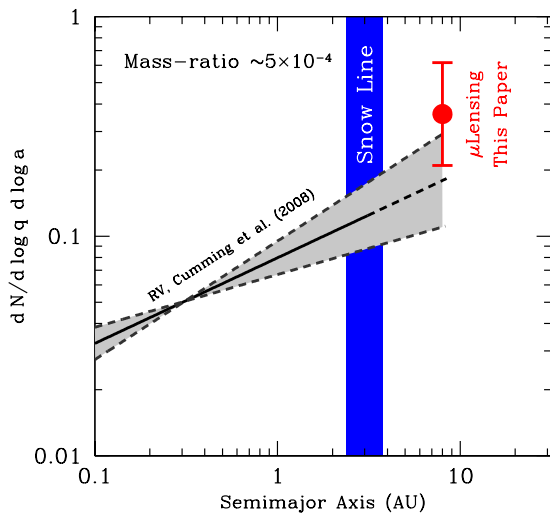


FIG. 3.7 – Fréquence de planètes déterminée par microlentilles et par VR à différents demi-grands axes. Figure extraite de Gould et al. (2010).

Enfin, Gould et al (2010) ont utilisé cette probabilité pour calculer le nombre de planètes géantes que nous aurions du détecter par le biais des HME en prenant pour référence la population type du système solaire. Cette simulation conduit à ~ 18 détections de planètes de type Jupiter ou Saturne, ce qui est bien supérieur au nombre réel de découvertes. Cette mesure montrerait donc que la population de géantes du système solaire serait particulièrement élevée et supérieure d'un facteur 3 à celle attendue dans le reste de la Galaxie.

Chapitre 4

MOA-2009-BLG-387 : une planète massive orbitant une étoile naine de type M

*”Car elle se tient tout à l’intérieur du hors.
Elle s’ouvre à partir de rien.”*

P. Mondrian

4.1 Description de l’évènement

Dans ce chapitre, nous présentons l’analyse de l’évènement MOA-2009-BLG-387 dont l’observation en juillet 2009 a permis la découverte d’une nouvelle planète extra-solaire orbitant autour d’une étoile naine de type M à K, de masse $M_* \in [0.07 - 0.49]M_\odot$. Il s’agit d’une planète massive dont la masse est supérieure à celle de Jupiter, $m_p = 2.6M_{\text{Jup}}$ pour une masse moyenne de l’étoile de $0.19M_\odot$. Au cours de cet évènement, la source traverse la caustique résonnante associée à ce système en plusieurs endroits, provoquant ainsi des déviations très marquées dans la courbe de lumière. La courbe de lumière est présentée figure 4.1. Les signatures de traversées sont relativement espacées dans le temps (12 jours) du fait de la large structure de caustique, ce qui en fait l’une des plus longues anomalies planétaires observées en microlentilles. Cet évènement a bénéficié d’un suivi observationnel très dense, notamment au niveau des traversées de caustiques, ce qui a permis de prendre en compte dans cette analyse des effets du second ordre tels que le mouvement orbital du compagnon planétaire, les effets de parallaxe ou encore les effets de source étendue. Il en résulte une estimation très précise du rayon angulaire d’Ein-

stein $\theta_E = 0.31 \pm 0.03 \text{mas}$. Toutefois, bien que la parallaxe et le mouvement orbital de la planète soient prononcés, nous constatons une dégénérescence entre ces deux effets, impliquant de larges barres d'erreur sur l'estimation d'une de leurs composantes respectives. Cette dégénérescence, bien que déjà évoquée dans des analyses antérieures, est expliquée ici pour la première fois. Par la réalisation d'une analyse bayésienne, nous la résolvons statistiquement en construisant un modèle galactique imposant des contraintes sur la distribution des positions et vitesses de la source et de la lentille, ainsi qu'un modèle keplerien pour contraindre l'orbite de la planète. A ces contraintes viennent s'ajouter des observations en optique adaptative avec l'instrument NACO du VLT qui nous ont été fournies par l'ESO (European South Observatory) et qui ont été effectuées au printemps 2010. Elles ont apporté une limite supérieure sur la masse de la lentille. Cette analyse complète nous permet de déduire des estimations de caractéristiques physiques du système : $3.5 \text{kpc} < D_l < 7.9 \text{kpc}$, $1.1 \text{UA} < a < 2.7 \text{UA}$, et $3.8 \text{ans} < P < 7.6 \text{ans}$, où D_l est la distance de la lentille, a le demi-grand axe de l'orbite de la planète et P sa période de révolution.

4.2 Contexte

Ces dix dernières années, la méthode de microlentilles gravitationnelles a donné lieu à la détection de 10 exoplanètes (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Gaudi et al. 2008; Bennett 2008; Janczak et al. 2010; Sumi et al. 2010) et a permis l'exploration de populations d'étoiles hôtes et de planètes qui ne sont pas sondées par d'autres méthodes de détection. En effet, étant donné que l'efficacité de détection des microlentilles ne dépend pas de la luminosité de l'étoile hôte, cela permet de sonder quasiment tous les types d'étoiles et ce à des distances très lointaines au sein de la Galaxie. En particulier, les microlentilles sont un excellent moyen pour explorer les naines de type M qui sont les étoiles les plus communes dans notre Galaxie et qui, par ailleurs, ne sont pas facilement accessibles par d'autres méthodes de détection. Environ la moitié des évènements de microlentilles en direction du bulbe galactique implique des étoiles dont la masse est $\leq 0.5 M_\odot$ (Gould 2000).

Déterminer les caractéristiques de planètes géantes orbitant autour de ce type d'étoiles est intéressant non seulement car il s'agit des étoiles les plus communes mais aussi parce que cette configuration constitue un test important pour les théories de formation planétaire. En effet, la théorie d'accrétion de coeur dans le processus de formation des planètes géantes prédit que ces planètes seraient peu communes autour des petites étoiles (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005a; Kennedy & Kenyon 2008; D'Angelo et al. 2010), alors que les modèles d'instabilité gravitationnelle prédisent que des planètes géantes peuvent se former autour de naines M pourvues d'un disque protoplanétaire suffisamment massif (Boss 2006). Par ailleurs, les nombreuses détections de planètes par la méthode

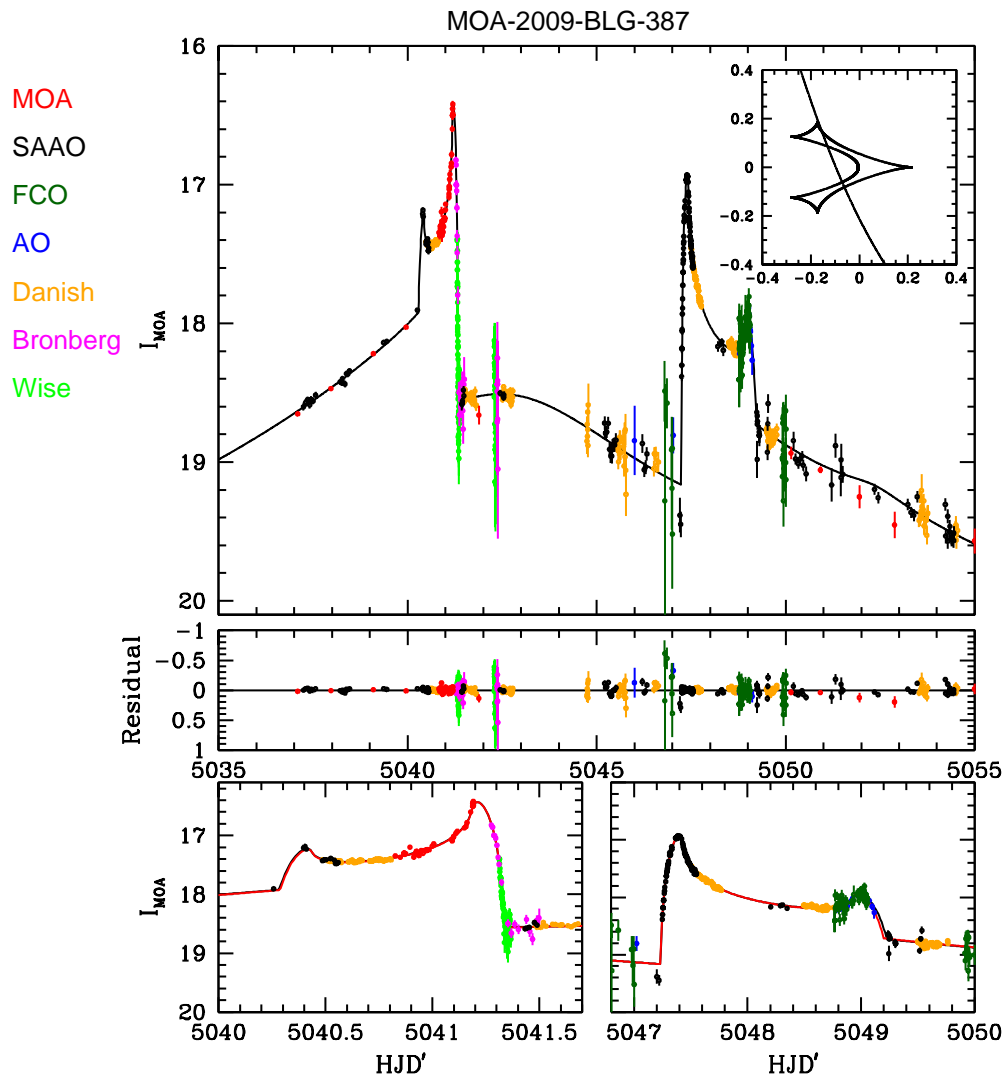


FIG. 4.1 – Courbe de lumière de l'évènement MOA-2009-BLG-387.

des vitesses radiales tendent à montrer que les planètes géantes sont peu communes autour d'étoiles de faibles masses (Cumming et al. 2008; Johnson et al. 2010). Cependant, cette méthode est surtout sensible à des planètes dont le demi-grand axe est < 2.5 UA. Étant donné que la majorité des planètes géantes découvertes par vitesses radiales sont supposées avoir fortement migré et s'être éloignées de leur lieu de formation, il n'est pas évident de savoir si le faible recensement de planètes géantes autour d'étoiles de faibles masses par cette méthode est un constat lié au phénomène de migration ou de formation. Cela pourrait vouloir dire que les planètes géantes qui se forment autour d'étoiles de faible masse ne migrent pas aussi efficacement que celles se formant autour d'étoiles plus massives.

En outre, parmi les 10 planètes publiées en microlentilles, l'une d'elles est une planète "super-massive" de masse $m_p = 3.8M_{\text{Jup}}$ orbitant autour d'une naine de type M de masse $M = 0.46M_{\odot}$ (Udalski et al. 2005; Dong et al. 2009b). La détection de telles planètes, avec un rapport de masse planète/lentille q très élevé, que les modèles prédisent comme peu répandues, représente donc un challenge supplémentaire pour les théories de formation planétaire.

L'efficacité de détection des microlentilles est plus grande pour les systèmes dont le rapport de masse q est élevé pour différentes raisons. Tout d'abord, comme toute autre méthode, celle des microlentilles est sensible aux planètes massives induisant de fortes perturbations dans la courbe de lumière. De plus, cette sensibilité est renforcée du fait que le régime mettant en jeu une caustique résonnante, lorsque la séparation planète/lentille projetée est proche du rayon d'Einstein (Wambsganss 1997), est plus étendu pour des paramètres q élevés ($\propto q^{1/3}$) (voir figure 2.7). En effet, la taille importante des caustiques résonnantes (et d'ailleurs d'autant plus importante que le rapport de masse q est grand) lui confère une grande section efficace et favorise ainsi la probabilité que la source la traverse. Par ailleurs, cette large structure donne lieu, lorsqu'elle est traversée par la source, à des perturbations espacées dans le temps, ce qui augmente les chances de détecter le mouvement orbital de la planète au cours de l'évènement (Bennett et al. 2010). C'est d'ailleurs avec une caustique résonnante que fut trouvé la première planète par microlentilles.

4.3 Théories de formation planétaire

Afin de mieux comprendre les enjeux que représente la détection de systèmes tels que celui décrit dans ce chapitre vis-à-vis de notre compréhension des processus de formation planétaire, cette section présente brièvement les théories existantes.

4.3.1 Formation des systèmes planétaires par accrétion de coeur

Cette théorie, proposée par Cameron en 1973, est considérée comme le modèle standard de formation planétaire (Wuchterl, Guillot, & Lissauer 2000). Les planètes terrestres et coeurs de planètes géantes sont formés par agglomération de planétésimaux de tailles $\sim 1-10$ km. Ces planétésimaux sont quant à eux formés par sédimentation de grains de poussière présents dans la disque protoplanétaire.

Initialement, les condensats constituant ces grains de poussière ont une taille de l'ordre du micromètre. Ils sont soumis au potentiel gravitationnel de l'étoile centrale et à la

force de frottement exercé par le gaz environnant. Les molécules de gaz sont à l'équilibre hydrostatique sous l'effet des forces de pression et de la force gravitationnelle de l'étoile. La vitesse de rotation des grains de poussière autour de l'étoile centrale est légèrement inférieure à la vitesse keplerienne du fait des frottements induits par le disque de gaz, ce qui tend à les faire dériver vers l'intérieur du disque pour retrouver une orbite stable. Cette dérive va créer des accumulations de grains aux endroits où la pression atteint un maximum local. Les grains sont également animés d'un mouvement vertical du fait de leur orbite légèrement inclinée. Ce mouvement est amorti par les forces de frottement du gaz qui a tendance à les ramener sur le plan équatorial où ils sédimentent. Ce premier processus donne naissance à des régions denses en agglomérats de poussières, dont le mouvement n'est plus animé par celui du gaz environnant mais devient keplerien. C'est à l'inverse le gaz qui est entraîné par la couche de poussières. Ceci crée des variations de vitesse du gaz au sein du disque, responsables du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz et provoquant des turbulences. Bien que cette étape soit encore mal comprise dans le processus de formation des planétésimaux, il est couramment admis que les grains de poussière continueraient de croître par collisions et agglomération sous l'effet du frottement et de ces turbulences.

Lorsque la taille des planétésimaux est suffisamment grande, de l'ordre du km, ces derniers sont suffisamment massifs pour exercer des interactions gravitationnelles entre eux. Ces interactions perturbent leur orbite keplerienne individuelle, qui devient de plus en plus excentrique. Les orbites finissent par se croiser et des collisions peuvent subvenir et engendrer l'agglomération des planétésimaux (ou la fragmentation si la vitesse d'impact est trop élevée). Il s'opère alors la transition entre planétésimaux et protoplanètes (voir Papaloizou & Terquem 2006). Ces protoplanètes croissent ensuite jusqu'à former des corps pouvant aller de quelques masses lunaires jusqu'à plusieurs masses terrestres, en un temps de l'ordre de $10^4 - 10^8$ ans (Terquem 2005). Ces derniers constituent soit des petites planètes soit des coeurs de planètes géantes. A ce stade du processus d'accrétion, il peut se produire un phénomène d'emballement ayant pour conséquence que les plus gros planétésimaux doublent leur masse en le temps le plus court (Ida & Lin 2004). La dispersion de vitesse de ces corps étant relativement faible, les planétésimaux sont aisément capturés par les protoplanètes en formation. Ceci étant, la vitesse keplerienne différentielle empêche ces derniers d'entrer en collision avant d'avoir atteint une excentricité suffisante. Lissauer (1987) a évalué le rayon d'influence d'un coeur solide de masse M_c orbitant une étoile de masse M_* . Faisant l'hypothèse d'une dispersion de vitesse négligeable, la largeur de cette zone est donnée par $\Delta a_c \simeq 2(12)^{1/2} r_H \simeq 7r_H$, où

$$r_H \equiv \left(\frac{M_c}{3M_*} \right)^{1/3} a \quad (4.1)$$

est le rayon de Hill ou encore le rayon du lobe de Roche. Cependant, quand les coeurs deviennent suffisamment massifs, ils perturbent les planétésimaux voisins et excitent leur excentricité. Ceci a tendance à élargir leur champ d'action, et donne lieu à des largeurs de sillons plus importantes ($\simeq 10r_H$, Ida & Lin 2004).

Finalement, les coeurs dont la masse est supérieure à quelques masses lunaires capturent par attraction gravitationnelle le gaz présent dans le disque et forment des atmosphères hydrostatiques. Cependant, si un coeur solide atteint une certaine masse critique supérieure à quelques masses terrestres, le gradient de pression dans l'atmosphère de la planète ne peut supporter la gravité de cette dernière et l'atmosphère s'effondre sur le coeur par une contraction de type Kelvin-Helmoltz (Mizuno 1980 ; Bodenheimer & Pollack 1986 ; Pollack et al. 1996 ; Ikoma, Nakazawa & Emori 2000). L'accrétion substantielle de gaz par le coeur de la planète forment ainsi des planète géantes.

La masse des coeurs solides et le temps nécessaire à leur accrétion dépendent de la densité de surface du disque et du rayon orbital de l'objet en formation. En général, la formation de géantes gazeuses est favorisée légèrement au delà de la limite des glaces, car la densité de surface des poussières y est 3-4 fois plus importante du fait de la condensation des glaces. Bien au delà de cette limite, le taux d'accrétion est si lent que le gaz présent dans le disque aura disparu avant qu'il puisse être accrété. Cependant, si le disque protoplanétaire est suffisamment massif, les coeurs accrétés dans la partie intérieure de disque (en deça de la limite des glaces) peuvent atteindre la masse critique induisant l'effondrement de l'atmosphère gazeuse. Etant donné que les processus d'accrétion sont plus rapides dans les régions internes du disque, l'effondrement de l'enveloppe gazeuse sur le coeur planétaire peut intervenir bien avant la dissipation du gaz présent dans le disque. L'accrétion du gaz à ce stade se termine lorsque le matériel gazeux a disparu, créant ainsi un sillage autour de l'orbite de la planète.

Le modèle de formation planétaire par accrétion de coeur prédit qu'une planète de la masse de Jupiter située à 5 UA de son étoile de type solaire nécessite 2 à 3 millions d'années pour se former (Laughlin et al. 2004). Cette contrainte temporelle suppose que le gaz environnant n'ait pas eu le temps de se dissiper. Se pose alors la question de la capacité de formation d'une planète de type Jupiter dans un disque protoplanétaire de faible densité de surface, associé à une étoile de petite masse. Cette question est renforcée par le fait que le processus d'accrétion de l'enveloppe gazeuse au cours de la formation des planètes géantes est d'autant plus lent que la densité de surface est faible. Laughlin et al. (2004) ont réalisé des simulations à partir de deux systèmes différents : l'un avec en son centre une étoile de type solaire, induisant une densité de surface de 11.5 g.cm^{-2} à 5 UA, et le second avec une étoile naine de $0.4 M_{\odot}$ et une densité de surface de 4.5 g.cm^{-2} à 5 UA. Les résultats de ces simulations montrent une croissance très rapide de la protoplanète dans le premier cas, fabriquant une planète massive de $18 M_{\oplus}$ en 3.25 millions d'années, tandis que le second système présente une progression lente de formation atteignant seulement $14 M_{\oplus}$ en 10 millions d'années. Ce temps est alors trop long par rapport au temps de dissipation du gaz situé dans le disque. Laughlin et al. (2004) montre également que la formation de planètes de type Jupiter est compromise autour d'une étoile de $0.4 M_{\odot}$ pour des orbites allant de 1 à 10 UA. Vis-à-vis de cette théorie de formation, le système planétaire étudié dans ce chapitre, de quelques fois la masse de Jupiter orbitant une étoile naine M, apparaît alors comme statistiquement improbable.

4.3.2 Formation des systèmes planétaires par effondrement gravitationnel

Selon cette théorie, les planètes géantes se seraient formées par effondrement gravitationnel et fragmentation d'un disque protostellaire. Dans le mécanisme d'instabilité du disque, un disque protoplanétaire qui est marginalement instable gravitationnellement forme des bras spiraux qui peuvent mener à des formations d'amas de Jupiter liés gravitationnellement. La formation de ces Jupiter s'effectue alors sur des échelles de temps d'environ 10^3 années pour des distances d'environ 10 UA (Boss 2006).

4.4 Modélisation de l'évènement

La modélisation de cet évènement a été réalisée en plusieurs étapes, par additions successives des effets pris en compte, donnant lieu à cinq configurations différentes :

1. modèle de lentille binaire statique avec effets de source étendue,
2. modèle de lentille binaire statique avec effets de source étendue et parallaxe,
3. modèle de lentille binaire avec mouvement orbital du compagnon et effets de source étendue,
4. modèle de lentille binaire avec mouvement orbital du compagnon, effets de source étendue et parallaxe,
5. modèle de lentille binaire avec mouvement orbital du compagnon, effets de source étendue avec effets d'assombrissement aux bords ("limb-darkening") et parallaxe.

Bien que la morphologie de la courbe de lumière laisse présager qu'il s'agit de plusieurs traversées d'une caustique résonnante avec une séparation projetée $s < 1$ (dans cette étude la séparation est notée s et non d , comme précédemment, pour plus de clarté car sa dérivée ds est évoquée), nous avons d'abord procédé à une recherche en aveugle relativement étendue dans l'espace des paramètres. Le premier modèle a été calculé sur la base des 6 paramètres associés à la configuration de lentille binaire statique, t_0 , u_0 , t_E , s , q et α , ainsi que du rayon angulaire de la source en unités de rayon d'Einstein, $\rho = \theta_*/\theta_E$. Pour la définition de ces paramètres, il convient de se référer aux sections 2.3.3 et 2.3.4.

Pour ajuster le modèle aux données observationnelles, nous avons réalisé une simulation de type Markov Chain Monte Carlo (MCMC) avec un échantillonneur à pas gaussien adaptatif (Doran & Müller 2004; Dong et al. 2009b). Lorsque la chaîne calculée recense 200 points (nous appelons "point" un maillon de la chaîne constitué d'un jeu de paramètres et du χ^2 associé), la matrice de covariance entre les paramètres MCMC est calculée, et le pas pour chaque paramètre est redéfini en fonction des valeurs et vecteurs propres obtenus. Cette opération est reproduite à chaque fois que la chaîne compte 200 réalisations

supplémentaires. La convergence de l'algorithme vers un minimum est ainsi nettement plus efficace.

La prise en compte ensuite des effets de parallaxe fait intervenir deux nouveaux paramètres MCMC, les deux composantes Nord et Est du vecteur parallaxe, $\boldsymbol{\pi}_{\mathbf{E}} = (\pi_{\mathbf{E},N}, \pi_{\mathbf{E},E})$. Une description détaillée de la modélisation de cet effet a été présentée en section 2.3.7. De la même manière, le mouvement orbital de la planète est incarné par deux nouveaux paramètres MCMC, ω et ds , qui sont des composantes de la vitesse instantanée projetée dans le plan du ciel. La description détaillée de la modélisation de cet effet est donnée en section 2.3.9.

4.4.1 Effets de taille finie de source

Les effets de taille finie de source, encore appelés effets de source étendue (voir section 2.3.6), sont pris en compte dans la modélisation de l'évènement, car ces effets peuvent être importants lors des traversées de caustiques. Pour optimiser le temps de convergence vers le meilleur modèle, nous avons découpé la courbe de lumière en différentes portions selon que les effets de source étendue sont plus ou moins prononcés ou au contraire négligeables. Quand la source est loin de la caustique (dans les ailes de la courbe de lumière), ces effets sont négligés et nous considérons que la source est ponctuelle. Dans les régions qui contiennent les traversées de caustiques, nous utilisons un modèle de source étendue basé sur le théorème de Stokes (Gould & Gaucherel 1997). Cette technique, qui permet de passer d'une intégration à deux dimensions sur l'aire des images de la source à une intégration à une dimension sur le contour de ces dernières, est décrite en annexe C.2.1. L'utilisation de cette technique fait l'hypothèse que la surface de la source a une luminosité uniforme. Nous verrons plus loin comment prendre en compte les effets d'assombrissement aux bords. Enfin, dans les régions intermédiaires, à savoir de part et d'autre des traversées de caustiques, nous utilisons l'approximation "hexadécapole" (Pejcha & Heyrovský 2009; Gould 2008), qui consiste à calculer l'amplification en 13 points stratégiquement répartis sur la source.

Les effets d'assombrissements aux bords sont pris en compte dans la 5^{ème} configuration testée. Avec une approximation linéaire, la brillance normalisée de surface peut être écrite

$$W(z; \Gamma) = 1 - \Gamma \left(1 - \frac{3}{2} \sqrt{1 - z^2} \right) \quad (4.2)$$

où Γ est le coefficient d'assombrissement (encore appelé coefficient de limb-darkening) qui dépend de la longueur d'onde, et z est la position sur la source en unité de rayon de cette dernière. Par conservation de la brillance totale de la source, nous supposons que le rayon ρ du modèle avec source uniforme devrait être inférieur à celui avec prise en compte du

limb-darkening (LD) d'un facteur

$$\frac{\rho_{\text{uni}}}{\rho_{\text{ld}}} \simeq \sqrt{\int dz^2 z^2 W(z; \Gamma) / \int dz^2 z^2} = \sqrt{1 - \frac{\Gamma}{5}} \quad (4.3)$$

ce qui est confirmé par nos résultats.

Pour prendre en compte ces effets, nous utilisons également le théorème de Stokes mais nous découpons la source en anneaux de brillances de surface différentes. La luminosité au sein de chaque anneau est uniforme et calculée à l'aide de la formule 4.2 à mi-épaisseur de cet anneau et intégrée sur sa surface. Nous choisissons de découper la source en 20 anneaux, dont les bornes sont calculées de façon à ce que les aires des anneaux soient égales. Les résultats avec prise en compte des effets d'assombrissement aux bords sont très similaires à ceux obtenus sans ces effets, excepté en ce qui concerne le rayon angulaire ρ de la source, comme nous l'avons évoqué plus haut (équation 4.3).

4.4.2 Dégénérescence entre la parallaxe et le mouvement orbital

Les résultats obtenus pour les cinq modèles décrits ci-dessus sont présentés dans le tableau 4.1. Si les modèles 2 et 3 (prise en compte de la parallaxe puis du mouvement orbital de la planète) permettent tous deux d'améliorer substantiellement la valeur du χ^2 , en revanche le modèle 4 qui prend en compte ces deux effets combinés n'apporte qu'une faible amélioration par rapport à leur prise en compte individuelle. De plus, les valeurs des paramètres associés, $\pi_{E,N}$, $\pi_{E,E}$, ω et ds/dt , sont très affectées par le passage d'une configuration à l'autre. Cette faible amélioration du χ^2 peut être expliquée par une dégénérescence entre la composante Nord de la parallaxe, $\pi_{E,N}$, et le paramètre orbital ω .

Les diagrammes de la figure 4.2 affichent une élongation importante des contours à 1σ , 2σ et 3σ du minimum de χ^2 pour ces paramètres, apparaissant comme fortement corrélés. En réalité, cette dégénérescence se manifeste plus précisément entre la composante $\pi_{E,\perp}$ de la parallaxe et ω , où $\pi_{E,\perp}$ (décrite par Gould (2004)) est la composante de $\boldsymbol{\pi}_E$ perpendiculaire à la direction instantanée de l'accélération de la Terre, qui est proche de la direction Nord, $\pi_{E,N}$. En effet, alors que la composante $\pi_{E,\parallel}$, dans la direction de l'accélération de la Terre, provoque une asymétrie dans la courbe de lumière (l'amplitude baisse plus vite qu'elle ne monte ou vice versa) dont la mesure est très aisée, la composante perpendiculaire induit une déviation parabolique (et symétrique), et alors moins visible. Au premier ordre, cette déviation peut aussi s'apparenter à un effet de rotation dans la géométrie de la lentille, incarné par ω , qui traduit la rotation de la caustique dans le plan du ciel. Une rotation de l'axe planète-lentille peut alors compenser la composante perpendiculaire de la parallaxe au premier ordre.

Paramètres ajustés pour des modèles de lentille binaire avec effets de taille finie de source

Modèle	t_0	u_0	t_E	s	q	α	ρ	$\pi_{E,N}$	$\pi_{E,E}$	ω	ds/dt
χ^2	Barres d'erreur										
Modèle 1	5042.34	0.0683	48.7	0.9152	0.01073	4.3074	0.00149	-	-	-	-
1100	0.01	0.0005	0.4	0.0002	0.00015	0.0025	0.00002	-	-	-	-
Modèle 2	5042.38	0.0770	43.9	0.9137	0.01230	4.3063	0.00174	-1.38	0.60	-	-
1048	0.02	0.0015	0.5	0.0004	0.00030	0.0030	0.00005	0.25	0.07	-	-
Modèle 3	5042.32	0.0902	38.4	0.9137	0.0135	4.302	0.00197	-	-	-0.252	-0.409
1032.5	0.02	0.002	0.6	0.0003	0.0002	0.002	0.00005	-	-	0.1	0.04
Modèle 4	5042.366	0.0890	40.1	0.9134	0.0135	4.3095	0.00195	2.5	-0.31	-0.74	-0.36
1024.5	0.015	0.0010	0.5	0.0002	0.0002	0.0025	0.00003	1	0.3	0.2	0.05
Modèle 5	5042.36	0.0881	40.0	0.9136	0.0132	4.3099	0.00202	1.7	-0.15	-0.51	-0.37
1029.2	0.02	0.0010	0.5	0.0003	0.0002	0.0025	0.00003	1	0.5	0.3	0.05

TAB. 4.1 –

Afin de briser cette dégénérescence, nous avons réalisé une analyse bayésienne pour apporter des contraintes supplémentaires sur la géométrie du problème, sur la base des estimations actuelles de distributions de vitesses et positions des étoiles au sein de notre Galaxie, et des propriétés des orbites keplériennes.

4.4.3 Analyse Bayésienne

La simulation MCMC se base sur l'hypothèse d'une distribution uniforme sur les paramètres du modèle. La variation de ces paramètres s'effectue donc selon un pas gaussien uniforme dans l'espace des paramètres, dont les ré-évaluations ne sont fonction que de la covariance entre paramètres. Or, étant donné que la distance de la lentille à l'observateur est liée à la valeur de parallaxe par la relation $D_l = UA/(\theta_E \pi_E + UA/D_s)$, où D_s est la distance de la source et $\pi_E = (\pi_{E,N}^2 + \pi_{E,E}^2)^{1/2}$, cette distribution uniforme sur π_E implique un échantillonnage dense sur les faibles distances de lentille, et espacé sur les distances lointaines. En réalité, compte tenu de la distribution des étoiles dans notre Galaxie, cet échantillonnage devrait avoir le comportement inverse. Un modèle galactique permet donc de prendre en compte une distribution réaliste de la population d'étoiles en terme de densité et de vitesse et d'émettre un *a priori* (distribution antérieure) sur la probabilité d'occurrence d'un phénomène de microlentille pour un volume défini par un angle solide donné.

Par ailleurs, une orbite keplérienne peut être caractérisée en spécifiant la masse de l'étoile hôte ainsi que les 7 paramètres standards définissant l'orbite ou encore 6 coordonnées dans l'espace des phases à un instant donné. Une dimension est perdue du fait de

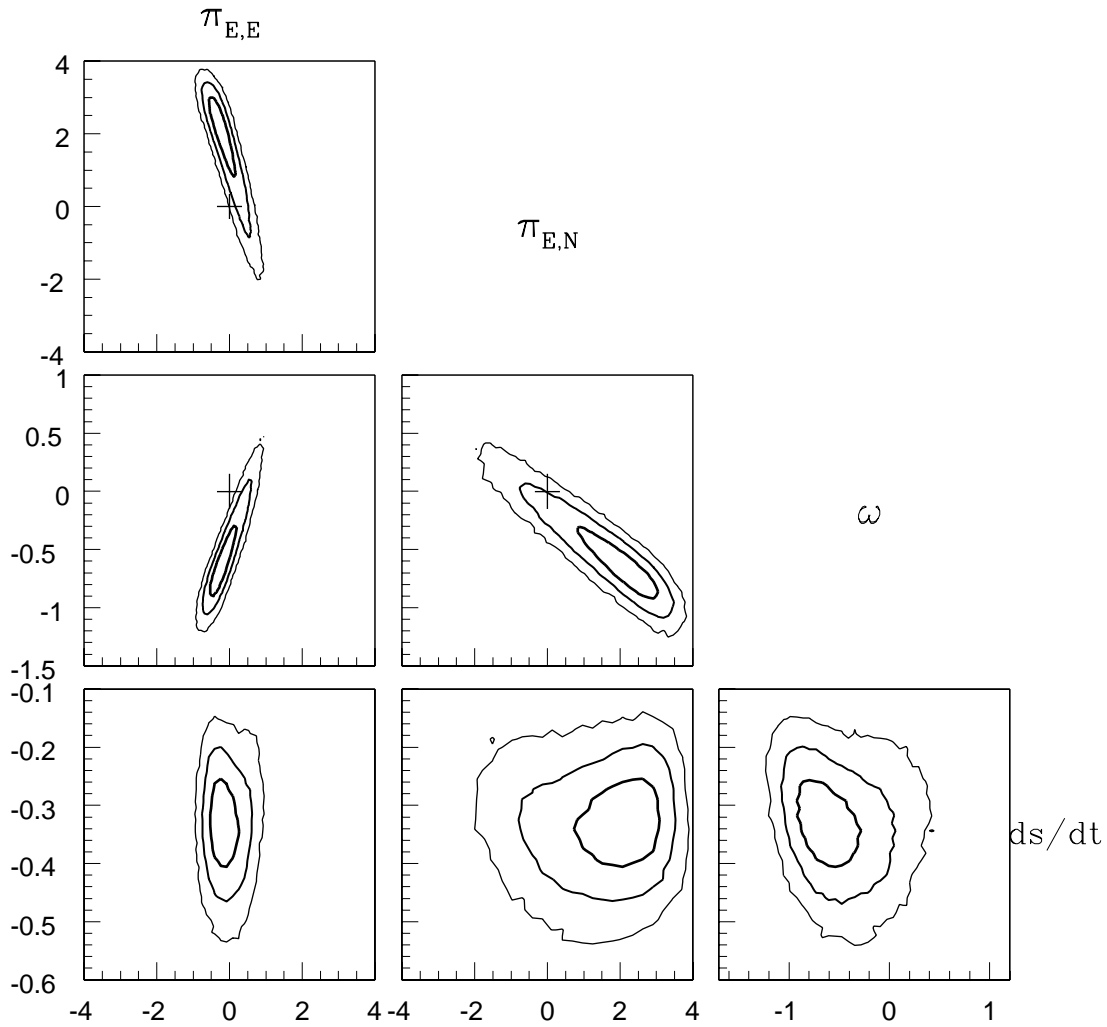


FIG. 4.2 – Contours à 1, 2 et 3σ du minimum de χ^2 en fonction de la parallaxe et du mouvement orbital de la planète.

la projection dans le plan du ciel. Le second formalisme est plus adéquate pour les microlentilles car nous raisonnons en projection dans le plan du ciel, avec des paramètres tels que les coordonnées spatiales projetées ($s \cos \alpha$, $s \sin \alpha$) ou les vitesses projetées (ds/dt , $s\omega$). Au lieu de considérer des distributions uniformes sur les paramètres de microlentilles, nous devons déduire ces distributions à partir de distributions données sur les paramètres keplériens, qui peuvent être uniformes, et en reporter les effets sur les paramètres de microlentilles par le biais du Jacobien entre ces deux systèmes.

Formellement, nous pouvons évaluer la distribution *a posteriori* (postérieure) $f(X|D)$,

qui inclut à la fois les distributions *a priori* issues des modèles galactique et keplerien, et la vraisemblance des données observationnelles :

$$f(X|D) = \frac{f(D|X)f(X)}{f(D)}, \quad (4.4)$$

où $f(D|X)$ est la probabilité des données D sachant le modèle X , $f(X)$ est la distribution *a priori* sur les paramètres X du modèle, et $f(D) = \int_X f(D|X)f(X)dX$. Dans le présent contexte, la formule standard de Bayes est interprétée de la façon suivante : la chaîne issue de la simulation MCMC fournit une distribution assimilable à $f(D|X)$, tandis que les modèles galactique et keplerien fournissent les *a priori* $f(X)$. Si nous considérons l'ensemble des paramètres qui interviennent dans la construction des modèles galactique et keplerien, nous constatons que le Jacobien de la transformation des paramètres de microlentilles aux paramètres physiques peut se scinder en deux facteurs indépendants liés à chacun des modèles. Ceci permet de découpler l'analyse du modèle galactique de celle du modèle keplerien.

Modèle galactique

La profondeur optique gravitationnelle, ou encore la probabilité d'occurrence d'évènements de microlentilles, est dérivée de l'expression du taux $\Gamma = n\sigma v$, où n est la densité, σ la section efficace et v la vitesse transverse relative lentille/source, et s'exprime par

$$f_{\text{Gal}}(X) \propto \frac{d^4\Gamma}{dD_l dM d^2\mu} = \nu(x, y, z)(2R_E)v_{\text{rel}}f(\mu)g(M), \quad (4.5)$$

où (x, y, z) sont les coordonnées spatiales dans la repère galactique (avec x l'axe en direction de la Terre et z le pôle galactique), $\nu(x, y, z)$ la densité locale de lentilles, v_{rel} la vitesse de la lentille relativement à la ligne de visée observateur/source, $\mu = v/D_l$, $f(\mu)$ est la fonction de probabilité pour un mouvement propre relatif source/lentille et $g(M)$ est la fonction de masse ($g(M) \propto M^{-1}$). En exprimant cette probabilité en fonction des paramètres de microlentilles, elle devient

$$\frac{d^4\Gamma}{dt_E d\theta_E d^2\pi_E} = \frac{d^4\Gamma}{dD_l dM d^2\mu} \times \frac{\mu}{\pi_E} \left| \frac{\partial(D_l, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} \right|, \quad (4.6)$$

$$= 2D_l^2\theta_E\mu\nu(x, y, z)f(\mu)g(M) \times \frac{2}{\text{UA}} D_l^2 \frac{M\pi_{\text{rel}}\mu^2}{t_E\theta_E\pi_E^2}, \quad (4.7)$$

où $M = \theta_E/\kappa\pi_E$, $R_E = D_l\theta_E$, $D_l = \text{UA}/(\pi_{\text{rel}} + \text{UA}/D_s)$, $\pi_{\text{rel}} = \theta_E\pi_E$ et $\mu = \theta_E/T_E$. On note que

$$\frac{\partial(D_l, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} = \frac{\partial(\pi_{\text{rel}}, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} \frac{dD_l}{d\pi_{\text{rel}}} = \frac{2\pi_{\text{rel}}M\mu}{t_E\theta_E\pi_E} \frac{D_l^2}{\text{UA}}, \quad (4.8)$$

où la dernière expression est évaluée d'après le théorème suivant :

$$y_i = \prod_j x_j^{\alpha_{ij}} \implies \frac{\partial(y_i)}{\partial(x_j)} = \frac{\partial(\ln y_i)}{\partial(\ln x_j)} \frac{\prod_i y_i}{\prod_j x_j} = |\alpha| \frac{\prod_i y_i}{\prod_j x_j}. \quad (4.9)$$

Finalement, l'équation 4.5 s'écrit

$$\frac{d^4\Gamma}{dt_E d\theta_E d^2\pi_E} = \frac{4}{\text{UA}} \nu(x, y, z) f(\mu) [g(M)M] \frac{D_l^4 \mu^4}{\pi_E}. \quad (4.10)$$

Les variables du terme de gauche de l'équation 4.10 sont les paramètres de la simulation MCMC ($\theta_E \propto \rho$). Sans analyse bayésienne, la distribution issue de cette simulation correspond à la distribution *a posteriori* des variables MCMC sous l'hypothèse que la distribution *a priori* est uniforme sur ces paramètres. Cependant, cette distribution n'est en réalité pas uniforme, comme expliqué précédemment, et est donnée par l'équation 4.10. C'est pourquoi nous pondérons les résultats de la simulation MCMC par cette quantité, qui correspond à la fonction $f(X)$ dans l'expression 4.4.

Pour calculer la probabilité $f(\mu)$, nous faisons l'hypothèse d'une distribution gaussienne des vitesses de lentille et de source, $f(v_y, v_z) = f(v_y)f(v_z)$, soit

$$f(\mu_y) = f(v_y) \frac{dv_y}{d\mu_y} = D_l \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} \exp\left[-\frac{(v_y - \tilde{v}_y)^2}{2\sigma_y^2}\right] \quad (4.11)$$

où v_y est la vitesse issue du modèle et \tilde{v}_y la vitesse moyenne attendue. L'expression est équivalente pour $f(\mu_z)$. v_y et v_z sont les composantes de la vitesse $\mathbf{v} = \boldsymbol{\mu}D_l$ projetée dans le plan lentille, avec $\boldsymbol{\mu} = \frac{\pi_E}{\pi_E} \frac{\theta_E}{t_E}$. La vitesse moyenne attendue est définie par

$$\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}_l - \left[\mathbf{v}_s \frac{D_l}{D_s} + \mathbf{v}_o \frac{D_{ls}}{D_s} \right], \quad (4.12)$$

où D_{ls} est la distance lentille-source, \mathbf{v}_l la vitesse de la lentille, \mathbf{v}_s celle de la source et \mathbf{v}_o celle de l'observateur. Nous reprenons les valeurs utilisées dans Han & Gould (1995) :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{y,\text{disque}} = 220 \text{ km.s}^{-1} \\ \sigma_{y,\text{disque}} = 30 \text{ km.s}^{-1} \\ v_{z,\text{disque}} = 0 \\ \sigma_{z,\text{disque}} = 20 \text{ km.s}^{-1} \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} v_{y,\text{bulbe}} = 0 \\ \sigma_{y,\text{bulbe}} = 100 \text{ km.s}^{-1} \\ v_{z,\text{bulbe}} = 0 \\ \sigma_{z,\text{bulbe}} = 100 \text{ km.s}^{-1} \end{array} \right. \quad (4.13)$$

Pour la distribution de densité $\nu(x, y, z)$ nous utilisons le modèle de Han & Gould (2003), présenté dans le tableau 4.2, qui distingue la population d'étoiles du bulbe et de celle du disque. Pour le bulbe galactique, Han et Gould (2003) utilisent le modèle G2 de Dwek et al. (1995) en bande K qu'ils normalisent par le nombre total d'étoiles vers la fenêtre de Baade calculé par Holtzman et al. (1998) et Zoccali et al. (2000). Pour le disque, ils utilisent le modèle normalisé de Zheng et al. (2001).

Modèles de densité d'étoiles pour le bulbe et le disque galactiques

Région	Modèle	Distribution
Bulbe	Dwek	$\rho(r_s) = 1.23 \exp(-0.5r_s^2)$
Disque	Zheng	$\rho(R, z) = 1.07 \exp(-R/H)[(1 - \beta)(- z /h_1) + \beta \exp(-z/h_2)]$

TAB. 4.2 – Les densités sont données en $M_\odot \text{pc}^{-3}$. Les paramètres du disque sont $H = 2.75 \text{ kpc}$, $h_1 = 156 \text{ pc}$, $h_2 = 439 \text{ pc}$, et $\beta = 0.381$, où $R \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$. Pour le bulbe, on considère la barre centrale, et les coordonnées (x', y', z') dans ce nouveau repère sont normalisées par les dimensions de la barre. La distance au centre galactique s'écrit alors : $r_s = ([(x'/x_0)^2 + (y'/y_0)^2]^2 + (z'/z_0)^4)^{1/4}$. Les coordonnées (x', y', z') sont centrées au centre galactique. L'axe x' est orienté selon la direction de la barre, qui fait un angle de 20° avec l'axe Soleil-centre galactique dans le sens positif des longitudes. L'axe z' est l'axe le plus court. Les dimensions de la barre sont : $x_0 = 1.58 \text{ kpc}$, $y_0 = 0.62 \text{ kpc}$ et $z_0 = 0.43 \text{ kpc}$. Le disque et le bulbe sont valables pour les domaines $[0,7] \text{ kpc}$ et $[5,11] \text{ kpc}$, respectivement.

La probabilité ainsi obtenue sur la distance de la lentille se calcule par la somme de la probabilité qu'elle soit dans le disque et de celle qu'elle soit dans le bulbe galactique. Les domaines de validité des régions du disque et du bulbe sont $[0,7] \text{ kpc}$ et $[5,11] \text{ kpc}$ respectivement. Nous appliquons aussi une distribution de densité d'étoiles du bulbe à la position de la source, dans l'intervalle $[6.5,11] \text{ kpc}$.

Modèle de mouvement orbital keplerien

Pour le modèle de mouvement orbital utilisé dans l'analyse bayésienne, nous considérons une distribution uniforme sur les angles ϕ et θ de projection de l'orbite dans le plan du ciel, ainsi que sur le logarithme du demi-grand axe $\ln a$. Pour la définition détaillée de ces variables, il convient de se référer à la section 2.3.9. La pondération des résultats *a posteriori* de la simulation MCMC par ces distributions *a priori* sur les paramètres physiques de l'orbite doit contenir aussi le Jacobien de la matrice de passage des paramètres de microlentilles aux paramètres physiques. Ainsi, le facteur final de pondération s'exprime par (voir section 2.3.9)

$$f_{\text{orbite}}(X) = J = \frac{\partial(\ln(a), \phi, \sin \theta)}{\partial(s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel)} = \frac{r_\perp^2 \cos \theta}{GM \cos^2 \phi} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta \tan^2 \phi \right)^{-1} R_E. \quad (4.14)$$

4.5 Conclusion et résultats

Les résultats de l'analyse bayésienne et des contraintes additionnelles par les observations VLT sont discutés en détail dans les sections 5.3 à 5.7 de l'article fourni à la fin de ce chapitre. Je ne mentionne ici que les principales conclusions. Nous avons implémenté séparément les deux modèles galactique et keplerien dans un premier temps, puis simultanément. Les contraintes apportées par les observations VLT sont ensuite prises en compte dans le modèle final. Les distributions antérieures issues des modèles galactique et keplerien sont compatibles (à 2σ) avec le modèle initial ajusté à la courbe de lumière de l'évènement. Ceci étant, le modèle combiné Galactique + Kepler tend à favoriser des masses et distances élevées de la lentille contrairement à l'ajustement sans *a priori* de la courbe de lumière. Cette tendance provient principalement du facteur D_l^4/π_{rel} dans la contribution du modèle galactique. Les observations VLT écartent par ailleurs les masses $M > 0.7 M_\odot$. La figure 4.3 montre la probabilité de distribution de la masse de l'étoile hôte avant (*rouge*) et après (*noir*) avoir appliqué les contraintes VLT.

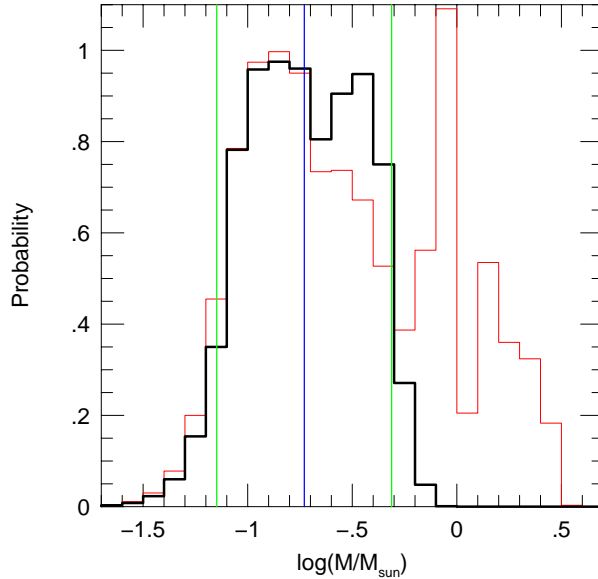


FIG. 4.3 – Distribution de probabilité de la masse de l'étoile hôte après prise en compte des *a priori* issus des modèles galactique et Keplerien (*rouge*), puis des contraintes VLT (*noir*). Les contraintes VLT écartent les masses élevées favorisées par le modèle galactique. La distribution finale (*noir*) implique que l'étoile hôte serait une naine de type M.

Le tableau 4.3 présente les estimations moyennes sur les paramètres physiques du modèle, ainsi que les intervalles à 90% de confiance pour l'ensemble des configurations

testées. Les six paramètres estimés sont la masse de l'étoile hôte M , la masse de la planète m_p , la distance observateur-lentille D_l , la période orbitale P , le demi-grand axe a et l'inclinaison i . Les trois derniers sont valables dans l'hypothèse d'une orbite circulaire.

Paramètres physiques						
Model	M (M_\odot)	m_p (M_{Jup})	D_L (kpc)	P (yr)	a (UA)	i (deg)
Kepler	0.04	0.51	2.29	2.92	1.39	39
90% conf	(0.01, 0.12)	(0.19, 1.69)	(0.98, 4.79)	(1.37, 5.42)	(0.18, 2.10)	(24, 74)
Galactic	0.31	4.38	6.83	3.73	2.12	60
90% conf	(0.07, 6.37)	(1.03, 89.61)	(3.65, 9.37)	(1.37, 6.26)	(1.06, 3.01)	(40, 79)
Gal+Kep	0.28	3.82	6.44	4.99	2.04	50
90% conf	(0.07, 2.22)	(1.00, 30.82)	(3.59, 9.38)	(2.68, 7.27)	(1.11, 3.04)	(38, 72)
Gal+VLT	0.25	3.55	6.42	4.90	1.62	58
90% conf	(0.07, 0.53)	(1.04, 7.52)	(3.62, 8.34)	(3.50, 6.79)	(0.98, 2.45)	(42, 84)
G+K+VLT	0.19	2.56	5.69	5.43	1.82	52
90% conf	(0.07, 0.49)	(0.98, 6.71)	(3.50, 7.87)	(3.82, 7.58)	(1.09, 2.68)	(40, 72)

TAB. 4.3 –

En conclusion, le modèle retenu pour le système planétaire MOA-2009-BLG-387, compte tenu de l'ensemble des contraintes prises en compte (données observationnelles incluant la courbe de lumière et les observations VLT ainsi que l'analyse bayésienne), correspond à un système composé d'un super-Jupiter ($1.0 M_{\text{Jup}} < m_p < 6.7 M_{\text{Jup}}$) orbitant une naine de type M à K ($0.071 M_\odot < M < 0.49 M_\odot$) à une distance de ~ 1.8 UA en ~ 5.4 ans (dans l'hypothèse d'une orbite circulaire uniquement). Dans cette analyse, nous avons fait implicitement l'hypothèse que le rapport de masse q et le demi-grand axe a sont indépendants du type d'étoile et de sa position dans la Galaxie (disque ou bulbe). Seuls des *a priori* sur la distribution de masse de l'étoile (lentille ou source) et de sa vitesse ont été considérés.

MOA-2009-BLG-387Lb: A massive planet orbiting an M dwarf

Virginie Batista^{1,51}, Andrew Gould^{2,52}, Stefan Dieters, Subo Dong^{2,52}, Ian Bond, J.P. Beaulieu^{1,51}, Dani Maoz, Berto Moanard, Grant W. Christie^{25,52}, Jennie McCormick, M.D. Albrow⁵, Keith Horne, Uffe Jorgensen, John Caldwell, Daniel Kubas^{3,51}, C. Han^{30,52}, D. P. Bennett^{4,54}

and

(The MOA Collaboration)
(The PLANET/RoboNet Collaboration),
(The μ FUN Collaboration),
(The RoboNet Collaboration),
(The MiNDSTEp Collaboration),

(Affiliations can be found after the references)

Submitted

ABSTRACT

Aims. We report the discovery of a high mass-ratio planet in the microlensing event MOA-2009-BLG-387, which exhibited pronounced deviations over a 12-day interval, one of the longest for any planetary event. The host is an M dwarf, with a mass in the range $0.07 M_{\odot} < M_{\text{host}} < 0.49 M_{\odot}$ at 90% confidence. The planet-star mass ratio $q = 0.0132 \pm 0.003$ is extremely well measured, so at the best-estimated host mass, the planet mass is $m_p = 2.6$ Jupiter masses for the median host mass, $M = 0.19 M_{\odot}$. The host mass is determined from two “higher-order” microlensing parameters. One of these, the angular Einstein radius $\theta_E = 0.31 \pm 0.03$ mas is very well measured, but the other (the microlens parallax π_E , which is due to the Earth’s orbital motion) is highly degenerate with the orbital motion of the planet. We statistically resolve the degeneracy between Earth and planet orbital effects by imposing priors from a Galactic model specifying the positions and velocities of lenses and sources, and a Kepler model of orbits. The 90% confidence intervals for the distance, semi-major axis, and period of the planet are $3.5 \text{ kpc} < D_L < 7.9 \text{ kpc}$, $1.1 \text{ AU} < a < 2.7 \text{ AU}$, and $3.8 \text{ yr} < P < 7.6 \text{ yr}$, respectively.

Methods. The third heading “Methods” is mandatory in the abstract

Results. The forth heading “Results” is mandatory in the abstract

Conclusions.

Key words. extrasolar planets - gravitational microlensing

1. Introduction

Over the last decade, the gravitational microlensing method has led to the detection of 10 exoplanets (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Gaudi et al. 2008; Bennett et al. 2008; Dong et al. 2009b; Janczak et al. 2010; Sumi et al. 2010), which permit the exploration of host-star and planet populations whose mass and distance are not probed by any other method. Indeed, since the efficiency of the microlensing method does not depend on detection of light from the host star, it allows one to probe essentially all stellar types over distant regions of our Galaxy. In particular, microlensing is an excellent method to explore planets around M dwarfs, which are the most common stars in our Galaxy, but which are often a challenge for other techniques because of their low luminosity. Roughly half of all microlensing events toward the Galactic bulge are due to stars with mass $\lesssim 0.5 M_{\odot}$ (Gould 2000).

Determining the characteristics and frequency of planets orbiting M dwarfs is of interest not only because M dwarfs are the most common type of stars in the Galaxy, but also because these systems provide important tests of planet formation theories. In particular, the core accretion theory of giant planet formation predicts that giant planets should be less common around low-mass stars (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005; Kennedy & Kenyon 2008; D’Angelo et al. 2010), whereas the gravitational instability model predicts that giant planets can form around M dwarfs with sufficiently massive protoplanetary disks (Boss 2006). In fact, there is accumulating evidence from radial velocity surveys that giant planets are less common around low-mass primaries (Cumming et al. 2008; Johnson et al. 2010). However these surveys are only sensitive to planets with semimajor axes of $< 2.5 \text{ AU}$. Since it is thought that the majority of the giant planets found by radial velocity surveys likely formed further out in their protoplanetary disks and subsequently migrated close to their parent star, it is not clear

whether the relative paucity of giant planets around low-mass stars found in these surveys is a statement about the dependence on stellar mass of migration or of formation.

Microensing is complementary to the radial velocity technique in that it is sensitive to planets with larger semimajor axes, closer to their supposed birth sites. Indeed, based on the analysis of 13 well-monitored high-magnification events with 6 detected planets, Gould *et al.* (2010) found that the frequency of giant planets at separations of ~ 2.5 AU orbiting $\sim 0.5 M_{\odot}$ hosts was quite high, and in particular consistent with the extrapolation of the frequencies of small-separation giant planets orbiting solar mass hosts inferred from radial velocity surveys out to the separations where microensing is most sensitive. This suggests that low-mass stars may form giant planets as efficiently as higher-mass stars, but that these planets do not migrate as efficiently.

Furthermore, of the 10 previously published microensing planets, one was a ‘supermassive’ planet with a very large mass ratio: a $m_p = 3.8 M_{\text{Jup}}$ planet orbiting an M dwarf of mass $M = 0.46 M_{\odot}$ (Dong *et al.* 2009a). Given their high planet-to-star mass ratios q , such planets are expected to be exceedingly rare in the core-accretion paradigm, and so the mere existence of this planet may pose a challenge to such theories. Gravitational instability, on the other hand, favors the formation of massive planets (provided they form at all).

Current and future microensing surveys are particularly sensitive to large q planets orbiting M dwarf hosts, for several reasons. As with other techniques, microensing is more sensitive to planets with higher q . In addition, as the mass ratio increases, a larger fraction of systems induce an important subclass of resonant-caustic lenses. Resonant caustics are created when the planet happens to have a projected separation close to the Einstein radius of the primary (Wambsganss 1997). The range of separations that give rise to resonant caustics is quite small for small q , but grows as $q^{1/3}$. Furthermore, although the range of parameter space giving rise to resonant caustics is small, the caustics themselves and their cross sections are large and also grow as $q^{1/3}$. Thus the probability of detecting planets via these caustics is relatively high, and such systems contribute a significant fraction of all detected events, and particularly for supermassive planets orbiting M dwarfs. Events due to resonant caustics are particularly valuable, as they allow one to further constrain the properties and orbit of the planet. This is because these events usually exhibit caustic features that are well-separated in time. When combined with the fact that the precise shape of a resonant caustic depends extremely sensitively on the separation of the planet from the Einstein ring, such light curves are particularly sensitive to orbital motion of the planet (see, e.g., Bennett *et al.* 2010).

Here we present the analysis of the microensing event MOA-2009-BLG-387, a resonant-caustic event, which we demonstrate is due to a massive planet orbiting an M dwarf. The light curve associated with this event contains very prominent caustic features that are well separated in time. These structures were very well monitored by the microensing observers, so that the geometry of the system is quite well constrained. As a result, the event has high sensitivity to two higher-order effects: parallax and orbital motion of the planet.

In Section 4, we present the modeling of these two effects and our estimates of the event characteristics. This analysis reveals the presence of a degeneracy between one component of the parallax and one component of the orbital motion. We explain, for the first time, the causes of this degeneracy. The degeneracy gives rise to very large errors in both the parallax and orbital motion, which makes the final results highly sensitive to the adopted priors. In particular, uniform priors in microensing variables imply essentially uniform priors in lens-source relative parallax, whereas the proper prior for physical location is uniformity in volume element. These differ by approximately a factor D_l^3 , where D_l is the lens distance. In Section 5, we therefore give a careful Bayesian analysis that properly weights the distribution by correct physical priors. The high-mass end of the range of solutions still permitted is eliminated by the failure to detect flux from the lens using high resolution NACO images on the VLT. Combining all available information, we find that the host is an M dwarf in the mass range $0.07 M_{\odot} < M_{\text{host}} < 0.49 M_{\odot}$ at 90% confidence.

2. Observational data

The microensing event MOA-2009-BLG-387 was alerted by the MOA collaboration (Microensing Observations in Astrophysics) on 24 July 2009 at 15:08 UT, $HJD' \equiv HJD - 2,450,000 = 5037.13$, a few days before the first caustic entry. The celestial coordinates of the event are $\alpha = 17h53m50.79s$ and $\delta = -33^{\circ}59'25''$ (J2000.0) corresponding to Galactic coordinates : $l = +356.56$, $b = -4.097$.

The lightcurve is overall characterized by two pairs of caustic crossings (entrance plus exit), which together span 12 days (see Figure 1). This structure is caused by the source passing over two ‘prongs’ of a resonant caustic (see Figure 1 inset). Obtaining good coverage on these caustic crossings posed a variety of challenges.

The first caustic entrance ($HJD' = 5040.3$) was detected by the PLANET collaboration using the South African Astronomical Observatory (SAAO) at Sutherland (Elizabeth 1m) who then issued an anomaly alert at $HJD' 5040.4$ calling for intensive follow-up observations, which enabled excellent coverage of the first caustic exit roughly one day later.

The second caustic entrance occurred ~ 7 days later ($HJD' = 5047.1$, see Figure 1). That the caustic crossings are so far apart in time is quite unusual in planetary microensing events. Since round-the-clock intensive observations cannot normally be sustained for a week, accurate real-time prediction of the second caustic entrance was important for obtaining intensive coverage over this feature. In fact, the second caustic entrance was predicted 14 hours in advance, with a 5 hour discrete uncertainty due to the well-known close/wide $s \leftrightarrow s^{-1}$ degeneracy, where s is the projected separation in units of the Einstein radius. The close-geometry crossing prediction was accurate to less than 1 hour and the caustic-geometry prediction was almost identical to the one derived from the best fit to the full lightcurve, which is shown in Figure 1.

The extended duration of the lightcurve anomalies indicates a correspondingly large caustic structure. Indeed, the preliminary models found a planet/star separation (in units of Einstein

radius) close to unity, which means that the caustic is resonant (see the caustic shape in the upper panel of Figure 1, where the source is going upward).

The event was alerted and monitored by the MOA collaboration. It was also monitored by the Probing Lensing Anomalies Network collaboration (PLANET ; Albrow *et al.* 1998) from 3 different telescopes : at the South African Astronomical Observatory (SAAO) as mentioned above, as well as the Canopus 1 m at Hobart (Tasmania) and the 60 cm of Perth Observatory (Australia).

The Microlensing Follow Up Network (μ FUN ; Yoo *et al.* 2004) followed the event from Chile (1.3m SMARTS telescope at CTIO) (V , I and H band data), South Africa (0.35 m telescope at Bronberg observatory), New Zealand (0.40 m and 0.35 m telescopes at Auckland Observatory (AO) and Farm Cove (FCO) observatory respectively, and the Wise observatory (1.0 m at Mitzpe Ramon, Israel).

The RoboNet collaboration also followed the event with their three 2m robotic telescopes : the Faulkes Telescopes North (FTN) and South (FTS) in Hawaii and Australia (Siding Springs Observatory) respectively, and the Liverpool Telescope (LT) on La Palma (Canary Islands). And finally, the MiNDSTeP collaboration observed the event with the Danish 1.54 m at ESO La Silla (Chile).

Observational conditions for this event were unusually challenging, due in part to the faintness of the target and the presence of a bright neighboring star. Moreover, the full moon passed close to the source near the second caustic entrance. As a result, several data sets were of much lower statistical quality and had much stronger systematics than the others. We therefore selected 7 data sets that well cover the caustic features and the entire lightcurve : MOA, SAAO, FCO, AO, Danish, Bronberg, and Wise. They include 118 MOA data points in I band, 221 PLANET data points in I band, 262 μ FUN data points in unfiltered, R and I bands, and 300 MiNDSTeP data points in I band. We also fit the μ FUN CTIO I and V data to the final model, but solely for the purpose of determining the source size. And finally, we fit μ FUN CTIO H -band data to the lightcurve in order to compare the H -band source flux with the late-time H -band baseline flux from VLT images (see Section 2.1).

For each data set, the errors were rescaled to make χ^2 per degree of freedom for the best binary-lens fit close to unity. We then eliminated the largest outlier and repeated the process until there were no 3σ outliers.

2.1. VLT NACO Images

On 7 June 2010, we obtained high-resolution H -band images using the NACO imager on the Very Large Telescope (VLT). Since this was approximately 7.7 Einstein timescales after the peak of the event, the source was essentially at baseline. The reduction procedures were similar to those of MOA-2008-BLG-310, which are described in detail by Janczak *et al.* (2010).

To identify the source on the NACO frame, we first performed image subtraction on CTIO I -band images to locate its

position on the I -band frame. We then used the NACO image to find relatively unblended stars that could be used to align the I -band and NACO frames. There is clearly a source at the inferred position, but it lies only 7 pixels ($0.19''$) from an ambient star, which is 1.35 mag brighter than the “target” (source plus lens plus any other blended light within the aperture). This proximity induces a 94% correlation coefficient between the photometric measurements of the two stars. We therefore estimate the target error as 0.06 mag. In the NACO system (which is calibrated to 2MASS using comparison stars) the target magnitude is

$$H_{\text{target,NACO}} = 18.25 \pm 0.06. \quad (1)$$

We have an H -band light curve (taken simultaneously with V and I at CTIO), and so (once we have established a model fit the light curve in Section 4) we can measure quite precisely the source flux in the CTIO system, $H_{\text{source,CTIO}} = 20.03 \pm 0.02$. To compare with NACO, we transform to the NACO system using 4 comparison stars that are relatively unblended, a process to which we assign a 0.03 mag error, finding

$$H_{\text{source,NACO}} = 18.35 \pm 0.03. \quad (2)$$

The difference, consisting of light from the lens as well as any other blended light in the aperture, is 0.10 ± 0.07 .

This excess-flux measurement could in principle be due to five physical effects. First, it is reasonably consistent with normal statistical noise. Second, it could be due the lens. As we will show in Section 5, this would be consistent with a broad range of M dwarf lenses. Third, it could be a companion to the source, and fourth, a companion to the lens. Finally, fifth, it could be an ambient star unrelated to the event. The fundamental importance of this measurement is that, for all five of these possibilities, the measurement places an upper limit on the flux from the lens, and hence its mass (assuming it is not a white dwarf).

3. Source properties from color-magnitude diagram and measurement of θ_E

To determine the dereddened color and magnitude of the microlensed source, we put the best fit color and magnitude of the source on an $(I, V - I)$ instrumental color magnitude diagram (CMD) (cf. Fig. 2), using instrumental CTIO data. The magnitude and color of the target are $I = 20.62 \pm 0.04$ and $(V - I) = -0.42 \pm 0.01$. The mean position of the red clump is represented by an open circle at $(I, V - I)_{RC} = (16.36, -0.16)$, with an error of 0.05 for both quantities.

For the absolute clump magnitude, we adopt $M_{I,RC} = -0.25 \pm 0.05$ from Bennett *et al.* (2010). We adopt the measured bulge clump color $(V - I)_{0,RC} = 1.08 \pm 0.05$ (Fig. 5 of Bensby *et al.* 2010) and a Galactocentric distance $R_0 = 8.0 \pm 0.3$ kpc (Yelda *et al.* 2010). We further assume that at the longitude ($l = -3.4$), the bar lies 0.7 kpc more distant than R_0 (D. Nataf *et al.*, in preparation), i.e., 8.7 kpc. Hence, we derive $(I, V - I)_{0,RC} = (14.45, 1.08) \pm (0.10, 0.05)$, so that the dereddened source color and magnitude are given by : $(I, V - I)_0 = \Delta(I, V - I) + (I, V - I)_{0,RC} = (18.71, 0.82)$. From $(V - I)_0$, we derive $(V - K)_0 = 1.78 \pm 0.14$ using the Bessel & Brett (1988) color-color relations.

4

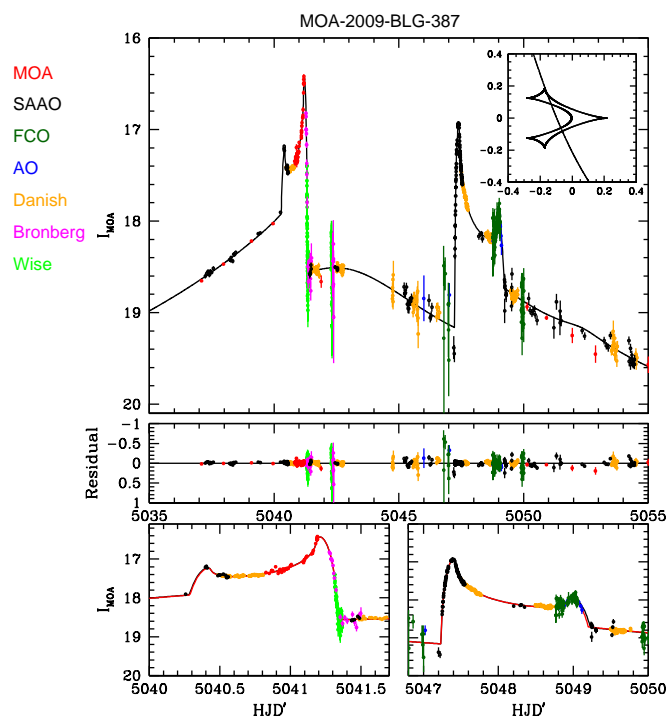
V. Batista *et al.*: MOA-2009-BLG-387

Fig. 1. Top: Light curve of MOA-2009-BLG-387 near its peak in July 2009 and the trajectory of the source across the caustic feature on the right. The source is going upward. We show the model with finite-source, parallax and orbital motion effects. Middle : Magnitude residuals. Bottom : Zooms of the caustic features of the light curve.

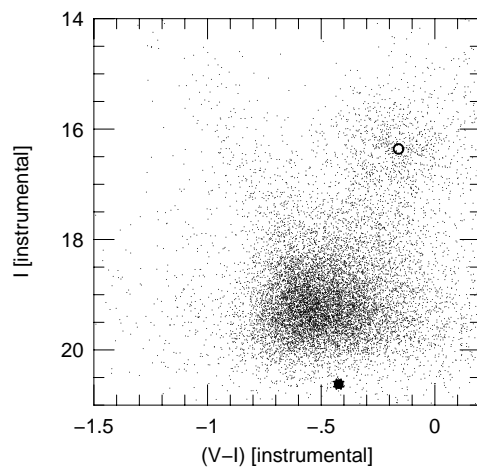


Fig. 2. Instrumental color-magnitude diagram of the field around MOA-2009-BLG-387. The clump centroid is shown by an open circle, while the CTIO I and $V-I$ measurements of the source are shown by a filled circle

The color determines the relation between dereddened source flux and angular source radius, (Kervella *et al.* 2004)

$$\log 2\theta_* = 0.5170 - 0.2V_0 + 0.2755(V - K)_0, \quad (3)$$

giving $\theta_* = 0.63 \pm 0.06 \mu\text{as}$. With the angular size of the source given by the limb-darkened extended-source fit (model 5, see Table 1), $\rho_* = 0.00202 \pm 0.00003$, we derive the angular Einstein radius θ_E : $\theta_E = \theta_*/\rho_* = 0.31 \pm 0.03 \text{ mas}$.

4. Event modeling

4.1. Overview

The modeling proceeds in several stages. We first give an overview of these stages and then consider them each in detail. First, inspection of the lightcurve shows that the source crossed over two “prongs” of a caustic, or possibly two separate caustics, with a pronounced trough in between. The source spent 1-3 days crossing each prong and 7 days between prongs. This pattern strongly implies that the event topology is that of a source crossing the “back end” of a resonant caustic with $s < 1$, as illustrated in Figure 1. We nevertheless conducted a blind search of parameter space, incorporating the minimal 6 standard static-binary parameters required to describe all binary events, as well as $\rho = \theta_*/\theta_E$, the source size in units of the Einstein radius. The parameters derived from this fit are quite robust. However, they yield only the planet-star mass ratio q , but not the planet mass $m_p = qM$, where M is the host mass. In principle, one can measure M from (e.g. Gould 2000)

$$M = \frac{\theta_E}{\kappa\pi_E} \quad (4)$$

where π_E is the “microlens parallax” and $\kappa \equiv 4G/(c^2 \text{ AU}) \sim 8.1 \text{ mas } M_\odot^{-1}$. But while $\theta_E = \theta_*/\rho$ is also quite robustly determined from the static solution (and Section 3), π_E is not.

However, the event timescale is moderately long (~ 40 days). This would not normally be long enough to measure the full microlens parallax, but might be enough to measure one dimension of the parallax vector (Gould, Miralda-Escudé & Bahcall 1994). Moreover, the large separation in time of the caustic features could permit detection of orbital motion effects as well (Albrow *et al.* 2000). We therefore incorporate these two effects, first separately and then together. We find that each is separately detected with high significance, but that when combined they are partially degenerate with each other. In particular, one of the two components of the microlensing parallax vector π_E is highly degenerate with one of the two measurable parameters of orbital motion. It is often the case that one or both components of π_E are poorly measured in planetary microlensing events. The usual solution is to adopt Bayesian priors for the lens-source relative parallax and proper motion, based on a Galactic model. We also pursue this approach, but in addition we consider separately Bayesian priors on the orbital parameters as well. We show that the results obtained by employing either set of priors separately are consistent with each other, and we therefore combine both sets of priors.

4.2. Static Binary

A static binary-lens point-source model involves six microlensing parameters: three related to the lens-source kinematics (t_0 , u_0 , t_E), where t_0 is the time of lens-source closest approach, u_0 is the impact parameter with respect to the center of mass of the binary-lens system and t_E is the Einstein timescale of the event, and three related to the binary-lens system (q , s , α), where q and s are respectively the planet-star mass ratio and separation in units of Einstein radius and α is the angle between the trajectory of the source and the star-planet axis. For $n = 7$ observatories, there are $2n$ photometric parameters, $n \times (F_s, F_b)$, which correspond to the source flux and blend flux for each data set. These are usually determined by linear regression. The radius of the source, ρ , in Einstein units can also be derived from the model provided that the source passes over, or sufficiently close to, a caustic structure. To optimize the fit in terms of computing time, we adopt different methods for implementing finite-source effects, depending on the distance between the source and the caustic features in the sky plane. When the source is far from the caustic (in the wings of the lightcurve), we treat it as a point source. In the caustic crossing regions, we use a finite-source model based on the Stokes’ theorem (Gould & Gauchere 1997). This technique, which reduces the 2-dimensional integral over the source to a 1-dimensional integral over its boundary and so is extremely efficient, implicitly assumes that the source has uniform surface brightness, i.e., is not limb darkened. We then include limb-darkening in the final fit, as described in Section 4.6. Lastly, in the intermediary regions, we use the hexadecapole approximation (Pejcha & Heyrovsky 2009; Gould 2008), which consists in calculating the magnification of 13 points distributed over the source in a characteristic pattern. To fit the microlensing parameters, we perform a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) fitting with an adaptive step-size Gaussian sampler (Doran & Muller 2004; Dong *et al.* 2009a). After every 200 links in the chain, the covariance matrix between the MCMC parameters is re-calculated. We proceed to five runs corresponding to five different configurations: without either parallax or orbital motion, with parallax only, with orbital motion only, with both effects, and finally with both effects and limb-darkening effects included. The results are presented in Section 4.7.

The static binary search without parallax leads to the following parameters: $q = 0.0107$, $s = 0.9152$ and $\rho = 0.00149$, and then $\theta_E = 0.42 \text{ mas}$, implying

$$M\pi_{\text{rel}} = \frac{\theta_E^2}{\kappa} = 22 M_\odot \mu\text{as} \quad (5)$$

This product is consistent, for example, with a $1 M_\odot$ mass host in the Galactic bulge or a $0.025 M_\odot$ mass brown-dwarf star at 1 kpc, either of which would have very important implications for the nature of the $q = 0.0107$ planet. We therefore first investigate whether the microlens parallax can be measured.

6

V. Batista *et al.*: MOA-2009-BLG-387

4.3. Parallax effects

When observing a microlensing event, the resulting flux for each observatory-filter i can be expressed as,

$$F_i(t) = F_{s,i}A[u(t)] + F_{b,i}, \quad (6)$$

where $F_{s,i}$ is the flux of the unmagnified source, $F_{b,i}$ is the background flux and $u(t)$ is the source-lens projected separation in the lens plane. The source-lens projected separation in the lens plane, $u(t)$ of Eq. (6), can be expressed as a combination of two components, $\tau(t)$ and $\beta(t)$, its projections along the direction of lens-source motion and perpendicular to it, respectively:

$$u(t) = \sqrt{\tau^2(t) + \beta^2(t)}. \quad (7)$$

If the motion of the source, lens and observer can all be considered rectilinear, the two components of $u(t)$ are given by,

$$\tau(t) = \frac{t - t_0}{t_E} \quad ; \quad \beta(t) = u_0. \quad (8)$$

To introduce parallax effects, we use the geocentric formalism (An *et al.* 2002; Gould 2004) which ensures that the three standard microlensing parameters (t_0 , t_E , u_0) are nearly the same as for the no-parallax fit. Hence, two more parameters are fitted in the MCMC code, i.e., the two components of the parallax vector, π_E , whose magnitude gives the projected Einstein radius, $\tilde{r}_E = AU/\pi_E$ and whose direction is that of lens-source relative motion. The parallax effects imply additional terms in the Eq. (8)

$$\tau(t) = \frac{t - t_0}{t_E} + \delta\tau(t) \quad ; \quad \beta(t) = u_0 + \delta\beta(t) \quad (9)$$

where

$$(\delta\tau(t), \delta\beta(t)) = \pi_E \Delta \mathbf{p}_\odot = (\pi_E \cdot \Delta \mathbf{p}_\odot, \pi_E \times \Delta \mathbf{p}_\odot) \quad (10)$$

and $\Delta \mathbf{p}_\odot$ is the apparent position of the Sun relative to what it would have been assuming rectilinear motion of the Earth.

The configuration with parallax effects corresponds to Model 2 of Table 1, The resulting diagram showing the North and East components of π_E is presented in Figure 3. The black, red, orange and green points correspond respectively to the 1, 2, 3 and 4 σ contours. As a comparison, the gray points show the 3 σ region of Model 4, i.e., with both parallax and orbital motion effects, with the 1 σ contour in black. Taking into account the parallax effect substantially improves the fit ($\Delta\chi^2 = -52$). The best fit allowing only for parallax is $\pi_E = (-1.38, 0.60)$. There is a hard 3 σ lower limit $\pi_E > 0.6$ and a 3 σ upper limit $\pi_E < 1.9$. If taken at face value, these results would imply $0.025 < M/M_\odot < 0.075$, i.e., a brown dwarf host with a gas giant planet. However, as can be seen from Figure 3, these results (colored points) are inconsistent with the results from Model 4 (gray points), which takes account of both parallax and orbital motion. This inconsistency reflects an incorrect assumption in Model 2, namely that the planet is not moving.

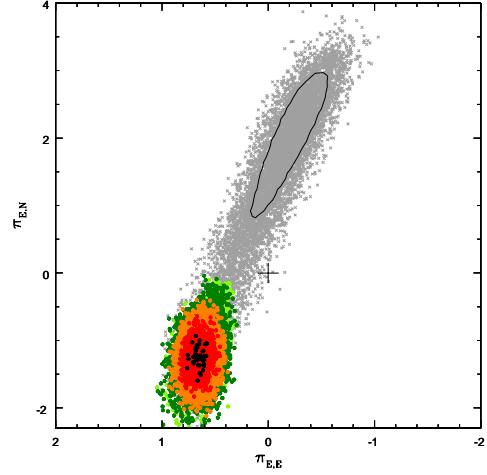


Fig. 3. The π_E contours at 1, 2, 3, and 4 σ in black, red, orange and green respectively. As a comparison, the gray points show the approximate 3 σ region of Model 4, i.e., with both parallax and orbital motion effects, with the 1 σ contour shown in black. The black cross shows the (0,0) coordinates.

4.4. Orbital motion effects

For the planet orbital motion, we use the formalism of Dong *et al.* (2009a). The lightcurve is capable of constraining at most two additional orbital parameters which can be interpreted as the instantaneous velocity components in the plane of the sky. They are implemented via two new MCMC parameters ds/dt and ω , which are respectively the uniform expansion rate in binary separation s and the binary rotation rate α ,

$$s = s_0 + ds/dt (t - t_0) \quad \alpha = \alpha_0 + \omega (t - t_0). \quad (11)$$

These two effects induce variations in the shape and orientation of the resonant caustic, respectively. To ensure that the resulting orbital characteristics are physically plausible, we can verify for any trial solution that the projected velocity of the planet is not greater than the escape velocity of the system, $v_\perp < v_{esc}$ for a given assumed mass and distance, where (Dong *et al.* 2009a)

$$v_\perp = \sqrt{(ds/dt)^2 + (\omega s)^2} D_l \theta_E \quad (12)$$

and

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \leq v_{esc,\perp} = \sqrt{\frac{2GM}{r_\perp}}, \quad r_\perp = s \theta_E D_l. \quad (13)$$

The configuration with only orbital motion corresponds to the Model 3 of the Table 1. The resulting diagram showing the solution for the two orbital parameters ω and ds/dt is presented in Figure 4. The black, red, orange and green points correspond respectively to the 1, 2, 3 and 4 σ contours. As a comparison, the gray points show the 3 σ region of the Model 4, i.e., with both parallax and orbital motion effects, with the 1 σ contour shown in black. Taking into account the orbital motion of the planet substantially improves the fit ($\Delta\chi^2 = -67.5$).

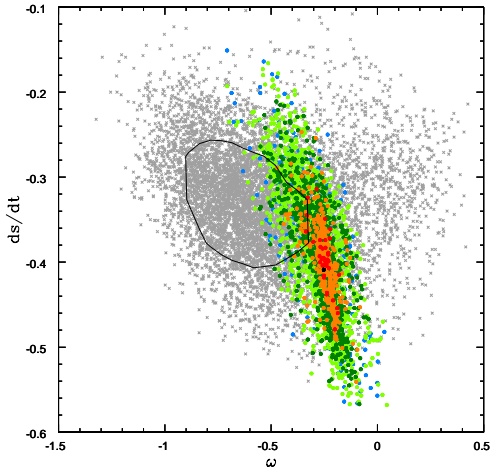


Fig. 4. Orbital parameters of solutions at 1, 2, 3, and 4 σ in black, red, orange and green respectively. As a comparison, the gray points show the 3 σ region of Model 4, i.e., with both parallax and orbital motion effects, with the 1 σ contour shown in black.

4.5. Combined parallax and orbital motion

In this section we model both parallax and orbital motion effects, which is called Model 4 in Table 1. Taking into account these two effects results in only a modest improvement in χ^2 compared to the cases for which the effects are considered individually ($\chi^2_{both} - \chi^2_{orbital} = -9$). The triangle diagram presented in Figure 5 shows the 2-parameter contours between the four MCMC parameters $\pi_{E,N}$, $\pi_{E,E}$, ω and ds/dt introduced in Sections 4.3 and 4.4. The best fit is $(\pi_{E,N}, \pi_{E,E}) = (2.495, -0.311)$ and $(\omega, ds/dt) = (-0.738, -0.360)$. This would lead to a host star of $0.015 M_{\odot}$ at a distance $D_l = 1.11$ kpc and a 0.21 Jupiter mass planet with a projected separation of 0.32 AU.

This small improvement in χ^2 can be explained by a degeneracy between the North component of π_E and the orbital parameter ω , as shown in Figure 5. In fact, the actual degeneracy is between $\pi_{E,\perp}$ and ω , where $\pi_{E,\perp}$ (described by Gould 2004) is the component of π_E that is perpendicular to the instantaneous direction of the Earth's acceleration, i.e., that of the Sun projected on the plane of the sky, at the peak of the event. This acceleration direction is $\phi = 257.4^\circ$ (North through East). Hence, the perpendicular direction is $\phi - 90^\circ = 192.6^\circ$, which is quite close to the 195.7° degeneracy direction in the $\pi_{E,N}$ and $\pi_{E,E}$ diagram. Since $\pi_{E,\perp}$ is very close (only 13°) from North, $\pi_{E,N}$ is a good approximation for it.

Indeed, $\pi_{E,\parallel}$ generates an asymmetry in the lightcurve because, to the extent that the source-lens motion is in the direction of the Sun-Earth axis, the event rises faster than it falls (or vice versa). This effect is relatively easy to detect. But to the extent that the motion is perpendicular to this axis, the Sun's acceleration induces a parabolic deviation in the trajectory. To lowest order, this produces exactly the same effect as rotation of the lens geometry (which is a circular deviation). Hence, the

degeneracy between $\pi_{E,\perp}$ and ω can only be broken at higher order. This degeneracy was discussed in the context of point lenses in Gould, Miralda-Escude & Bahcall (1994), Smith, Mao & Paczyński (2003a) and Gould (2004). In the point-lens case, the $\pi_{E,\perp}$ degeneracy appears nakedly (because the lens system is invariant under rotation). In the present case, the rotational symmetry is broken. Hence if orbital motion is ignored, it may appear that parallax is more easily measured in binary events, as originally suggested by An & Gould (2001). But in fact, as shown in the present case, once the caustic is allowed to “rotate” (lowest order representation of orbital motion), then the $\pi_{E,\perp}$ degeneracy is restored.

4.6. Limb-darkening implementation

Most of the calculations in this paper were done using Stokes' theorem, which greatly speeds up the computations by reducing a 2-dimensional integral to one dimension. However, this method implicitly assumes that the source has uniform surface brightness whereas real sources are limb darkened. In the linear approximation, the normalized surface brightness can be written.

$$W(z; \Gamma) = 1 - \Gamma \left(1 - \frac{3}{2} \sqrt{1 - z^2} \right) \quad (14)$$

where Γ is the limb-darkening coefficient depending on the considered wavelength, and z is the position on the source divided by the source radius.

We adopt this approach because we expect that the solutions with and without limb darkening will be nearly identical except that the uniform source should appear smaller by approximately a factor

$$\frac{\rho_{uni}}{\rho_{ld}} \simeq \sqrt{\int dz^2 z^2 W(z; \Gamma) \int dz^2 z^2} = \sqrt{1 - \frac{\Gamma}{5}} \quad (15)$$

because this ratio preserves the rms radial distribution of light.

To test this conjecture, we approximate the surface as a set of 20 equal-area rings, with the magnification of each ring still computed by Stokes' method. The surface brightness of the i th ring is simply $W(z_i)$ where z_i is the middle of the ring. The limb-darkening coefficients for the unfiltered data have been determined by interpolation, from V , R , I and H limb-darkening coefficients. We find from the CMD that the source star has $(V - I)_0 = 0.82$, so roughly a G7 dwarf or slightly cooler. We adopt a temperature of $T = 5500$ K. We thus obtain the following limb-darkening parameters $(u_V, u_R, u_I, u_H) = (0.7117, 0.6353, 0.5507, 0.3659)$, where $u = 3\Gamma/(\Gamma + 2)$ (Afonso et al. 2000). Then $(\Gamma_V, \Gamma_R, \Gamma_I, \Gamma_H) = (0.6220, 0.5373, 0.4497, 0.2778)$. For a given observatory/filter (or possibly unfiltered), we then compare $(R_{observed} - I_{CTIO})$ to $(V_{CTIO} - I_{CTIO})$, considering that $I_{CTIO} = 0.07V + 0.93I$ and that approximately $V = 2R - I$ and deduce empirical expression for the corresponding Γ coefficients. The Γ coefficients for all the observatories then become $(\Gamma_{MOA}, \Gamma_{SAAO}, \Gamma_{FCO}, \Gamma_{AO}, \Gamma_{Danish}, \Gamma_{Bronberg}, \Gamma_{Wise}) = (0.493, 0.45, 0.52, 0.51, 0.45, 0.53, 0.49)$. Substituting, a mean $\Gamma \sim 0.47$ into Eq. (15), we expect ρ to be $\sim 5\%$ larger when limb-darkening is included.

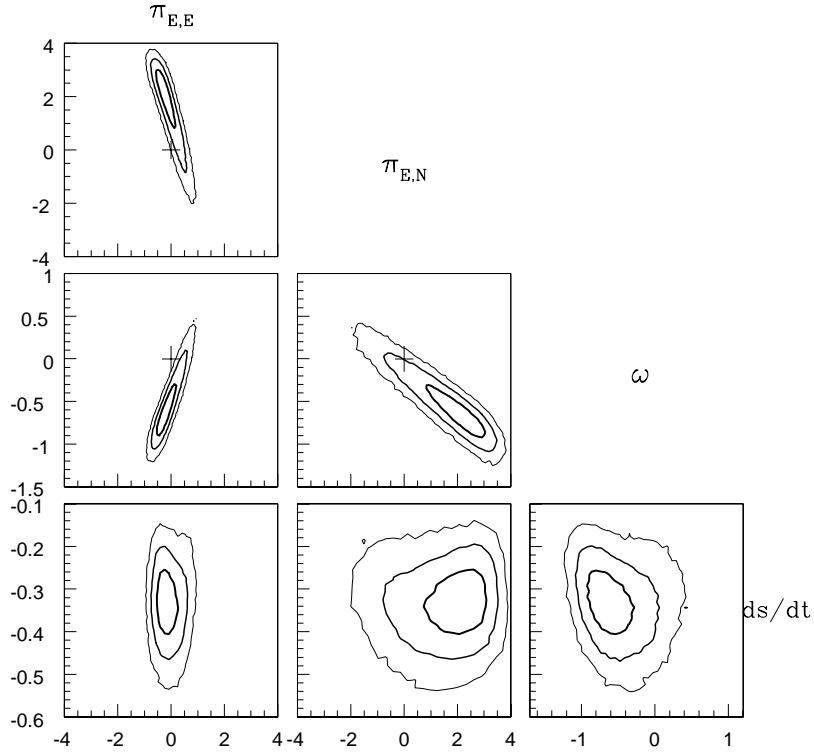


Fig. 5. Parallax and orbital motion parameters of solutions contours at 1, 2, 3, and 4 σ . The black crosses show the (0,0) coordinates.

TABLE 1
Fit parameters for Finite-Source Binary-Lens models

Model	t_0	u_0	t_E	s	q	α	ρ	$\pi_{E,N}$	$\pi_{E,E}$	ω	ds/dt
χ^2	Error bars										
Model 1	5042.34	0.0683	48.7	0.9152	0.01073	4.3074	0.00149	-	-	-	-
1100	0.01	0.0005	0.4	0.0002	0.00015	0.0025	0.00002	-	-	-	-
Model 2	5042.38	0.0770	43.9	0.9137	0.01230	4.3063	0.00174	-1.38	0.60	-	-
1048	0.02	0.0015	0.5	0.0004	0.00030	0.0030	0.00005	0.25	0.07	-	-
Model 3	5042.32	0.0902	38.4	0.9137	0.0135	4.302	0.00197	-	-	-0.252	-0.409
1032.5	0.02	0.002	0.6	0.0003	0.0002	0.002	0.00005	-	-	0.1	0.04
Model 4	5042.366	0.0890	40.1	0.9134	0.0135	4.3095	0.00195	2.5	-0.31	-0.74	-0.36
1024.5	0.015	0.0010	0.5	0.0002	0.0002	0.0025	0.00003	1	0.3	0.2	0.05
Model 5	5042.36	0.0881	40.0	0.9136	0.0132	4.3099	0.00202	1.7	-0.15	-0.51	-0.37
1029.2	0.02	0.0010	0.5	0.0003	0.0002	0.0025	0.00003	1	0.5	0.3	0.05

Table 1.

4.7. Results summary

We summarize the best-fit results for the five different models presented in Section 4 in Table 1. The five models are : Model 1 : Finite-source binary-lens model with neither parallax nor orbital motion effects, Model 2 : Finite-source binary-lens model with parallax effects only, Model 3 : Finite-source binary-lens model with orbital motion effects only, Model 4 : Finite-source binary-lens model with both parallax and orbital motion effects and Model 5 : Finite-source binary-lens model with both parallax and orbital motion effects and limb-darkening.

Note in particular that Model 4 and Model 5 agree within $\sim 1\sigma$ for all parameters, except that ρ is $\sim 7\%$ larger for the limb-darkened case (Model 5).

5. Bayesian analysis

The Markov Chain used to find the solutions illustrated in Figure 5 is constructed (as usual) by taking trial steps that are uniform in the MCMC variables, including t_0 , u_0 , t_E , etc. This amounts to assuming a uniform prior in each of these variables. In the case of the three variables t_0 , u_0 , t_E , the solution is extremely well constrained, so it makes hardly any difference what prior is assumed. Whenever this is the case, Bayesian and frequentist orientations lead to essentially the same results. However, as shown in Figure 5, π_E is quite poorly constrained : at the 2σ level, the magnitude π_E varies by more than an order of magnitude. Since, the lens distance is related to the microlens parallax by $D_l = \text{AU}/(\theta_E \pi_E + \pi_S)$, where $\pi_S = \text{AU}/D_S$, this amounts to giving equal prior weight to a tiny range of distances nearby, and a huge range of distances far away. But the actual weighting should have the reverse sign, primarily because a fixed distance range corresponds to far more volume at large than small distances. In fact, a Galactic model should be used to predict the a priori expected rate of microlensing events, which depends not only the correct volume element but the density and velocity distributions of the lens and the source as well.

Similarly, a Keplerian orbit can be equally-well characterized by specifying the 7 standard Kepler parameters or 6 phase-space coordinates at a given instant of time, plus the host mass. The latter parametrization is more convenient from a microlensing perspective because microlensing most robustly measures the two in-sky-plane Cartesian spatial coordinates ($s \cos \alpha$ and $s \sin \alpha$) and the two in-plane Cartesian velocity coordinates (ds/dt and $s\omega$), while the mass is directly given by microlens variables $M = \theta_E/\kappa\pi_E$. However, the former (Kepler) variables have simple well-established priors. By stepping equally in microlens parameters, one is effectively assuming uniform priors in these variables whereas one should establish the priors according to the Kepler parameters.

In principle, one should simultaneously incorporate both sets of priors (Galactic and Kepler), and we do ultimately adopt this approach. However, it is instructive to first apply them separately to determine whether these two sets of priors are basically compatible or are relatively inconsistent.

Formally, we can evaluate the posterior distribution $f(X | D)$, including both *prior* expectations from (Galactic and/or

Keplerian) models and *posterior* observational data using Bayes' Theorem :

$$f(X | D) = \frac{f(D | X)f(X)}{f(D)}. \quad (16)$$

Here $f(D | X)$ is the likelihood function over the data D for a given model X , $f(X)$ is the prior distribution containing all *ex ante* information about the parameters X available before observing the data, and $f(D) = \int_X f(D | X)f(X)dX$. In the present context, this standard Bayes formula is interpreted as follows: the density of links on the MCMC chain directly gives $f(D | X)$, while $f(X)$ encapsulates the parameter priors, including both the underlying rate of events in a "natural physical coordinate system" in which these priors assume a simple form and the Jacobian of the transformation from this "physical" system to the "natural microlensing parameters" that are directly modeled in the lightcurve analysis.

It is not obvious, but we find below that the coordinate transformations for Galactic and Kepler models actually factor, so we can consider them independently.

5.1. Galactic model

Applying the generic rate formula $\Gamma = n\sigma v$ to microlensing rates as a function of the independent physical variables (M, D_l, μ) , yields

$$f_{\text{Gal}}(X) \propto \frac{d^4\Gamma}{dD_L dM d^2\mu} = \nu(x, y, z)(2R_E)v_{\text{rel}}f(\mu)g(M), \quad (17)$$

where the spatial positions (x, y, z) , the physical Einstein radius R_E , and the lens velocity relative to the observer-source line of sight v_{rel} are all regarded as dependent variables of the four variables shown on the l.h.s., plus the two angular coordinates. Here $\nu(x, y, z)$ is the local density of lenses, $g(M)$ is the mass function [we will eventually adopt $g(M) \propto M^{-1}$], and $f(\mu)$ is the two-dimensional probability function for a given source-lens relative proper motion, μ . Noting that $v_{\text{rel}} = \mu D_l$ and $R_E = D_l \theta_E$, this can be rewritten in terms of microlensing variables,

$$\begin{aligned} \frac{d^4\Gamma}{dt_E d\theta_E d^2\pi_E} &= \frac{d^4\Gamma}{dD_L dM d^2\mu} \times \frac{\mu}{\pi_E} \left| \frac{\partial(D_L, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} \right| \\ &= 2D_l^2 \theta_E \mu \nu(x, y, z) f(\mu) g(M) \times \frac{2}{\text{AU}} D_l^2 \frac{M \pi_{\text{rel}} \mu^2}{t_E \theta_E \pi_E^2}, \end{aligned}$$

where $M = \theta_E/\kappa\pi_E$, $D_l = \text{AU}/(\pi_{\text{rel}} + \pi_S)$, $\pi_{\text{rel}} = \theta_E \pi_E$, and $\mu = \theta_E/t_E$ are now regarded as dependent variables. We note that

$$\frac{\partial(D_L, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} = \frac{\partial(\pi_{\text{rel}}, M, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)} \frac{dD_L}{d\pi_{\text{rel}}} = \frac{2\pi_{\text{rel}} M \mu}{t_E \theta_E \pi_E} \frac{D_L^2}{\text{AU}},$$

where the last evaluation follows from the general theorem:

$$y_i = \prod_j x_j^{\alpha_{ij}} \implies \frac{\partial(y_i)}{\partial(x_j)} = \frac{\partial(\ln y_i)}{\partial(\ln x_j)} \frac{\prod_i y_i}{\prod_j x_j} = |\alpha| \frac{\prod_i y_i}{\prod_j x_j}.$$

Finally, Eq. (17) reduces to

$$\frac{d^4\Gamma}{dt_E d\theta_E d^2\pi_E} = \frac{4}{\text{AU}} \nu(x, y, z) f(\mu) [g(M)M] \frac{D_l^4 \mu^4}{\pi_E} \quad (18)$$

The variables on the l.h.s. of Eq. (18) are essentially the Markov chain variables in the microlensing fit procedure (in fact, ρ is used in place of θ_E , but this makes no difference, since $\theta_E \propto \rho$). The distribution of MCMC links applied to the data can be thought of as the posterior probability distribution of the Markov-chain variables *under the assumption that the prior probability distribution in these variables is uniform*. In our case, the prior distribution is not uniform, but rather is given by the r.h.s. of Eq. (18). We therefore must weight the output of the MCMC by this quantity, which is the specific evaluation of $f(X)$ in Eqs. (16) and (17).

As mentioned above, we adopt $g(M) \propto M^{-1}$, so the term in square brackets disappears. We evaluate $\nu(x, y, z)$ and $f(\boldsymbol{\mu})$ as follows.

5.1.1. Lens-source relative proper motion distribution $f(\boldsymbol{\mu})$

To compute the relative proper motion probability, we assume that the velocity distributions of the lenses and sources are Gaussian $f(v_y, v_z) = f(v_y)f(v_z)$ where

$$f(\mu_y) = f(v_y) \frac{dv_y}{d\mu_y} = D_L \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} \exp\left[-\frac{(v_y - \tilde{v}_y)^2}{2\sigma_y^2}\right] \quad (19)$$

and similar distribution for $f(\mu_z)$. Here v_y and v_z are components of the projected velocity \boldsymbol{v} derived from the MCMC fit, which is expressed by $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\mu}D_l$, where

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{\boldsymbol{\pi}_E \theta_E}{\pi_E t_E}. \quad (20)$$

The expected projected velocity is defined as

$$\tilde{\boldsymbol{v}} = \boldsymbol{v}_l - \left[\boldsymbol{v}_s \frac{D_l}{D_s} + \boldsymbol{v}_o \frac{D_{ls}}{D_s} \right] \quad (21)$$

where D_l , D_s are respectively the lens and source distances from the observer and D_{ls} the lens-source distance. The velocity is expressed in the (x, y, z) coordinate system, centered at the center of the Galaxy, where x and z axes point to the Earth and the North Galactic pole respectively. As given in Han & Gould (1995), we adopt $\boldsymbol{v}_{z,disk} = \boldsymbol{v}_{z,bulge} = 0$ and $\sigma_{z,disk} = 20 \text{ km.s}^{-1}$, $\sigma_{z,bulge} = 100 \text{ km.s}^{-1}$ for the z component of the velocity. For the y direction, $\boldsymbol{v}_{y,disk} = 220 \text{ km.s}^{-1}$, $\boldsymbol{v}_{y,bulge} = 0$ and $\sigma_{y,disk} = 30 \text{ km.s}^{-1}$, $\sigma_{y,bulge} = 100 \text{ km.s}^{-1}$ depending on whether the lens is situated in the disk or in the bulge. We also consider the asymmetric drift of the disk stars by subtracting 10 km.s^{-1} from $\boldsymbol{v}_{y,disk}$. The celestial North and East velocities of the Earth seen by the Sun at the time of the event are $\boldsymbol{v}_E = (v_{E,E}, v_{E,N}) = (+22.95, -3.60) \text{ km.s}^{-1}$. In the Galactic frame, the galactic North and East components of the Earth velocity become

$$v_{E, \text{North Gal}} = v_{E,N} \cos 59.7^\circ - v_{E,E} \sin 59.7^\circ, \quad (22)$$

$$v_{E, \text{East Gal}} = v_{E,N} \sin 59.7^\circ + v_{E,E} \cos 59.7^\circ. \quad (23)$$

The velocity of the Sun in the Galactic frame being $\boldsymbol{v}_\odot = (7, 12) \text{ km.s}^{-1} + (0, v_{\text{circ}})$, where $v_{\text{circ}} = 220 \text{ km.s}^{-1}$, from which we deduce the velocity \boldsymbol{v}_o of the observer in the Galactic frame by adding the Earth velocity from Eq. (22).

5.1.2. Density distribution $\nu(x, y, z)$

$\nu(x, y, z)$ is the density distribution at the lens coordinates (x, y, z) in the Galactic frame. For this distribution, we adopt the model of Han & Gould (2003), which is based primarily on star counts, and, without any adjustment, reproduces the microlensing optical depth measured toward Baade's window. The density models are given in Table 2. For the bulge, Han & Gould (2003) normalize the "G2" K-band integrated-light-based bar model of Dwek *et al.* (1995) using star counts toward Baade's window from Holtzman *et al.* (1998) and Zoccali *et al.* (2000). For the disk, they incorporate the model of Zheng *et al.* (2001), which is a fit to star counts.

In the calculation, we sum the probabilities of disk and bulge locations for the lens. We set the limits of the disk range to be $[0, 7]$ kpc from us and $[5, 11]$ kpc for the bulge range. We also apply the bulge density distribution to the source, in the $[6.5, 11]$ kpc range.

5.2. Orbital motion model

In addition to the Galactic model, we build a Keplerian model to put priors on the orbital motion of the planet. To extract the orbital parameters from the microlensing parameters, we refer to the Appendix of Dong *et al.* (2009a). Given the fact that from the light curve of the event we have access to the instantaneous projected velocity and position of the planet during only a short time, we consider a circular orbit to model the planet motion. The distortions of the light curve are modeled by ω and ds/dt , which then specify the variations in orientation and shape of the resonant caustic, respectively. These quantities are defined in Section 4.4. Noting that $r_\perp = D_l \theta_E d$ is the projected star-planet separation, we evaluate the instantaneous planet velocity in the sky plane, with $r_\perp \gamma_\perp = r_\perp \omega$ being the velocity perpendicular to the planet-star axis and $r_\perp \gamma_\parallel = r_\perp (ds/dt)/s$ the velocity parallel to this axis. We define the $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ directions as the instantaneous star-planet axis on the sky plane, the direction into the sky, and $\hat{k} = \hat{i} \times \hat{j}$. In this frame, the planet is moving among two directions, defined by the angles θ and ϕ , which are effectively a (complement to a) polar angle and an azimuthal angle, respectively. Specifically, ϕ is the angle between the star-planet-observer ($r_\perp = a \sin \phi$), and θ characterizes the motion in the direction of the velocity along \hat{k} . Then the instantaneous velocity of the planet is

$$\boldsymbol{v} = \sqrt{\frac{GM}{a}} [\cos \theta \hat{k} + \sin \theta (\cos \phi \hat{i} - \sin \phi \hat{j})] \quad (24)$$

where a is the semimajor axis. Thus we obtain $\gamma_\perp = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \frac{\cos \theta}{\sin \phi}$ and $\gamma_\parallel = \sqrt{\frac{GM}{a^3}} \sin \theta \cot \phi$. The Jacobian to transform from $P(s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel)$ to $P(a, \phi, \theta)$ is

$$J = \frac{\partial(a, \phi, \theta)}{\partial(s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel)} = \frac{a^3}{GM} \tan^2 \phi \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta \tan^2 \phi \right)^{-1} R_E \quad (25)$$

TABLE 2
Bulge and Disk Density Models

Location	Model	Distribution
Bulge	Dwek	$\rho(r_s) = 1.23 \exp(-0.5r_s^2)$
Disk	Zheng	$\rho(R, z) = 1.07 \exp(-R/H)[(1 - \beta)(- z /h_1) + \beta \exp(-z/h_2)]$

Table 2. Units are $M_\odot \text{pc}^{-3}$. The disk parameters are $H = 2.75$ kpc, $h_1 = 156$ pc, $h_2 = 439$ pc, and $\beta = 0.381$, where $R \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$. For the barred (anisotropic) bulge model, $r_s = \left([(x'/x_0)^2 + (y'/y_0)^2] + (z'/z_0)^4 \right)^{1/4}$. Here the coordinates (x', y', z') have their center at the Galactic center, the longest axis is the x' , which is rotated 20° from the Sun-GC axis toward positive longitude, and the shortest axis is the z' axis. The values of the scale lengths are $x_0 = 1.58$ kpc, $y_0 = 0.62$ kpc and $z_0 = 0.43$ kpc respectively. The disk and bulge are truncated outside the ranges $[0, 7]$ kpc and $[6.5, 11]$ kpc, respectively.

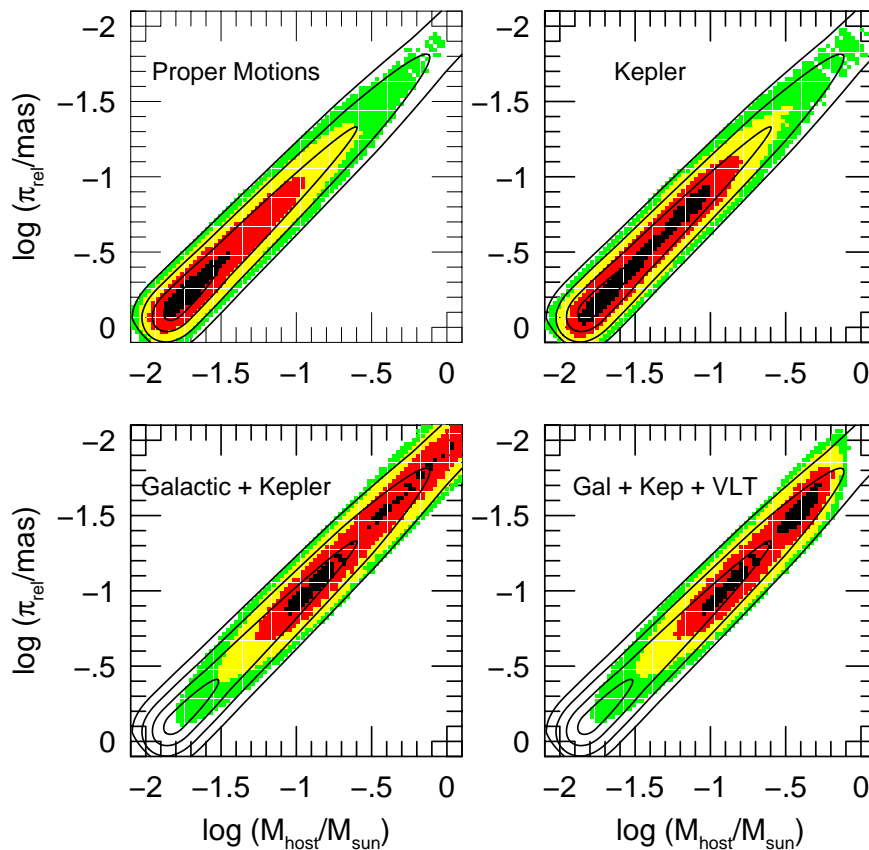


Fig. 6. Bayesian analysis results : Each panel shows host mass M versus lens-source relative parallax π_{rel} , with 1, 2, 3, and 4 σ contours under two different conditions. The solid black contours are derived from the light curve only, without any priors. The colored symbols show contour levels after applying various priors, respectively Galactic proper motion only, Kepler only, full Galactic and Kepler priors, and full Galactic and Kepler priors, plus VLT imaging constraints. The proper-motion and Kepler priors are fully consistent with the light curve, but there is strong tension between between the distance-related priors and the lightcurve, with the former favoring high masses and small lens-source separations. The highest part of this disputed mass range, $M > 0.7 M_\odot$, is essentially ruled out by the VLT imaging constraint (lower right).

As explained in Dong *et al.* (2009a), for one set of microlensing parameters, there are two degenerate solutions in physical space. In the orbital model to constrain the light curve fit, we consider the two solutions, each with its own separate probability.

From the definition of the two angles, the transformation of the polar system $(a, \pi/2 - \theta, \phi)$ contains the quantity $\sin \theta$ and so the Jacobian includes the factor $\cos \theta$ from $d(\sin \theta)d\phi = d\theta d\phi \cos \theta$. Moreover, we adopt a flat distribution on $\ln(a)$, implying the factor $1/a$ in the Jacobian expression. Then,

$$J = \frac{\partial(\ln(a), \phi, \sin \theta)}{\partial(s, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel})} = \frac{r_{\perp}^2}{GM} \frac{\cos \theta}{\cos^2 \phi} \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta \tan^2 \phi \right)^{-1} R_E \quad (26)$$

Note that the terms $\sin \theta$ and $\cos \theta$ in the denominators of Eq. (26) correct an error in Dong *et al.* (2009a).

5.3. Constraints from VLT

As foreshadowed in Section 2.1, the VLT NACO flux measurement places upper limits on the flux from the lens and therefore on its mass (assuming it is not a white dwarf). However, we begin by assuming that the excess light is due to the lens. We do so for two reasons. First, this is actually the most precise way to enforce an upper limit on the lens flux. Second, it is of some interest to see what mass range is “picked out” by this measurement, assuming the excess flux is due to the lens.

The first point to note is that if the lens contributes any significant flux, then it lies behind most or all of the dust seen toward the source. For example, if the lens mass is just $M = 0.15 M_{\odot}$ (which would make it quite dim, $M_H > 8$), then it would lie at distance $D_L = \text{AU}/(\theta_E^2/\kappa M + \text{AU}/D_S) = 4.9 \text{ kpc}$, where we have adopted the central values $\theta_E = 0.31 \text{ mas}$ and $D_S = 8.7 \text{ kpc}$ for this exercise. More massive lenses would be further.

Next we estimate $A_H = 0.4$ from the measured clump color $(V - I)_{\text{cl}} = 2.10$, assuming an intrinsic color of the red giant clump of $(V - I)_{0,\text{cl}} = 1.08$ (Bensby *et al.* 2010) and adopting for this line of sight $A_H/E(V - I) = 0.40$.

Finally, for the relation between M and M_H , we consult the library of empirically-calibrated isochrones of (An *et al.* 2007). We adopt the oldest isochrones available (4 Gyr), since there is virtually no evolution after this age for the mass range that will prove to be of interest $M < 0.7 M_{\odot}$. Moreover, in this mass range, the isochrones hardly depend on metallicity within the range explored $(-0.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.2)$.

For each mass and distance considered below, we then calculate $H_L = M_H + A_H + 5 \log(D_L/10 \text{ pc})$ and combine the corresponding flux with $H_S = 18.35$ to obtain H_{pred} . We then calculate a likelihood factor $L_H = \exp[-(H_{\text{pred}} - H_{\text{obs}})^2/2\sigma_H^2]$, where $H_{\text{obs}} = 18.25$ and $\sigma_H = 0.07$, as discussed in Section 2.1.

We note that for fiducial values $D_S = 8.7 \text{ kpc}$ and $\theta_E = 0.31 \text{ mas}$, this likelihood peaks at $M = 0.42 M_{\odot}$, but it does so very gently. The suppression factor is just $L_H \sim 0.7$ at $M = 0.21 M_{\odot}$ and $M = 0.52 M_{\odot}$. At lower masses, even if there were zero flux, the suppression would never get lower than $L_H = 0.36$, simply because the excess-flux measurement is consistent with zero at 1.4σ . But at higher mass, the expected flux quickly becomes inconsistent. For example, $L_H(0.65 M_{\odot}) = 0.07$.

Hence, by treating the flux measurement as an excess-flux “detection”, we impose the “upper limit” on mass in a graceful manner. Moreover, as regards the upper limit, this approach remains valid when we relax the assumption that the excess flux is solely due to the lens. That is, even if there are other contributors, the likelihood of a given high-mass lens being compatible with the flux measurement can only go down.

However, the same reasoning does not apply at the low-mass limit. For example, if the excess flux were due to a source companion or an ambient star, then a brown-dwarf lens would be fully compatible with the flux measurement. Nevertheless, this is quite a minor effect because, in any event, the suppression factor would not fall below 0.36. To take account of other potential sources of light, we impose a minimum suppression factor $L_{H,\text{min}} = 0.5$ at the low-mass end.

5.4. Combining Galactic and Kepler Priors and adding VLT constraints

In this section, we impose the priors from the Galactic and Kepler models and add the constraints from the VLT flux measurement. We defer the VLT constraints to the end because they do not apply to the special case of white-dwarf lenses.

We begin by examining the role of the various priors separately to determine the level of “tension” between these and the χ^2 derived from the light curve alone. We do so because each prior involves different physical assumptions, and tension with the light curve may reveal shortcomings in these assumptions.

The Kepler priors involve two assumptions: first that the planetary system is viewed at a random orientation (which is almost certainly correct), and second that the orbit is circular (which is almost certainly not correct). We will argue further below that the assumption of circular orbits has a modest impact. In any event, we want to implement the Kepler priors by themselves.

The Galactic priors really involve 2 sets of assumptions. The more sweeping assumption is that planetary systems are distributed with the same physical-location distribution and host-mass distribution as are stars in the Galaxy. We really have no idea whether this assumption is true or not. For example, it could be that bulge stars do not host planets. The assumptions about host mass and physical location are linked extremely strongly in a mathematical sense (even if they prove to be unrelated physically) because θ_E is well-measured, and $\theta_E^2 = \kappa M \pi_{\text{rel}}$. Thus, we must be cautious about this entire set of assumptions.

However, the Galactic priors also contain another factor $f(\mu)$, in which we can have greater a priori confidence. This prior basically assumes that planetary systems at a given distance (regardless of how common they are at that distance) will have similar kinematics to the general stellar population at the same distance. The scenarios in which this assumption would be strongly violated, while not impossible, are fairly extreme.

Therefore we begin by imposing proper-motion-only and Kepler-only priors in the top two panels of Figure 6, which plots host mass M versus lens-source relative parallax π_{rel} . We choose to plot π_{rel} rather than D_L because it is given directly

by microlensing parameters $\pi_{\text{rel}} = \pi_E \theta_E$. The 1, 2, 3, and 4 σ contours from the χ^2 based on the light-curve only are shown in black. Each of these priors is consistent with the light curve at the 1 σ level, so we combine them (Not shown), and find that they still display good consistency. In the lower-left panel, we combine the full-Galactic and Kepler priors. These tend to favor much heavier, more distant lenses, which are strongly disfavored by the lightcurve, primarily because of the factor D_L^4/π_{rel} in Eq. (18). Indeed masses $M > 0.7 M_\odot$ will be effectively ruled out by high-resolution VLT imaging, further below.

When combining Galactic and Kepler priors, we simply weight the output of the MCMC by the product of the factors corresponding to each. This is appropriate because, while the 6×6 matrix transforming the full set of microlensing parameters ($s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel, t_E, \theta_E, \pi_E$) to the full set of physical parameters ($a, \phi, \theta, M, D_L, \mu$), is *not* block diagonal, the Jacobian nevertheless factors as

$$\frac{\partial(a, \phi, \theta, M, D_L, \mu)}{\partial(s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel, t_E, \theta_E, \pi_E)} = \frac{\partial(a, \phi, \theta)}{\partial(s, \gamma_\perp, \gamma_\parallel)} \times \frac{\partial(M, D_L, \mu)}{\partial(t_E, \theta_E, \pi_E)}.$$

Hence, the full weight, $f(X)$ in Eq. (16) is simply the product of the two found separately for the Galactic and orbital priors.

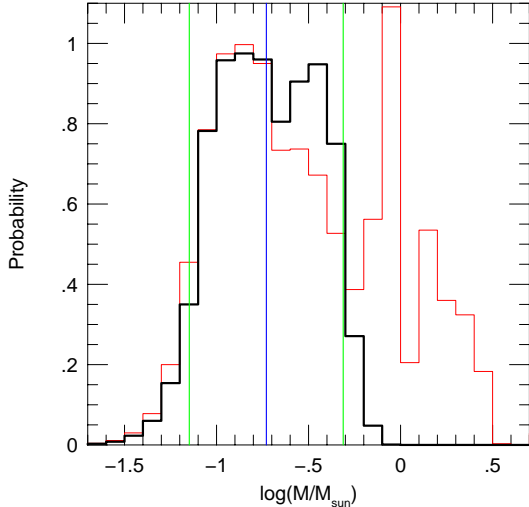


Fig. 7. Probability as a function of host mass after applying the Galactic and Kepler priors (*red*) and then adding the constraints from VLT observations (*black*). The high-mass solutions toward the right are strongly disfavored by the lightcurve (see Fig. 6), but the Galactic prior for them is so strong that they have substantial posterior probability. However, these solutions are heavily suppressed by the VLT flux limits. The host is most likely to be an M dwarf.

Figure 7 shows the host-mass probability distribution before (*red*) and after (*black*) applying the constraint from VLT imaging to the previous analysis incorporating both Galactic

and Kepler priors. The 90% confidence interval is marked. The lower-right panel of Figure 6 shows the 2-dimensional (M, π_{rel}) probability distribution for direct comparison with the results from applying various combinations of priors.

5.5. Bayesian results for physical parameters

Table 3 shows the median estimates and 90% confidence intervals for 6 physical parameters (plus one physical diagnostic) as more priors and constraints are applied. The bottom row, which includes full Galactic and Kepler priors, plus constraints from VLT photometry shows our adopted results. The six physical parameters are the host mass M , the planet mass m_p , the distance of the system D_L , the period P , the semi-major axis a , and the orbital inclination i . The last three assume a circular orbit. Hence, for rows 2 and 4 (which do not apply Kepler constraints), the values shown for (P, a, i) summarize the results restricted to links in the chain that are consistent with a circular orbit, while the first four columns summarize all links in the chain. The key results are

$$0.071 M_\odot < M_{\text{host}} < 0.49 M_\odot \quad (90\% \text{ confidence}) \quad (27)$$

and corresponding to this, $m_p = qM$, where $q = 0.00132 \pm 0.00002$, i.e.,

$$1.0 M_{\text{Jup}} < m_p < 6.7 M_{\text{Jup}} \quad (90\% \text{ confidence}), \quad (28)$$

$$3.8 \text{ yr} < P < 7.6 \text{ yr} \quad (90\% \text{ confidence}) \quad (29)$$

$$1.1 \text{ AU} < a < 2.7 \text{ AU} \quad (90\% \text{ confidence}) \quad (30)$$

with the medians at $M = 0.19 M_\odot$, $m_p = 2.6 M_{\text{Jup}}$, $P = 5.4 \text{ yr}$, $a = 1.8 \text{ AU}$. That is, the host is an M dwarf with a super-Jovian massive planetary companion. For completeness, we note that in obtaining these result, we have implicitly assumed that the probability of a star having a planet with a given planet-star mass ratio q and semi-major axis a is independent of the host mass and distance.

5.6. White Dwarf Host?

When we applied the VLT flux constraint, we noted that it would not apply to white-dwarf hosts. Is such a host otherwise permitted? In principle, the answer is “yes”, but as we now show, it is rather unlikely. The WD mass function peaks at about $M \sim 0.6 M_\odot$, which corresponds to a $M_{\text{prog}} \sim 2 M_\odot$ progenitor. If the progenitor had a planet, it would have increased its semi-major axis by a factor $a/a_{\text{init}} = M_{\text{prog}}/M \sim 3.3$ as the host adiabatically expelled its envelope. We find that for $M = 0.6 M_\odot$, the orbital semi-major axis is fairly tightly constrained to $a = 2.3 \pm 0.3 \text{ AU}$, implying $a_{\text{init}} = 0.7 \pm 0.1 \text{ AU}$. It is unlikely that such a close planet would survive the AGB phase of stellar evolution. Of course, a white dwarf need not be right at the peak. For lower mass progenitors, the ratio of initial to final masses is smaller, which would enhance the probability of survival. But it is also the case that such white dwarfs are rarer.

TABLE 3
Physical parameters

Model	M M_{\odot}	m_p M_{Jup}	D_L kpc	$E_{\text{kin}}/E_{\text{pot}}$	P yr	a AU	i deg
Kepler	0.04	0.51	2.29	0.34	2.92	1.39	39
90% conf	(0.01, 0.12)	(0.19, 1.69)	(0.98, 4.79)	(0.07, 0.44)	(1.37, 5.42)	(0.18, 2.10)	(24, 74)
Galactic	0.31	4.38	6.83	0.54	3.73	2.12	60
90% conf	(0.07, 6.37)	(1.03, 89.61)	(3.65, 9.37)	(0.06, 1.81)	(1.37, 6.26)	(1.06, 3.01)	(40, 79)
Gal+Kep	0.28	3.82	6.44	0.28	4.99	2.04	50
90% conf	(0.07, 2.22)	(1.00, 30.82)	(3.59, 9.38)	(0.09, 0.37)	(2.68, 7.27)	(1.11, 3.04)	(38, 72)
Gal+VLT	0.25	3.55	6.42	0.69	4.90	1.62	58
90% conf	(0.07, 0.53)	(1.04, 7.52)	(3.62, 8.34)	(0.12, 1.99)	(3.50, 6.79)	(0.98, 2.45)	(42, 84)
G+K+VLT	0.19	2.56	5.69	0.27	5.43	1.82	52
90% conf	(0.07, 0.49)	(0.98, 6.71)	(3.50, 7.87)	(0.10, 0.36)	(3.82, 7.58)	(1.09, 2.68)	(40, 72)

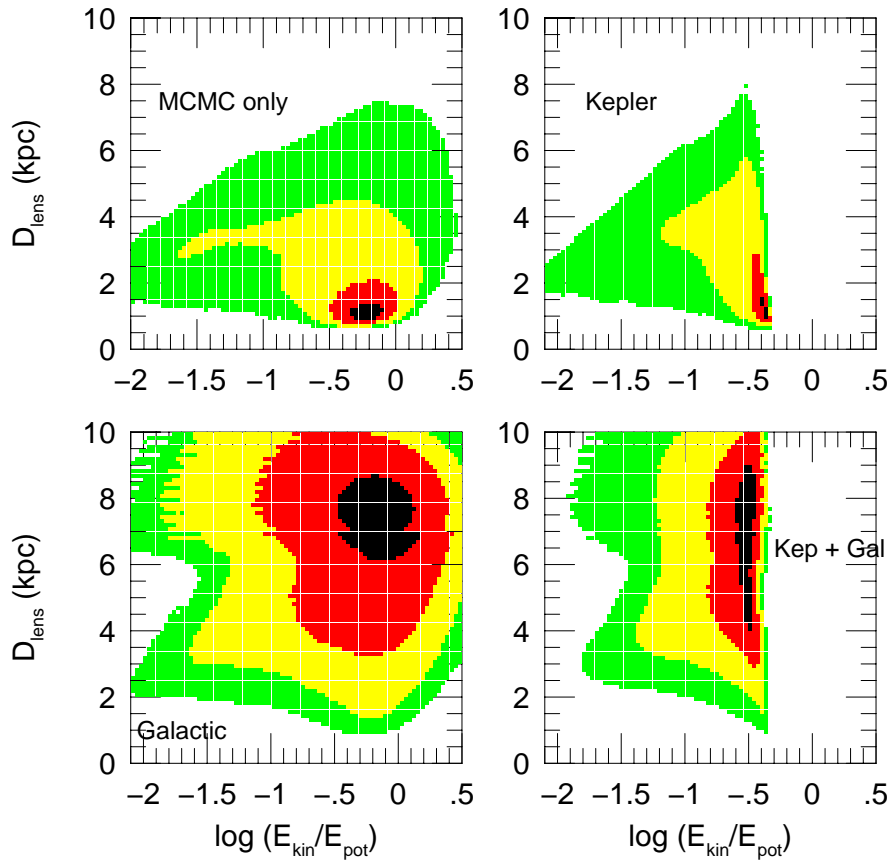


Fig. 8. Physical test of Bayesian results: physicality diagnostic $\beta = E_{\text{kin},l} / E_{\text{pot},l}$ is plotted against host distance. Bound orbits *must* have $\beta < 1$, and we expect a priori $0.1 < \beta < 0.5$. The fact that the MCMC-only and Galactic-model results straddle this expected range (despite the fact that they contain no orbital constraints) gives confidence that the measurements are not dominated by systematic errors.

5.7. Physical Consistency Checks of Bayesian Analysis

The results reported here have been derived with the aid of fairly complicated machinery, both in fitting the light-curves and in transforming from microlensing to physical parameters. In particular, we have identified a strong mathematical degeneracy between the parameters $\pi_{E,N}$ and ω , which arise from orbital motion of the Earth and the planet, respectively. When considering “MCMC-only” solutions, this degeneracy led to extremely large errors in $\pi_{E,N}$ in Figure 5, which are then reflected in similarly large errors in the “light-curve-only” contours for host mass and lens-source relative parallax in Figure 6. Yet, these large errors gradually shrink when the priors are applied in Figure 6, and more so when the constraints from VLT observations are added in Figure 7

We have emphasized that the high- π_E (so low- D_L , low- M) solutions are very strongly, and improperly, favored by the MCMC when it is cast in microlensing parameters, and that the Galactic prior (Eq. 18) properly compensates for this. But is this really true? The best fit distance for the Galactic-prior model is 4 times larger than for the MCMC-only model, meaning that the term D_L^4/π_{rel} favors the Galactic model by a factor ~ 2500 . Thus, even if the light curve strongly favored the nearby model, the Galactic prior could “trump” the light curve and enforce a larger distance. Indeed, this would be an issue if the Galactic prior were operating by itself. In fact, however, Figure 6 shows that the finally adopted solution (including the VLT flux constraint) is disfavored by the light curve alone by just $\Delta\chi^2 \sim 3$. Hence, in the end there is no strong tension.

A second issue is that both parallax and orbital motion are fairly subtle effects that could, in principle, be affected by systematics. If this were the case, the principal lensing parameters, such as q and s would remain secure, but most of the “higher-order” information, such as lens mass, distance, and orbital motion would be compromised. It is always difficult to test for systematics, and particularly in this case for which there are two effects that are degenerate with each other and in combination are detected at only $\Delta\chi^2 < 100$. However, we can in fact test for such systematics using the diagnostic

$$\beta \equiv \frac{v_{\perp}^2}{v_{\text{esc},\perp}^2} = \frac{E_{\text{kin},\perp}}{E_{\text{pot},\perp}}, \quad (31)$$

where v_{\perp} and $v_{\text{esc},\perp}$ are defined in Eqs. (12) and (13). Bound orbits require $\beta < 1$. Circular orbits, if seen face-on, have $\beta = 0.5$ and otherwise $\beta < 0.5$. Of course, it is not impossible to have $\beta \ll 1$, but it requires very special configurations to achieve this. For example, if the planet is close to transiting its host, or if the orbit is edge-on and the phase is near quadrature. Thus, a clear signature of systematics would be $\beta > 1$ for all light-curve solutions with reasonable χ^2 . And if $\beta \lesssim 0.1$, one should be concerned about systematics, although this condition would certainly not be proof of systematics. With these considerations in mind, we plot D_L vs. β in Figure 8.

The key point is that the 1σ region of the Galactic-prior panel straddles the region $\beta \lesssim 0.5$ ($\log\beta \lesssim -0.7$), which is characteristic of approximately circular, approximately face-on orbits. It is important to emphasize that no selection or weight-

ing by orbital characteristics has gone into construction of this panel. This is a test which could easily have been failed if the orbital parameters were seriously influenced by systematics: β could have taken on literally any value.

Finally, we turn to the two right-hand panels, which incorporate the orbital constraints. Since these assume circular orbits, they naturally eliminate all solutions with $\beta > 0.5$, and some smaller- β solutions as well, because when $ds/dt \neq 0$, it is impossible to accommodate a $\beta = 0.5$ circular orbit. While this radical censoring of the high- β solutions is the most dramatic aspect of these plots, there is also the very interesting effect that low- β solutions are also suppressed (though more gently). This is because, as mentioned above, these require special configurations and so are disfavored by the Kepler Jacobian, Eq. (25). Of course, radical censorship of $\beta > 1$ solutions is entirely appropriate (provided that $\beta < 1$ solutions exist at reasonable χ^2), but what about $0.5 \lesssim \beta < 1$? A more sophisticated approach would permit non-circular orbits and then suppress these solutions “more gently” using a Jacobian (as is already being for done low- β solutions). However, as we have emphasized, the limited sensitivity of this event to additional orbital parameters does not warrant such an approach. Hence, radical truncation is a reasonable proxy in the present case for the “gentler” and more sophisticated approach.

Moreover, one can see by comparing rows 2 and 3 of Table 3 that the addition of Kepler priors does not markedly alter the Galactic-prior solutions.

6. Conclusions

We report the discovery of the planetary event MOA-2009-BLG-387Lb. The planet/star mass ratio is very well-determined, $q = 0.0132 \pm 0.0003$. We constrain the host mass to lie in the interval. $0.07 < M_{\text{host}}/M_{\odot} < 0.49$ at 90% confidence, which corresponds to the full range of M dwarfs. The planet mass therefore lies in the range $1.0 < m_p/M_{\text{Jup}} < 6.7$, with its uncertainty being almost entirely due to the uncertainty in the host host mass. The host mass is determined from two “higher-order” microlensing parameters, θ_E and π_E , (i.e., $M = \theta_E/\kappa\pi_E$).

The first of these, the angular Einstein radius is actually quite well measured, $\theta_E = 0.31 \pm 0.03$ mas, from 4 separate caustic-crossings by the source during the event. On the other hand, from the light-curve analysis alone, the microlensing parallax vector π_E is poorly constrained because one of its components is degenerate with a parameter describing orbital motion of the lens. That is, effects due to orbital motion of our planet (Earth) and the lens planet have a similar impact on the light curve and are difficult to disentangle.

Nevertheless, the most nearby-lens (and so also lowest-lens-mass) solutions permitted by the light curve are strongly disfavored by the Galactic model simply because there are relatively few extreme-foreground lenses that can reproduce the observed light-curve parameters. Of course, we cannot absolutely rule out the possibility that we are victims of chance, so in principle it is possible that the host is an extremely low mass brown dwarf, or even a planet, with a lunar companion.

On the other hand, the arguments against a higher-mass lens rest on directly observed features of the light curve. That is, as mentioned above, θ_E is well measured from the four observed caustic crossings. And one component of π_E , the one in the projected direction of the Sun, is also reasonably well measured, this from the observed asymmetry in the lightcurve outside the caustic region. This places a lower limit on π_E and so an upper limit on the mass.

However, for the latter parameter, the very strong prior from the Galactic model favoring more distant lenses would, by itself, “overpower” the lightcurve and impose solutions with $M > 1 M_\odot$, which are disfavored by the lightcurve at $> 3 \sigma$. It is only because these high-mass solutions are ruled out by flux limits from VLT imaging that the lightcurve-only χ^2 is quite compatible with the final, posterior-probability solution.

The relatively high planet/star mass ratio (implying a Jupiter-mass planet for the case of a very late M-dwarf host) is then difficult to explain within the context of the standard core-accretion paradigm.

The 12-day duration of the planetary perturbation, one of the longest seen for a planetary microlensing event, enabled us to detect two components of the orbital motion, basically the projected velocity in the plane of the sky perpendicular and parallel to the star-planet separation vector. While the first of these is strongly degenerate with the microlens parallax (as mentioned above), the second one (which induces a changing shape of the caustic) is reasonably well constrained. by the two sets of well-separated double caustic crossings. Moreover, once the Galactic-model prior constrained the microlensing parallax, its correlated orbital parameter was implicitly constrained as well. With two orbital parameters, plus two position parameters from the basic microlensing fit (projected separation s , and orientation of the binary axis relative to the source motion α) plus the lens mass, there is enough information to specify an orbit, if the orbit is assumed circular. We are thus able to estimate a semi-major axis $a = 1.8$ AU and period 5.4 years.

We recognized that inferences derived from such subtle light-curve effects could in principle be compromised by systematics. We therefore tested whether the derived ratio of orbital kinetic to potential energy was in the expected range, prior to imposing any orbital constraints. If the measurements were strongly influenced by systematic errors, this ratio could have taken on any value. In fact, it fell right in the expected range.

Acknowledgements. VB thanks Ohio State University for its hospitality during a six week visit, during which this study was initiated. We acknowledge the following support: Grants HOLMES ANR-06-BLAN-0416 Dave Warren for the Mt Canopus Observatory; NSF AST-0757888 (AG,SD); NASA NNG04GL51G (DD,AG,RP); Polish MNiSW N20303032/4275 (AU); HST-GO-11311 (KS); NSF AST-0206189 and AST-0708890, NASA NAF5-13042 and NNX07AL71G (DPB); Korea Science and Engineering Foundation grant 2009-008561 (CH); Korea Research Foundation grant 2006-311-C00072 (B-GP); Korea Astronomy and Space Science Institute (KASI); Deutsche Forschungsgemeinschaft (CSB); PPARC/STFC, EU FP6 programme “ANGLES” (Ł.W,NJR); PPARC/STFC (RoboNet); Dill Faulkes Educational Trust (Faulkes Telescope North); Grants JSPS18253002, JSPS20340052 and JSPS19340058 (MOA); Marsden Fund of NZ(IAB, PCMY); Foundation for Research Science and

Technology of NZ; Creative Research Initiative program (2009-008561) (CH); Grants MEXT19015005 and JSPS18749004 (TS). This work was supported in part by an allocation of computing time from the Ohio Supercomputer Center.

References

- Afonso, C. et al. 2000, *ApJ*, 532, 340
- Albrow, M. et al. 1998, *ApJ*, 509, 687
- Albrow, M. et al. 2000, *ApJ*, 534, 894
- An, D., Terndrup, D.M., Pinsonneault, M.H., Paulson, D.B., Hanson, R.B., & Stauffer, J.R. 2007, *ApJ*, 655, 233
- An, J.H. & Gould, A. 2001, *ApJ*, 563, 111
- An, J.H. et al. 2002, *ApJ*, 572, 521
- Beaulieu, J.P. et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Bennett, D.P. et al. 2008, *ApJ*, 684, 663
- Bennett, D.P. et al. 2010, *ApJ*, 713, 837
- Bensby, T. et al. 2010, *A&A*, 512, 41
- Bessel, M.S., & Brett, J.M. 1988, *Astron. Pac. Soc.*, 100, 1134
- Boss, A.P. 2006, *ApJ*, 643, 501
- Cumming, A., Butler, R.P., Marcy, G.W., Vogt, S.S., Wright, J.T., & Fischer, D.A. 2008, *PASP*, 120, 531
- Bond, I.A. et al. 2004, *ApJ*, 606, L155
- D'Angelo, G., Durisen, R.H., & Lissauer, J.J. 2010, arXiv:1006.5486
- Dong, S. et al. 2009a, *ApJ*, 695, 970
- Dong, S., et al. 2009b, *ApJ*, 698, 1826
- Doran, M. & Muller, C.M. 2004, *JCAP*, 09, 003
- Dwek, E., et al. 1995, *ApJ*, 445, 716
- Gaudi, B.S., et al. 2008, *Science*, 319, 927
- Gould, A. 2000a, *ApJ*, 535, 928
- Gould, A. 2000b, *ApJ*, 542, 785
- Gould, A. 2004, *ApJ*, 606, 319
- Gould, A. 2008, *ApJ*, 681, 1593
- Gould, A. & Gauchere, C. 1997, *ApJ*, 477, 580
- Gould, A., Miralda-Escude, J. & Bahcall, J.N. 1994, *ApJ*, 423, 105
- Gould, A., et al. 2006, *ApJ*, 644, L37
- Gould, A., et al. 2010, *ApJ*, in press, arXiv:1001.0572
- Han, C. & Gould, A. 1995, *ApJ*, 447, 53
- Han, C. & Gould, A. 2003, *ApJ*, 592, 172
- Holtzman, J.A., Watson, A.M., Baum, W.A., Grillmair, C.J., Groth, E.J., Light, R.M., Lynds, R., & O'Neil, E.J., Jr. 1998, *AJ*, 115, 1946
- Ida, S., & Lin, D.N.C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
- Janczak, J. et al. 2010, *ApJ*, 711, 731
- Johnson, J.A., Aller, K.M., Howard, A.W., & Crepp, J.R. 2010, arXiv:1005.3084
- Kennedy, G.M., & Kenyon, S.J. 2008, *ApJ*, 673, 502
- Kervella, P., et al. 2004, *A&A*, 426, 297
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F.C. 2004, *ApJ*, 612, L73
- Pejcha & Heyrovsky 2009 *ApJ*, 690, 1772
- Smith, M., Mao, S., & Paczyński, B. 2003, *MNRAS*, 339, 925
- Sumi, T. et al. 2010, *ApJ*, 710, 1641
- Udalski, A., et al. 2005, *ApJ*, 628, L109
- Yelda, S., Ghez, A.M., Lu, J.R., Do, T., Clarkson, W., & Matthews, K. 2010, *The Galactic Center: A Window on the Nuclear Environment of Disk Galaxies*, eds. Mark Morris, Daniel Q. Wang and Feng Yuan, in press
- Wambsganss, J. 1997, *MNRAS*, 284, 172
- Yoo, J., et al. 2004, *ApJ*, 603, 139
- Zheng, Z., Flynn, C., Gould, A., Bahcall, J.N., & Salim, S. 2001, *ApJ*, 555, 393
- Zoccali, M., Cassisi, S., Frogel, J.A., Gould, A., Ortolani, S., Renzini, A., Rich, R.M., & Stephens, A.W. 2000, *ApJ*, 530, 418

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, INSU-CNRS, 98 bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France ; batista, beaulieu and marquett@iap.fr.

² Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210, USA ; dong, gould and gaudi@astronomy.ohio-state.edu.

³ Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie, Heidelberg University, Mönchhofstr. 12–14, 69120 Heidelberg, Germany

⁴ University of Notre Dame, Department of Physics, 225 Nieuwland Science Hall, Notre Dame, IN 46556, USA ; bennett@nd.edu.

⁵ University of Canterbury, Department of Physics & Astronomy, Private Bag 4800, Christchurch, New Zealand

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Vitacura 19, Santiago, Chile

⁷ Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Twelve Quays House, Egerton Wharf, Birkenhead CH41 1LD, UK

⁸ Isaac Newton Group, Apartado de Correos 321, E-38700 Santa Cruz de La Palma, Spain

⁹ McDonald Observatory, 16120 St Hwy Spur 78, Fort Davis, TX 79734, USA

¹⁰ Dept. of Physics / Boyden Observatory, University of the Free State, Bloemfontein 9300, South Africa

¹¹ Lawrence Livermore National Laboratory, IGPP, P.O. Box 808, Livermore, CA 94551, USA

¹² DSM/DAPNIA, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

¹³ University of Tasmania, School of Maths and Physics, Private bag 37, GPO Hobart, Tasmania 7001, Australia

¹⁴ SUPA, University of St Andrews, School of Physics & Astronomy, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, United Kingdom

¹⁵ Physics department, Faculty of Arts and Sciences, University of Rijeka, 51000 Rijeka, Croatia

¹⁶ Technical University of Vienna, Dept. of Computing, Wiedner Hauptstrasse 10, Vienna, Austria

¹⁷ Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5572, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

¹⁸ Niels Bohr Institute, Astronomical Observatory, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark

¹⁹ NASA Exoplanet Science Institute, Caltech, MS 100-22, 770 South Wilson Avenue Pasadena, CA 91125, USA

²⁰ Perth Observatory, Walnut Road, Bickley, Perth 6076, Australia

²¹ South African Astronomical Observatory, P.O. Box 9 Observatory 7935, South Africa

²² Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

²³ Astronomy Unit, School of Mathematical Sciences, Queen Mary, University of London, Mile End Road, London E1 4NS, UK

²⁴ Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland; udalski, mj, msz, mk, pietrzyn, soszynsk, kulaczyk@astrouw.edu.pl.

²⁵ Auckland Observatory, Auckland, New Zealand; gwchristie@christie.org.nz.

²⁶ Universidad de Concepción, Departamento de Física, Casilla 160–C, Concepción, Chile; szewczyk@astro-udec.cl.

²⁷ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK; wyrzykow@ast.cam.ac.uk.

- ²⁸ Bronberg Observatory, Centre for Backyard Astrophysics Pretoria, South Africa; lagmonar@nmsa.org.
- ²⁹ Benozio Center for Astrophysics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel; avishay.gal-yam@weizmann.ac.il.
- ³⁰ Program of Brain Korea, Department of Physics, Chungbuk National University, 410 Seongbong-Rho, Hungduk-Gu, Chongju 371-763, Korea; cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr.
- ³¹ Department of Astronomy, Columbia University, Pupin Physics Laboratories, New York, NY 10027; mcgreer@astro.columbia.edu.
- ³² Institute of Astronomy, Cambridge University, Madingley Rd., Cambridge, CB 0HA, UK; bjohnson@ast.cam.ac.uk.
- ³³ Farm Cove Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pakuranga, Auckland New Zealand; farmcoveobs@xtra.co.nz.
- ³⁴ Division of Physics, Mathematics and Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125; eran@astro.caltech.edu.
- ³⁵ Korea Astronomy and Space Science Institute, 61-1 Hwaam-Dong, Yuseong-Gu, Daejeon 305-348, Korea; bgpark@kasi.re.kr.
- ³⁶ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya, 464-8601, Japan.
- ³⁷ Institute for Information and Mathematical Sciences, Massey University, Private Bag 102-904, Auckland 1330, New Zealand.
- ³⁸ Computer Science Department, University of Auckland, Auckland, New Zealand.
- ³⁹ School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University, Wellington, New Zealand.
- ⁴⁰ Mt. John Observatory, P.O. Box 56, Lake Tekapo 8770, New Zealand.
- ⁴¹ Department of Physics, Konan University, Nishiokamoto 8-9-1, Kobe 658-8501, Japan.
- ⁴² Nagano National College of Technology, Nagano 381-8550, Japan.
- ⁴³ Wise Observatory, Tel Aviv University, 69978 Tel Aviv, Israel; dani, shai, david and shporer@wise.tau.ac.il.
- ⁴⁴ Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology, Tokyo 116-8523, Japan.
- ⁴⁵ Department of Physics and Astrophysics, Faculty of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan.
- ⁴⁶ Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92-019, Auckland 1001, New Zealand.
- ⁴⁷ Alvine Estate, 456D Vintage Lane, RD3, NZ Blenheim 7321.
- ⁴⁸ Deutsches SOFIA Institut, Universitat Stuttgart, Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart.
- ⁴⁹ SOFIA Science Center, Mail stop N211-3, Moffett Field CA 94035, USA.
- ⁵⁰ AUT University, Auckland, New Zealand; tim.natash@aut.ac.nz.
- ⁵¹ Probing Lensing Anomalies NETwork (PLANET).
- ⁵² Microlensing Follow Up Network (μ FUN).
- ⁵³ Optical Gravitational Lens Experiment (OGLE).
- ⁵⁴ Microlensing Observations in Astrophysics (MOA).

Chapitre 5

OGLE-2007-BLG-368Lb : une Neptune froide orbitant une étoile naine de type K

*"L'homme de l'avenir, dans son intégration de l'espace total,
[...] se trouvera sans doute dans un état dynamique de rêve éveillé."*
Y. Klein

Cette section présente l'analyse de l'évènement OGLE-2007-BLG-368 par Sumi et al. (2010). Ma contribution à cet évènement a été observationnelle. J'ai notamment observé l'anomalie planétaire avec le télescope de 1m de Canopus en Tasmanie, ce qui, avec les données MOA simultanées, a permis de confirmer la déviation détectée par le télescope danois de la collaboration PLANET au Chili (La Silla).

Il s'agit d'une planète de type Neptune, dont le rapport de masse planète/étoile vaut $q = [9.5 \pm 2.1] \times 10^{-5}$. Une analyse bayésienne a permis d'estimer la masse de l'étoile hôte, $M = 0.66_{-0.26}^{+0.24} M_{\odot}$, et sa distance, $D_l = 6.1_{-1.2}^{+0.9}$ kpc, induisant une masse de planète $m_p = 21 \pm 8 M_{\oplus}$ et une séparation planète-étoile projetée $r_{\perp} = 2.8_{-0.6}^{+0.5}$ UA. Cette découverte ajoute une nouvelle planète de type Neptune froide à la population de planètes découvertes par microlentilles gravitationnelles, qui compte à ce jour cinq planètes de type Neptune/super Terre froids et cinq géantes. Etant donné la plus forte efficacité de détection de la méthode pour les planètes géantes, ceci confirme que les Neptunes froids autour de naines K et M doivent être communs dans notre Galaxie.

La courbe de lumière de cet évènement (figure 5.1) présente une perturbation d'une durée de ~ 1 jour, engendrée par la traversée de part et d'autre d'une caustique planétaire

par la source. Le premier pic traduisant la première traversée de caustique (”l’entrée”) est précédée d’une chute de l’amplification au passage de la source dans le couloir ”dépressionnaire” séparant les deux caustiques planétaires (voir figures 1 et 2 de Sumi et al. (2010)).

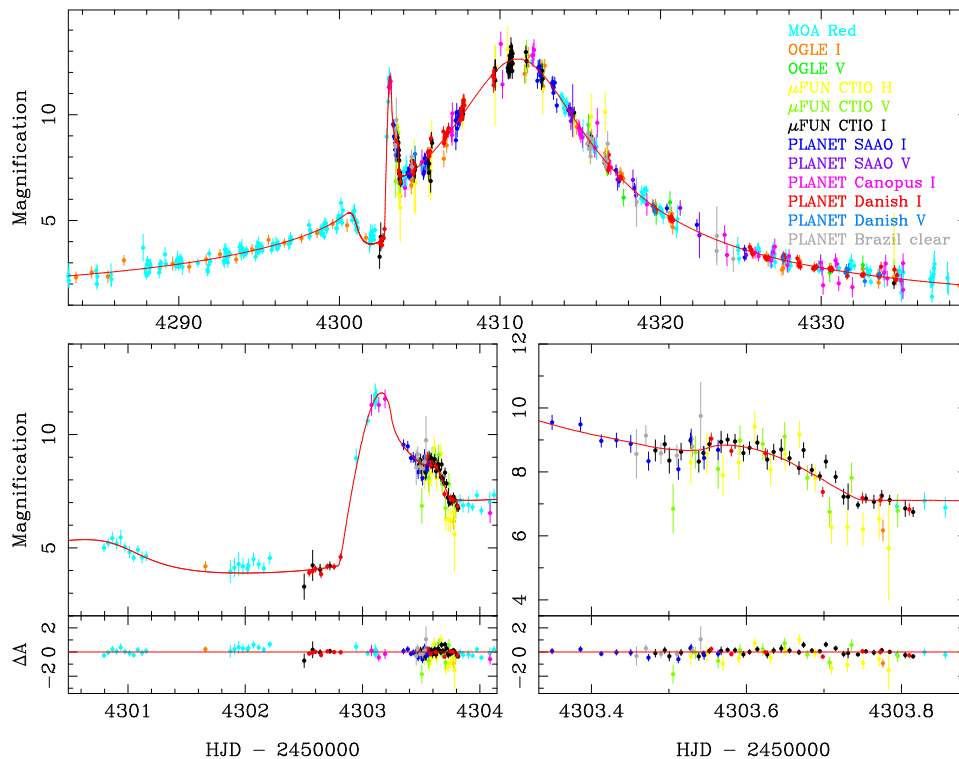


FIG. 5.1 – Courbe de lumière de l’évènement OGLE-2007-BLG-368Lb.

Cet évènement a été alerté par la collaboration OGLE, dont la troisième phase, OGLE-III (2002, Udalski 2003), reporte environ 600 alertes par an en direction du centre galactique, grâce à son système d’alertes automatisé EWS (Early Warning System) et son télescope de 1.3m avec une caméra dont le champ couvre 0.34 deg^2 .

OGLE-2007-BLG-368 est par ailleurs une illustration de la nouvelle stratégie observationnelle de la collaboration MOA, ayant assuré sur cet évènement un suivi régulier et très dense. La collaboration MOA (Bond et al. 2001; Sumi et al. 2003) est entrée dans sa seconde phase en 2006 par l’acquisition d’un télescope de 1.8m (Hearnshaw 2005) avec une caméra CCD grand champ (2.2 deg^2 , Yanagisawa et al. (2000)). La nouvelle stratégie de MOA-II permet d’assurer de grands relevés photométriques en direction du bulbe galactique (~ 500 alertes en 2007) avec un échantillonnage temporel fin. En effet, en 2007, 4.5 deg^2 en direction du centre galactique étaient observés toutes les 10 minutes. Ainsi, MOA-II compte à la fois parmi les groupes d’alertes et les équipes de suivi d’évènements présentant des anomalies. En 2010, la collaboration OGLE entre dans sa quatrième phase, OGLE-IV, en s’équipant d’une caméra de 1.4 deg^2 , et a également commencé à pratiquer un suivi d’évènements avec un échantillonnage fin. Ceci va fortement augmenter l’efficacité de détection de la méthode des microlentilles pour les années à venir.

A COLD NEPTUNE-MASS PLANET OGLE-2007-BLG-368Lb: COLD NEPTUNES ARE COMMON

T. SUMI^{1,51}, D. P. BENNETT^{2,51,52}, I. A. BOND^{3,51}, A. UDALSKI^{4,53}, V. BATISTA^{3,5,52,54}, M. DOMINIK^{6,52,55}, P. FOUQUÉ^{7,52},
 D. KUBAS^{5,8,52,54}, A. GOULD^{9,56}, B. MACINTOSH¹⁰, K. COOK¹⁰, S. DONG^{11,56}, L. SKULJAN^{3,51}, A. CASSAN^{5,12,52,54},

AND

F. ABE¹, C. S. BOTZLER¹³, A. FUKUI¹, K. FURUSAWA¹, J. B. HEARNshaw¹⁴, Y. ITOW¹, K. KAMIYA¹, P. M. KILMARTIN¹⁵,
 A. KORPELA¹⁶, W. LIN³, C. H. LING³, K. MASUDA¹, Y. MATSUBARA¹, N. MIYAKE¹, Y. MURAKI¹⁷, M. NAGAYA¹, T. NAGAYAMA¹⁸,
 K. OHNISHI¹⁹, T. OKUMURA¹, Y. C. PERROTT¹³, N. RATTENBURY¹³, TO. SAITO²⁰, T. SAKO¹, D. J. SULLIVAN¹⁶, W. L. SWEATMAN³,
 P. J. TRISTRAM¹⁵, P. C. M. YOCK¹³

(THE MOA COLLABORATION)

J. P. BEAULIEU^{5,54}, A. COLE²¹, CH. COUTURES^{5,54}, M. F. DURAN²², J. GREENHILL²¹, F. JABLONSKI²³, U. MARBOEUF²⁴,
 E. MARTIOLI²³, E. PEDRETTI⁶, O. PEJCHA⁹, P. ROJO²², M. D. ALBROW¹⁴, S. BRILLANT⁵⁶, M. BODE²⁵, D. M. BRAMICH²⁶,
 M. J. BURGDORF^{27,28}, J. A. R. CALDWELL²⁹, H. CALITZ³⁰, E. CORRALES^{5,54}, S. DIETERS^{5,21,54}, D. DOMINIS PRESTER³¹,
 J. DONATOWICZ^{32,54}, K. HILL^{5,21}, M. HOFFMAN³⁰, K. HORNE⁶, U. G. JØRGENSEN³³, N. KAINS⁶, S. KANE³⁴, J. B. MARQUETTE^{5,54},
 R. MARTIN³⁵, P. MEINTJES³⁰, J. MENZIES³⁶, K. R. POLLARD¹⁴, K. C. SAHU³⁷, C. SNODGRASS⁵⁶, I. STEELE²⁵, R. STREET³⁸,
 Y. TSAPRAS³⁸, J. WAMBSGANSS¹², A. WILLIAMS³⁵, M. ZUB¹²

(THE PLANET COLLABORATION)

M. K. SZYMAŃSKI⁴, M. KUBIAK⁴, G. PIETRZYŃSKI^{4,39}, I. SOSZYŃSKI⁴, O. SZEWCZYK³⁹, Ł. WYRZYKOWSKI⁴¹, K. ULACZYK⁴

(THE OGLE COLLABORATION)

W. ALLEN⁴¹, G. W. CHRISTIE⁴², D. L. DEPOY⁴³, B. S. GAUDI⁹, C. HAN⁴⁴, J. JANCZAK⁹, C.-U. LEE⁴⁵, J. MCCORMICK⁴⁶,
 F. MALLIA⁴⁷, B. MONARD⁴⁸, T. NATUSCH⁴⁹, B.-G. PARK⁴⁵, R. W. POGGE⁹, AND R. SANTALLO⁵⁰

(THE μ FUN COLLABORATION)

¹ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464-8601, Japan; sumi@stelab.nagoya-u.ac.jp, abe@stelab.nagoya-u.ac.jp,
afukui@stelab.nagoya-u.ac.jp, furusawa@stelab.nagoya-u.ac.jp, itow@stelab.nagoya-u.ac.jp, kkamiya@stelab.nagoya-u.ac.jp, kmasuda@stelab.nagoya-u.ac.jp,
ymatsu@stelab.nagoya-u.ac.jp, nmiyake@stelab.nagoya-u.ac.jp, mngaya@stelab.nagoya-u.ac.jp, okumurat@stelab.nagoya-u.ac.jp, sako@stelab.nagoya-u.ac.jp

² Department of Physics, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA; bennett@nd.edu

³ Institute of Information and Mathematical Sciences, Massey University, Private Bag 102-904, North Shore Mail Centre, Auckland, New Zealand;
i.a.bond@massey.ac.nz, l.skuljan@massey.ac.nz, w.lin@massey.ac.nz, c.h.ling@massey.ac.nz, w.sweatman@massey.ac.nz

⁴ Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland; udalski@astrouw.edu.pl, msz@astrouw.edu.pl, mk@astrouw.edu.pl,
pietrzyn@astrouw.edu.pl, soszynsk@astrouw.edu.pl, szewczyk@astrouw.edu.pl, kulaczyk@astrouw.edu.pl

⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France; batista@iap.fr, dkubas@iap.fr,
cassan@iap.fr, beaulieu@iap.fr, coutures@iap.fr, marquett@iap.fr

⁶ SUPA, Physics & Astronomy, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, UK; md35@st-andrews.ac.uk, kdhl@st-andrews.ac.uk

⁷ Laboratoire d'Astrophysique (CNRS), Univ. Paul Sabatier - Toulouse 3, 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France; pfouque@ast.obs-mip.fr

⁸ European Southern Observatory, Casilla 19001, Vitacura 19, Santiago, Chile

⁹ Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210, USA; dong@astronomy.ohio-state.edu,
gaudi@astronomy.ohio-state.edu, gould@astronomy.ohio-state.edu, pogge@astronomy.ohio-state.edu

¹⁰ Lawrence Livermore National Laboratory, IGPP, P.O. Box 808, Livermore, CA 94551, USA

¹¹ Institute for Advanced Study, Princeton, NJ 08540, USA, dong@ias.edu

¹² Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie, Heidelberg University, Mönchhofstr. 12–14, 69120 Heidelberg, Germany

¹³ Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand; c.botzler@auckland.ac.nz, p.yock@auckland.ac.nz,
yper006@aucklanduni.ac.nz

¹⁴ University of Canterbury, Department of Physics and Astronomy, Private Bag 4800, Christchurch 8020, New Zealand

¹⁵ Mt. John Observatory, P.O. Box 56, Lake Tekapo 8770, New Zealand

¹⁶ School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University, Wellington, New Zealand; a.korpela@niwa.co.nz, denis.sullivan@vuw.ac.nz

¹⁷ Department of Physics, Konan University, Nishiokamoto 8-9-1, Kobe 658-8501, Japan

¹⁸ Department of Physics and Astrophysics, Faculty of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan

¹⁹ Nagano National College of Technology, Nagano 381-8550, Japan

²⁰ Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology, Tokyo 116-8523, Japan

²¹ University of Tasmania, School of Maths and Physics, Private bag 37, GPO Hobart, Tasmania 7001, Australia

²² Department of Astronomy, Universidad de Chile, Santiago, Chile

²³ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Sao Jose dos Campos, SP, Brazil

²⁴ Observatoire de Besançon, BP 1615, 25010 Besançon Cedex, France

²⁵ Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Twelve Quays House, Egerton Wharf, Birkenhead CH41 1LD, UK

²⁶ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany

²⁷ Deutsches SOFIA Institut, Universitaet Stuttgart, Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Germany

²⁸ OFIA Science Center, NASA Ames Research Center, Mail Stop N211-3, Moffett Field, CA 94035, USA; mburgdorf@sofia.usra.edu

²⁹ McDonald Observatory, 16120 St Hwy Spur 78 #2, Fort Davis, TX 79734, USA; caldwell@astro.as.utexas.edu

³⁰ Department of Physics/Boyd Observatory, University of the Free State, Bloemfontein 9300, South Africa; calitzjj.sci@mail.uovs.ac.za

³¹ Physics Department, Faculty of Arts and Sciences, University of Rijeka, 51000 Rijeka, Croatia

³² Technical University of Vienna, Department of Computing, Wiedner Hauptstrasse 10, Vienna, Austria

³³ Niels Bohr Institute, Astronomical Observatory, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark

³⁴ NASA Exoplanet Science Institute, Caltech, MS 100-22, 770 South Wilson Avenue, Pasadena, CA 91125, USA

³⁵ Perth Observatory, Walnut Road, Bickley, Perth 6076, Australia; rmartin@physics.uwa.edu.au, andrew@physics.uwa.edu.au

³⁶ South African Astronomical Observatory, P.O. Box 9 Observatory 7935, South Africa

³⁷ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA; ksahu@stsci.edu

³⁸ Las Cumbres Observatory Global Telescope Network, 6740B Cortona Dr, Suite 102, Goleta, CA 93117, USA; rstreet@lcogt.net, ytsapras@lcogt.net

³⁹ Universidad de Concepción, Departamento de Física, Casilla 160-C, Concepción, Chile

⁴⁰ Institute of Astronomy, Cambridge University, Madingley Rd., Cambridge CB3 0HA, UK; wyrzykow@ast.cam.ac.uk

⁴¹ Vintage Lane Observatory, Blenheim, New Zealand; whallen@xtra.co.nz

⁴² Auckland Observatory, Auckland, New Zealand; gwchristie@christie.org.nz

⁴³ Department of Physics, Texas A&M University, College Station, TX, USA; depoy@physics.tamu.edu

⁴⁴ Department of Physics, Institute for Basic Science Research, Chungbuk National University, Chongju 361-763, Korea; cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr

⁴⁵ Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 305-348, Korea; leecu@kasi.re.kr, bgpark@kasi.re.kr

⁴⁶ Farm Cove Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pakuranga, Auckland, New Zealand; farmcoveobs@xtra.co.nz

⁴⁷ Campo Catino Observatory, P.O. Box 03016, GUARCINO (FR), Italy; francomallia@campocatinobservatory.org

⁴⁸ Bronberg Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pretoria, South Africa; lagmonar@nmisa.org

⁴⁹ AUT University, Auckland, New Zealand; tim.natusch@aut.ac.nz

⁵⁰ Southern Stars Observatory, IAU/MPC Code 930, Tahiti, French Polynesia; santallo@southernstars-observatory.org

Received 2009 December 7; accepted 2010 January 4; published 2010 February 2

ABSTRACT

We present the discovery of a Neptune-mass planet OGLE-2007-BLG-368Lb with a planet–star mass ratio of $q = [9.5 \pm 2.1] \times 10^{-5}$ via gravitational microlensing. The planetary deviation was detected in real-time thanks to the high cadence of the Microlensing Observations in Astrophysics survey, real-time light-curve monitoring and intensive follow-up observations. A Bayesian analysis returns the stellar mass and distance at $M_l = 0.64^{+0.21}_{-0.26} M_\odot$ and $D_l = 5.9^{+0.9}_{-1.4}$ kpc, respectively, so the mass and separation of the planet are $M_p = 20^{+7}_{-8} M_\oplus$ and $a = 3.3^{+1.4}_{-0.8}$ AU, respectively. This discovery adds another cold Neptune-mass planet to the planetary sample discovered by microlensing, which now comprises four cold Neptune/super-Earths, five gas giant planets, and another sub-Saturn mass planet whose nature is unclear. The discovery of these 10 cold exoplanets by the microlensing method implies that the mass ratio function of cold exoplanets scales as $dN_{\text{pl}}/d \log q \propto q^{-0.7 \pm 0.2}$ with a 95% confidence level upper limit of $n < -0.35$ (where $dN_{\text{pl}}/d \log q \propto q^n$). As microlensing is most sensitive to planets beyond the snow-line, this implies that Neptune-mass planets are at least three times more common than Jupiters in this region at the 95% confidence level.

Key words: gravitational lensing: micro – planetary systems

Online-only material: color figure

1. INTRODUCTION

Since the first discovery of exoplanets orbiting main-sequence stars in 1995 (Mayor & Queloz 1995; Marcy et al. 2005), more than 300 exoplanets have been discovered via the radial velocity method (Mayor et al. 2004) and more than 50 have been detected via their transits (Udalski et al. 2004; Konacki et al. 2005). Several planetary candidates have also been detected via direct imaging (Marois et al. 2008; Lagrange et al. 2009), and astrometry (Pravdo & Shaklan 2009). Here, we report the tenth exoplanet discovery by the microlensing method, which is another example of a cold, Neptune-mass planet discovered. Although the radial velocity and transit discoveries are more numerous, microlensing is uniquely sensitive to these cold Neptunes, and the microlensing results to date indicate that this class of planets may be the most common type of exoplanet yet discovered.

Liebes (1964) and Mao & Paczyński (1991) first proposed exoplanet searches via gravitational microlensing. The planet’s gravity induces small caustics, which can generate small deviations in standard (Paczynski 1986) single-lens microlensing light curves. Compared to other techniques, microlensing is sensitive to smaller planets, down to an Earth mass (Bennett & Rhie 1996), and in wider orbits of 1–6 AU. Because microlensing observability does not depend on the light from the lens host star, it is sensitive to planets orbiting faint host stars like M-dwarfs and even brown dwarfs. Furthermore, it is sensitive to distant

host stars at several kpc from the Sun, which allows the Galactic distribution of planetary systems to be studied.

In 2003, the gravitational microlensing method yielded its first definitive exoplanet discovery (Bond et al. 2004). So far eight planetary systems with nine planets have been found by this technique (Udalski et al. 2005; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Gaudi et al. 2008; Bennett et al. 2008; Dong et al. 2009b; Janczak et al. 2010), which have very distinct properties from those detected by other techniques. Beaulieu et al. (2006) found a ~ 5.5 Earth-mass planet, which was the lowest-mass planet detected at that time. This detection and the discovery of a slightly more massive planet by Gould et al. (2006) demonstrated that microlensing is well suited to detecting low-mass planets at orbital distances that are currently beyond the reach of other methods. At the time of the discovery of these two cold Neptune-mass planets (hereafter “Neptunes”) or “super Earths,” two Jovian planets had also been found. These discoveries indicate that cold Neptune in orbits beyond the “snow-line” (Ida & Lin 2004; Laughlin et al. 2004; Kennedy et al. 2006) around late-type stars, are significantly more common than gas giants with frequency of $\geq 16\%$ at 90% confidence (Gould et al. 2006), which is consistent with theoretical simulations (Ida & Lin 2004) based on the core accretion model. On the other hand, microlensing has also revealed the most massive M-dwarf planetary companion (Udalski et al. 2005; Dong et al. 2009a), which would likely be difficult to form by core accretion (Laughlin et al. 2004). Gaudi et al. (2008) discovered a system with a Jupiter and a Saturn orbiting an M dwarf in a configuration very similar to that of our solar system. Remarkably, this event yielded a direct measurement of the masses of the planets and the host star that was confirmed by direct observation of the host star. This system (OGLE-2006-BLG-109Lb,c) is the only known multi-planet system with measured masses for the star and planets (aside

⁵¹ Microlensing Observations in Astrophysics (MOA).

⁵² Probing Lensing Anomalies NETwork (PLANET).

⁵³ Optical Gravitational Lens Experiment (OGLE).

⁵⁴ HOLMES Collaboration.

⁵⁵ Royal Society University Research Fellow.

⁵⁶ Microlensing Follow Up Network (μ FUN).

from our own solar system). The light curve of this event also yielded information about the orbit of the Saturn-mass planet which confirms that this system is similar to ours (Bennett et al. 2009). A planet was also found to orbit a very low mass host star or brown dwarf (Bennett et al. 2008), and this planet was also the lowest-mass exoplanet known at the time of its discovery.

Here we report the discovery of another Neptune-mass exoplanet in the microlensing event OGLE-2007-BLG-368. We describe the data sets in Section 2. The light-curve modeling and uncertainty of the parameters are presented in Section 3, and the physical characterization of the lens system is considered in Section 7. In Section 8, we discuss the implications of microlensing planet discoveries for the exoplanet mass function. The discussion and conclusions are given in Section 9.

2. OBSERVATIONS

The Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE; Udalski 2003) and Microlensing Observations in Astrophysics (MOA; Bond et al. 2001; Sumi et al. 2003) are conducting microlensing surveys toward the Galactic bulge to find exoplanets. From 2002 to 2008, the OGLE-III survey discovered about 600 microlensing events every year by using 1.3 m Warsaw telescope with a 0.34 deg^2 field-of-view (FOV) mosaic CCD camera with its Early Warning System (EWS; Udalski 2003). The data have been analyzed in real time and all kind of deviations from the usual single-lens light curves, including planetary anomalies, have been detected by the EWS (Udalski 2003). The second phase of MOA, MOA-II, carries out a very high cadence photometric survey of the Galactic bulge with the 1.8 m MOA-II telescope with a 2.2 deg^2 FOV CCD camera. In 2007, 4.5 deg^2 of the central Galactic bulge were observed every 10 minutes, and additional 45 deg^2 were observed with a 50 minute cadence. This strategy enables the detection in real-time of planetary deviations in any of the ~ 500 microlensing events seen by MOA every year. (Starting in 2010, the new 1.4 deg^2 OGLE-IV camera will enable OGLE to follow a similar strategy of high-cadence monitoring for planetary signals.)

The microlensing event OGLE-2007-BLG-368 was discovered at (R.A., decl.)(2000) = (17:56:25.96, $-32:14:14.7$) [$(l, b) = (358^\circ.3, -3^\circ.7)$] and alerted by the OGLE EWS system (Udalski 2003) on 2007 July 10, and independently detected by MOA and alerted as MOA-2007-BLG-308 on 2007 July 12.

Around UT 12:00 July 20 (JD = 2454302), MOA observed a series of nine points that are all below the point lens light curve, and these are confirmed by a single OGLE point, with higher precision. See Figure 1. The prompt informative data release to the scientific community allowed the SIGNALMEN anomaly detector (Dominik et al. 2007) (now an integral part of the Automated Robotic Terrestrial Exoplanet Microlensing Search (ARTEMiS) system; Dominik et al. 2008) to detect a light-curve anomaly that was passed on to 1–3 members of each of the major microlensing collaborations, such as PLANET, μ FUN, RoboNet, OGLE, and MOA at UT 19:32 20 July (JD = 2454302.314), that this was a possible planetary anomaly. Given the intensity of microlensing decision-making and the incompleteness of the information flow, this distribution proved only partially adequate and failed to reach the MOA internal alert system. Based on this alert, the μ FUN SMARTS (CTIO) telescope began obtaining data just 5 hr later, shortly after dusk in Chile, after which the PLANET Danish (La Silla, Chile) and Canopus (Tasmania, Australia) telescopes also began observations. Although the MOA observer did not receive this alert, its high-cadence survey enabled good coverage of a

steep rise due to the caustic entrance in the light curve the next night, which triggered MOA’s real-time anomaly alert system to circulate an alert, calling for the firm detection of the anomaly, based on its own data at UT 15:58 July 21 (JD = 2454303.16528). Here the real-time anomaly alert system adds new data points on the light curves within 5 minutes after exposures to search for deviations from the single-lens light curve. This continuous early coverage proved crucial for the interpretation of the planetary anomaly. See Figure 1. Prompted by these anomaly alerts, MOA-II, OGLE-III and other telescopes from PLANET and μ FUN began intensive follow-up observations, which densely covered the second peak, due to the caustic exit, and less densely for about 50 days.

Twelve light curves were collected by seven telescopes. MOA-II 1.8 m (Mt. John, New Zealand) obtained 1577 images in the MOA-Red wide band, which corresponds roughly to a combined $I+R$ filter. OGLE-III 1.3 m (Las Campanas, Chile) obtained 12 images in the V band and 733 in I . μ FUN SMARTS 1.3 m (CTIO, Chile) obtained 22 images in V , 137 in I , and 128 in H . PLANET SAAO 1 m (SAAO, South Africa) obtained 9 images in V and 60 in I . PLANET Canopus 1 m (Tasmania) obtained 50 images in I . PLANET Danish 1.54 m (La Silla) obtained 20 images in V and 129 in I . PLANET OPD/LNA 0.6 m (Brazil) obtained 122 unfiltered images.

The photometry of this event was much more difficult than the photometry of most microlensing events due to a much brighter star located approximately $1''.1$ to the NW of the source star. This caused very severe problems with standard point-spread function (PSF)-fitting photometry approaches, such as DOPHOT (Schechter et al. 1993), so the only viable approach was the difference image analysis (DIA) method (Tomany & Crots 1996; Alard & Lupton 1998; Alard 2000). The images were reduced by three different implementations of DIA photometry. OGLE V and I and CTIO I images were reduced by the standard OGLE DIA pipeline (Udalski 2003). Other images were reduced by both the MOA DIA pipeline (Bond et al. 2001) and a version of pySIS (ver. 3.0; Albrow et al. 2009), partly based on ISIS (Alard & Lupton 1998), but using a numerical kernel (Bramich 2008). In the MOA DIA pipeline, PSF photometry was performed on the difference images with various reference images and PSF fitting radii.

The resulting MOA DIA light curves, the pySIS light curves, and OGLE DIA light curves were compared and the best one was selected in each data set as follows. First, the planetary deviation at HJD-245000 = 4300–4305 was removed from each light curve, and these planet-free light curves were fitted with a single-lens model with xallarap (binary orbital motion of the source). Details are discussed in Section 3. The photometric reduction yielding the smallest variance from the best model in these planet-free fits was selected to use for further analysis. For each data set, the error bars were rescaled so that $\chi^2/(\text{dof}) \approx 1$ in the planet-free single-lens fit. For CTIO V and H which have very few data points unaffected by the planetary deviation, this same procedure was followed including the planetary deviation using the best fit planetary model to all the data sets.

Figure 1 shows the light curves of this event around the peak and the planetary deviation.

3. LIGHT-CURVE MODELING

The negative deviation that triggered the initial alert is characteristic of “minor image perturbations,” in which the image inside the Einstein ring is perturbed by a planet, and therefore a planet is inside the Einstein ring. In this case,

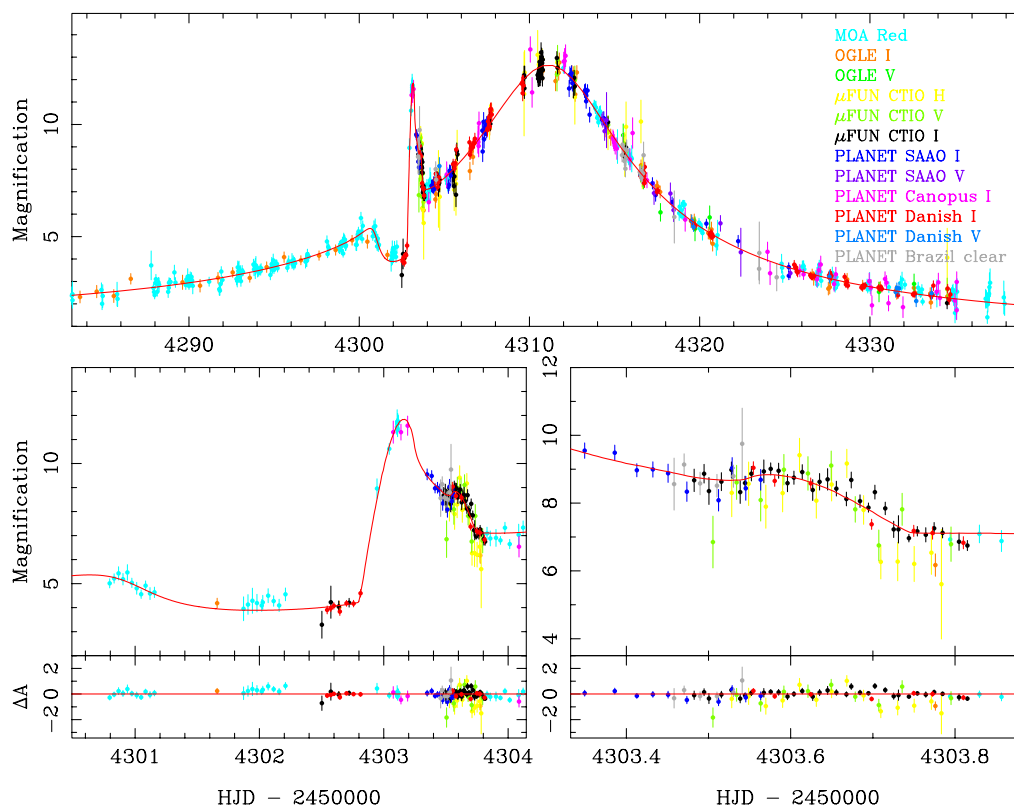


Figure 1. Light curve of OGLE-2007-BLG-368 over the whole event (top panel), around the planetary deviation (lower-left panel) and the second caustic crossing (lower-right panel) with the residual from the best fit model. The red lines indicate the best fit xallarap model with the Kepler constraint (see Section 3.3). Here the light curves of μ FUN CTIO *I*, *H* and PLANET Brazil are binned by 0.01, 0.01, and 0.02 days, respectively, for clarity. Note that the fittings were carried for unbinned light curves.

two triangular caustics appear near the central caustic, on the opposite side of the planet, as shown in Figure 2. The Danish (La Silla) data show a caustic entrance just prior to their last point, and the MOA and Canopus data confirm this entrance and trace its rise. From these data alone it is clear that the source has passed into the “depression” between the two triangular caustics and then passed over one of the two parallel caustic walls that bound this depressed region. See Figure 2. The subsequent data over the next day trace the path through a triangular caustic. A blind search of parameter space, in which χ^2 minimizations were done with various initial parameters, confirms that this is the only viable topology.

In addition to the three single-lens model parameters, the time of peak magnification t_0 , Einstein radius crossing time t_E , and the minimum impact parameter u_0 , the standard binary lens model has four more parameters, the planet–host mass ratio q , projected separation d , the angle of the source trajectory relative to the binary lens axis α , and source radius relative to the Einstein radius $\rho = \theta_*/\theta_E$, or the source radius crossing time $t_* = \rho t_E$. Note that ρ can be used to estimate angular Einstein radius θ_E by using the source angular radius θ_* which can be estimated from its color and apparent magnitude (Yoo et al. 2004a).

A simple heuristic argument can be given to derive q , d , and α from the gross characteristics of the light curve (Gould & Loeb 1992; Gaudi & Gould 1997). From the point-lens part of the light curve with the planetary perturbation excluded, we robustly find $t_0 \simeq 2454311$ JD, $t_E \simeq 55$ days, and $u_0 \simeq 0.08$.

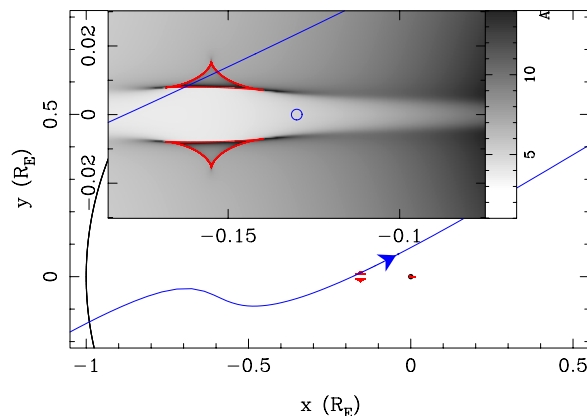


Figure 2. Caustics (red lines) and critical curves (black lines) of OGLE-2007-BLG-368 for the best model fitting ϵ with the Kepler constraint (see Section 3.3). The blue line represents the trajectory of the source. The inset shows the zoom around the planetary caustic crossing, where the gray scale indicates the magnification pattern. The circle in the inset represents the best fit source size.

The time and duration of the planetary deviation is $t_d \simeq 2454303$ JD and $\Delta t \simeq 1$ day, where we adopt the duration of the negative deviation relative to the single-lens model. By using these planet-model independent values, the position of the planet can be estimated as $d_- = (\sqrt{u_d^2 + 4} - u_d)/2 = 0.92$,

Table 1
Model Parameters

Model	t_0 (HJD')	t_E (days)	u_0	q (10^{-4})	d	α (rad)	ρ (10^{-3})	π_E	ϕ_E (rad)	ξ_E	ϕ_ξ (rad)	P_ξ (days)	ϵ	χ^2
Standard	4310.92	53.2	0.0825	1.27	0.9227	0.452	1.88	3306.3
σ	0.01	0.4	0.0008	0.02	0.0006	0.002	0.03
Parallax	4311.07	59.9	0.0765	0.77	0.9286	0.534	1.39	1.78	5.66	3008.4
σ	0.02	1.0	0.0011	0.04	0.0009	0.008	0.04	0.14	0.04
Xallarap*	4311.10	54.1	0.0790	0.89	0.9257	0.462	1.52	1.73	6.08	215.9	...	2934.9
σ	0.01	0.5	0.0008	0.02	0.0007	0.002	0.03
Xallarap* ^K	4311.12	53.2	0.0796	0.99	0.9252	0.438	1.61	0.21	6.18	102.4	...	2975.7
σ	0.01	0.6	0.0010	0.02	0.0008	0.002	0.03
Xallarap	4311.08	57.7	0.0781	0.85	0.9266	0.516	1.46	0.35	6.20	103.0	0.48	2919.0
σ	0.01	0.6	0.0009	0.02	0.0007	0.002	0.03
Xallarap ^K	4311.12	55.4	0.0793	0.95	0.9255	0.478	1.55	0.16	4.73	106.3	0.77	2936.9
σ	0.01	0.5	0.0007	0.02	0.0006	0.002	0.03
$\sigma_{\text{systematic}}$	0.01	2.3	0.0022	0.21	0.0019	0.039	0.21

Notes. Standard model includes neither parallax nor xallarap effects. HJD' = HJD-2450000. Models with superscripts “*” and “K” indicate fixed $\epsilon = 0$ and Kepler constraint $M_s = M_c = 1 M_\odot$, respectively. The lines with “ σ ” list the 1σ error of parameters given by MCMC, for which the xallarap parameters are fixed at the best values for the xallarap models because xallarap parameters are strongly degenerate and it is hard to satisfy the convergence criteria. $\sigma_{\text{systematic}}$ indicates the systematic errors (see Section 4).

where $u_d = \sqrt{\tau(t_d)^2 + u_0^2} = 0.166$ and $\tau(t_d) = (t_d - t_0)/t_E$. The angle of the source trajectory relative to the binary lens axis, α , can be given by $\sin \alpha = u_0/u_d = 0.48$, therefore $\alpha = 0.5$ rad. The separation of the two triangular caustics is given by $d_{\text{caus}} = 2(\gamma - 1)^{1/2}$ in the unit of the planet angular Einstein radius $\theta_p = q^{1/2}\theta_E$ (Schneider et al. 1992), where $\gamma = d_-^{-2}$ is the shear. The duration required to pass the “depression” between the two triangular caustics is given by $\Delta t = 2(\gamma - 1)^{1/2}q^{1/2}(\csc \alpha)t_E$. Therefore, we find that the planet has the sub-Saturn mass ratio, $q \sim 1 \times 10^{-4}$. From the light curve around JD= 2454303, we can roughly find the time it takes the source radius to cross the caustic $t_{\text{cross}} \simeq 0.23$ days. Therefore, the source radius crossing time can be estimated as $t_* = t_{\text{cross}} \sin \alpha \sim 0.1$ day. These first-order estimates of the planetary modeling are very robust. The actual light-curve modeling will investigate several higher-order effects and possible systematics, but all within the context of the topology defined by Figure 2, and the main conclusions remain robust.

The light-curve modeling was done by two independent codes. One uses the hybrid point-source, individual image ray-shooting method of Bennett (2009), which has been developed from the first completely general finite-source binary lens calculations of Bennett & Rhie (1996). The other uses the same basic strategy, but was independently written by MOA. The best fit binary lens model was found by the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method (Verde et al. 2003). The Markov chains of preliminary runs were used to derive the optimal directions and step sizes for exploring parameter space. The resultant distribution of the chains gives us the best fit parameters and their errors. We use a linear limb-darkening model for the source star using the coefficients, $u = 0.5250$ for I -band, 0.6834 for V , 0.3434 for H and $u = 0.566$ for MOA-Red which is a mean of R and I , from Claret (2000) for a G6 type source star with $T = 5750$ K and $\log g = 4$, which is based on the best fit source $V - I$ color (see Section 5). The best fit source and blend are plotted in the color-magnitude diagram (CMD; Figure 3). The best fit standard binary lens model has a planetary mass ratio of $q = 1.3 \times 10^{-4}$ and other parameters as listed in Table 1, in which q , d and α the source radius crossing time, $t_* = \rho t_E = 0.1$ day are consistent with the first order estimates given above.

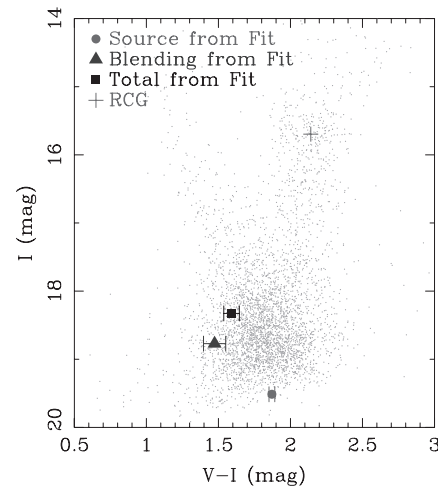


Figure 3. OGLE ($V - I, I$) color-magnitude diagram around OGLE-2007-BLG-368. The filled circle and triangle indicate the source and blended light from the fit, respectively. The filled square represents the total flux of the source and blend. Here the errors in I are too small to be visible. The cross indicates the center of the RCG.

However, the overall light curve shows asymmetric residuals about the primary peak, which suggests either the microlensing parallax effect (Gould 1992; Alcock et al. 1995; Smith et al. 2002) by which the Earth’s orbital motion distorts the light curve and/or the xallarap effect, which is a similar distortion caused by the orbital motion of a binary source (Griest & Hu 1992; Han & Gould 1997). Therefore, we compare the data to models that included parallax and xallarap.

3.1. Microlensing Parallax

The parallax effect is represented by two additional parameters, an amplitude $\pi_E = \pi_{\text{rel}}/\theta_E$, i.e., the lens-source relative parallax $\pi_{\text{rel}} = (\pi_1 - \pi_s)$ in unit of the angular Einstein radius $\theta_E = R_E/D_l$, and a direction of the relative source-lens proper motion relative to north toward east ϕ_E , where D_l is the distance to the lens. As shown in Table 1, the best fit parallax model

improves χ^2 by $\Delta\chi^2 = 298$ relative to the best standard binary model. If this parallax model were the correct model, we could derive the lens mass $M = \theta_E/(\kappa\pi_E) = 0.040 \pm 0.005 M_\odot$, and distance $D_l = \text{AU}/\pi_l = 867 \pm 93 \text{ pc}$, for this model of the lens (Gould 1992). Here $\kappa = 4G/c^2 \text{AU} = 8.144 \text{ mas } M_\odot^{-1}$ (milliarcsec per solar mass) and we have assumed the source distance $D_s = \text{AU}/\pi_s = 8.0 \pm 1.4 \text{ kpc}$ where the error is based on 17% standard deviation in the Galactic bar model (Han & Gould 2003). This model implies that the lens is a nearby brown dwarf. However, as shown in the next section, the best xallarap model yields a significantly better χ^2 , with an improvement by $\Delta\chi^2 = 89.4$. Furthermore, if the signal were due to parallax, we should have found the best xallarap model with the same (R.A. $_\xi$, decl. $_\xi$) values as the celestial coordinates of the source as seen from the Earth (R.A., decl.) = (269 $^\circ$ 1, -32 $^\circ$ 2) when its period of the source orbital motion, eccentricity, and perihelion, celestial pole are fixed as the values of Earth's orbit. However, we obtained the best model with (R.A. $_\xi$, decl. $_\xi$) = (309 $^\circ$ 4, -24 $^\circ$ 0) \pm (0 $^\circ$ 5, 0 $^\circ$ 2), which is inconsistent with the expected values for parallax. We conclude that this distortion is not likely due solely to parallax.

3.2. Xallarap

If the orbit is assumed to be circular, and the companion assumed to generate negligible flux compared to the source, the xallarap effect can be represented by five additional parameters, an amplitude, $\xi_E = a_s/\hat{r}_E$, that is the semimajor axis of the source's orbit, a_s , in the unit of the Einstein radius projected on the source plane, $\hat{r}_E = R_E D_s/D_l$, the direction of the relative source-lens proper motion, ϕ_ξ , the direction of observer relative to the source orbital axis, R.A. $_\xi$ and decl. $_\xi$, orbital period, P_ξ . For an elliptical orbit, two additional parameters are required, the orbital eccentricity, ϵ and time of perihelion, t_{peri} .

The best xallarap model, with ϵ fixed at $\epsilon = 0$ and with ϵ as a free parameter, improved χ^2 by $\Delta\chi^2 = 74$ and 89, respectively, relative to the best parallax model. The best fit parameters are listed in Table 1. We also fitted models with a bright binary companion, but in every case, the dark binary companion provided the best fit. Therefore, we keep only models having companions with negligible flux compared to the source in the following analysis, which would be appropriate for a white dwarf or M dwarf companion.

In Figure 4, we show the χ^2 of the best xallarap models as a function of P_ξ with orbital eccentricity fixed at $\epsilon = 0$ and fitting for ϵ . One can see that xallarap models are significantly better than the best parallax model, and that the xallarap model in which ϵ is a free parameter is slightly better than the model fixing $\epsilon = 0$. For the xallarap models, χ^2 is flat for $P_\xi \geq 150$ days, in which regime P_ξ and ξ_E are strongly degenerate.

Of course, every microlensing event must have a non-zero microlensing parallax, but the addition of parallax to these xallarap models did not provide a significant χ^2 improvement. The parallax and xallarap parameters are highly degenerate and tend to complicate the analysis, so we have excluded parallax from most of our xallarap models.

3.3. Xallarap with the Kepler Constraint

In Section 3.2, the model with the lowest χ^2 is the xallarap model with non-zero ϵ . However, this model leads to a xallarap amplitude of $\xi_E = 0.35$, which is larger than would be induced by a "normal" main-sequence companion, where ξ_E

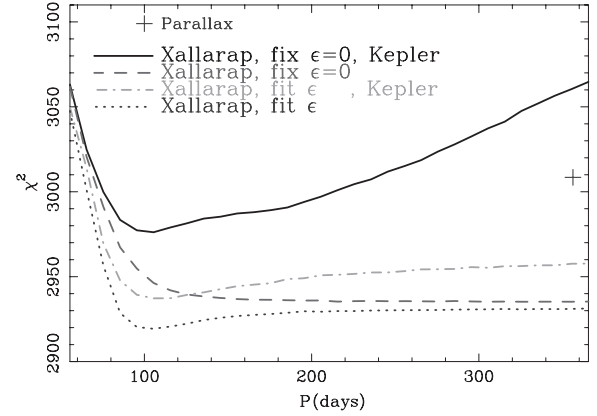


Figure 4. χ^2 of the best xallarap model as a function of the orbital period of the source star and its companion. The solid and dashed lines indicate the model with fixed orbital eccentricity $\epsilon = 0$ with and without the Kepler constraint, respectively. The dot-dashed and dotted lines indicate the model allowing a free-fit of ϵ subject and not subject to the Kepler constraint, respectively. The best parallax model is plotted as a “+” for comparison.

is expressed, making use of Kepler's third law, by

$$\xi_E = \frac{a_s}{\hat{r}_E} = \frac{1 \text{ AU}}{\hat{r}_E} \left(\frac{M_c}{M_\odot} \right) \left(\frac{M_\odot}{M_c + M_s} \frac{P_\xi}{1 \text{ yr}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (1)$$

From this equation and parameters for this model, the lower limit of the companion mass to the source is given by

$$M_c \geq \xi_E^3 \hat{r}_E^3 \left(\frac{P_\xi}{1 \text{ yr}} \right)^{-2} \sim 50 M_\odot, \quad (2)$$

which would imply a black hole companion, since a $50 M_\odot$ star would exceed our upper limit on the brightness of a companion to the source by more than 5 mag.

Black holes are quite rare compared to stars, so we should consider the prospect of a more normal stellar companion. We can use Kepler's third law, the projected Einstein radius, \hat{r}_E , source mass, M_s , and the source companion mass, M_c , to constrain the magnitude of the xallarap vector ξ_E (Bennett et al. 2008; Dong et al. 2009b). From Section 5, we derive $M_s = 0.9 \pm 0.1 M_\odot$ and assume a white dwarf companion $M_c = 1.0 \pm 0.4 M_\odot$ (which would be the most massive dark companion with a plausible a priori probability). Inserting these masses and other relevant parameters into Equation (1), the maximum allowed ξ_E for the best xallarap models for the circular orbit xallarap and non-zero ϵ models are given by

$$\xi_{E,\text{max}} = 0.11 \pm 0.04 (\epsilon = 0) \text{ and } 0.06 \pm 0.02 (\epsilon \text{ free}), \quad (3)$$

where the error is estimated from the errors in θ_s , M_s , and M_c .

Because our best fit values of $\xi_E = 1.73$ and 0.35 for the circular orbit and non-zero ϵ are much larger than $\xi_{E,\text{max}}$ given above, they are inconsistent with our upper limit on the source companion mass. To find the best xallarap model that is allowed by Kepler's third law, we have done MCMC runs with an additional constraint contribution to χ^2 given by

$$\chi_{\text{orb}}^2 = \Theta(\xi_E - \xi_{E,\text{max}}) \left(\frac{\xi_{E,\text{max}} - \xi_E}{\sigma_{\xi_{E,\text{max}}}} \right)^2. \quad (4)$$

where $\xi_{E,\text{max}}$ is evaluated by Equation (1) with parameters in each step of the MCMC and fixed values of $M_s = M_c = 1 M_\odot$

and 50% error in $\xi_{E,\max}$, which depend only weakly on other parameters. Here, Θ is the Heaviside step function.

In Table 1, we show the best fit model parameters and χ^2 for the circular orbit and non-zero ϵ cases. In Figure 4, we show the χ^2 of the best-fit xallarap models with the Kepler constraint as a function of P_ξ . One can see that if we impose the Kepler constraint, the xallarap solution with ϵ free is better than the case of fixed $\epsilon = 0$ by $\Delta\chi^2 = 39$. Although this χ^2 is worse, by $\Delta\chi^2 = 18$, than the model without the Kepler constraint, this is the best model that is allowed for a plausible companion mass.

4. THE ERRORS IN PARAMETERS WITH SYSTEMATICS

We have investigated second-order effects to explain the clear asymmetry about the peak in Sections 3.1, 3.2, and 3.3. We also searched for models with an additional mass besides the lens star and planet, but neither an additional stellar or planetary companion to the lens star could account for observed light-curve asymmetry.

We are sure that there is an asymmetry in the light curve, because we see qualitatively similar trends in both MOA and OGLE light curves as shown in Figure 5, which have different typical seeing and were reduced by independent pipelines. However, we are not fully confident that this xallarap amplitude is correct because of the unphysically large ξ_E and an additional factor: there is a bright red clump giant (RCG) star with $(V-I, I) = (2.01, 15.56)$ at the northeast corner of the Keck AO image (see details in Section 6) in Figure 6, which is only $1''.1$ away from the source. The wing of the giant star PSF interferes with photometry of the source on the OGLE images, with typical seeing of $\sim 1''.2$, and even worse in the MOA images, with typical seeing of $\sim 2''.0$. The differential atmospheric extinction and refraction may cause systematic asymmetry on the light curve. Here the differential refraction causes the positional shift of the target on the sky, which generates residuals on the subtracted images in DIA. These effects depend on the color of stars and air mass. The mean air mass changes slowly during the event because the mean elevation of the target changes in season. They can generally be reduced by choosing the reference stars with the similar color as the target for aligning the image coordinates and solving the kernel in DIA. However, the effects due to the blending star with different color from the target are hard to remove. In particular, subtle effects on the bright blending star can cause significant effects on the faint target. So the photometry of this event is challenging. We tested the modeling with data points taken at air mass > 1.3 removed, but this does not make any significant difference. When we model by first removing either the OGLE or MOA data set, the results are qualitatively unchanged.

As argued in Section 3, the planetary deviation is clearly detected, and the planet parameters can be estimated robustly by simple inspection. Although our analysis of the parallax and xallarap fits indicate the presence of unrecognized systematic errors in the data, these errors do not affect these basic inferences about the planet itself. Therefore, we are only interested in robustly estimating the parallax or xallarap parameters to the extent that they can provide additional information about the lens. However, having discarded the parallax model for the asymmetry, the xallarap parameters themselves provide no new information about the lens, and are therefore of no intrinsic interest to us. We therefore do not further investigate the cause of the systematics in the light curve, and instead seek only to determine the (relatively minor) extent to which these systematics affect our precise determination of the planetary parameters. To

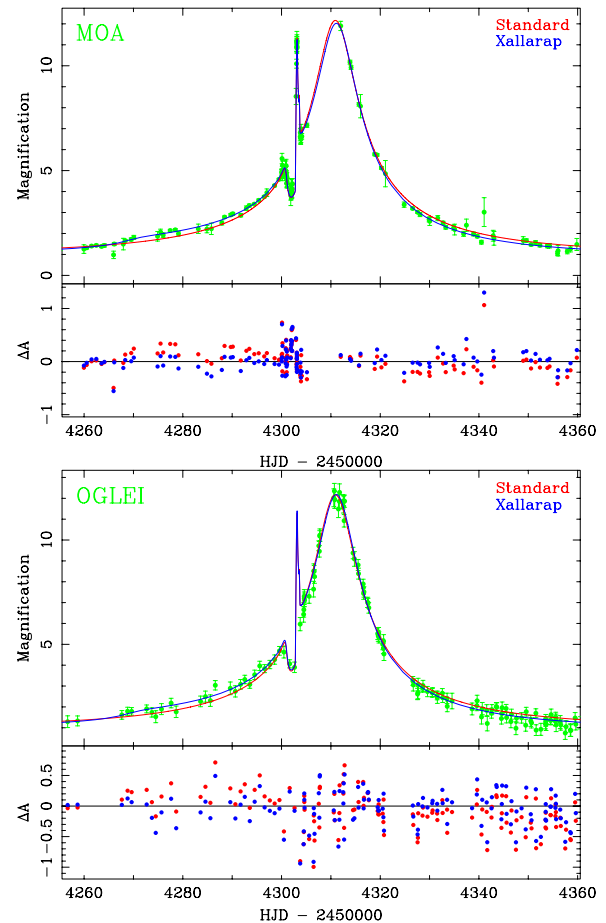


Figure 5. Light curves of MOA-Red (top panel) and OGLE I (bottom panel) with the best standard (red line and residual) and xallarap models with ϵ being fit subject to the Kepler constraint (blue line and residual). Here MOA data are binned by 1 day outside of the planetary signal at JD-2450000 = 4300-4304. We can see a similar asymmetry in both light curves which are well fitted by the xallarap model in both cases.

do this, we consider the standard and all the possible xallarap models shown in Table 1 as viable, and take the differences of the parameters as the size of the systematic errors. We take parameters of the xallarap model with non-zero ϵ and the Kepler constraint (indicated as Xallarap^K in Table 1), as the median. The resultant systematic errors are listed in Table 1 and $I_{s,\text{OGLE}} = 19.51 \pm 0.03$ mag and $I_{b,\text{OGLE}} = 18.77 \pm 0.02$ mag. The values and errors in the following sections are estimated taking these systematic errors into account.

5. SOURCE STAR CHARACTERIZATION

We must determine the source star angular radius, θ_* , in order to determine the angular Einstein radius, θ_E , from the light-curve parameters. Since we do not have infrared light-curve data of high enough quality to accurately measure the source brightness in the infrared (Gould et al. 2009; Bennett et al. 2009), we use the two-filter method of Yoo et al. (2004a) to determine θ_* . The values and errors stated in this section are the final values including systematic errors, as they are subsequently re-estimated after Section 4. However, these are qualitatively the

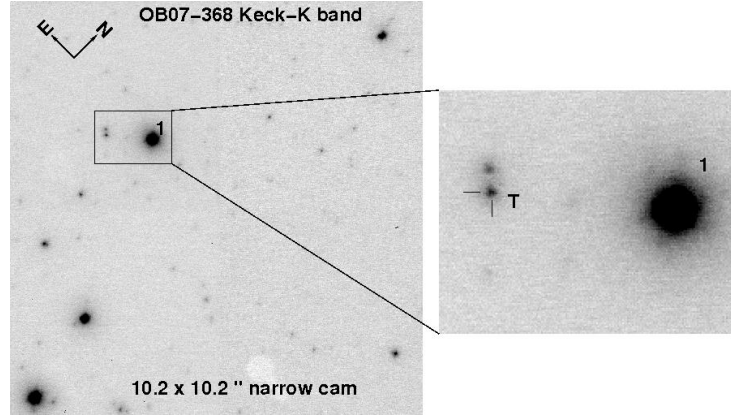


Figure 6. *K*-band Keck AO narrow camera image of OGLE-2007-BLG-368. The magnified source position on the OGLE difference image is marked as “T” with an error of ~ 2.5 pixels (25 mas) in the *K*-band, where the coordinate is aligned by using the five brightest stars in the *K*-band image. This object is almost certainly the source, the lens and/or their companion. Blending with a random interloper is unlikely with this stellar density (see Section 6). The bright RCG star marked as “1” is $1''.1$ way from the source, whose PSF tail covers the source on OGLE image with typical seeing of $1''.2$.

same within the errors as the original results used for the initial light-curve modeling in Section 3.

5.1. Extinction Correction

The *V* and *I* magnitudes of the source star from the light-curve fit (see Section 3) must be corrected for the extinction and reddening due to the interstellar dust to infer the spectral type of the source. Because this field is out of the OGLE-II extinction map (Sumi 2004), we estimate the extinction and reddening to the source by using RCG, which are known to be an approximate standard candle (Stanek et al. 1997; Paczyński & Stanek 1998). Figure 3 shows the calibrated OGLE CMD in 3×3 arcmin² field around the event [(*l*, *b*) = (358°3488, $-3^\circ 6861$)]. From this CMD, we find the RCG centroid:

$$(V - I, I)_{\text{RC,obs}} = (2.14, 15.70), \quad (5)$$

where the errors are negligible comparing to the intrinsic error in the RCG centroid, as described below.

We adopt the intrinsic RCG magnitude $M_{I,\text{RC},0} = -0.25 \pm 0.05$, $M_{V,\text{RC},0} = 0.79 \pm 0.08$ and color $(V - I)_{\text{RC},0} = 1.04 \pm 0.08$ from Bennett et al. (2008) which is based on Girardi & Salaris (2001) and Salaris & Girardi (2002), where the error is assigned based on the size of the theoretical corrections to the RCG magnitudes. Taking account of the bar structure of the Galactic bulge, the offset of the distance modulus (DM) between the GC that is assumed to be at 8.0 ± 0.5 kpc (Reid 1993) and the average stars in the field have $\Delta\text{DM} = 0.00 \pm 0.05$ (Nishiyama et al. 2005). So the dereddened RCG centroid in the field is expected to be

$$(V - I, I)_{\text{RC},0} = (1.04, 14.27) \pm (0.08, 0.15). \quad (6)$$

Comparing these centroids (Equations (5) and (6)), we find the average reddening and extinction in this field is

$$(E(V - I), A_I) = (1.10, 1.43) \pm (0.08, 0.15), \quad (7)$$

where $R_{VI} = A_V/E(V - I) = 2.30$, which corresponds to $R_V = 2.64$ (Cardelli et al. 1989). Applying this average extinction to this event, the source’s $(V - I, I)_{\text{s,OGLE}}$ from

fitting of the well calibrated OGLE *V* and *I* light curve and the dereddened source magnitude and color $(V - I, I)_{\text{s},0}$ are

$$(V - I, I)_{\text{s,OGLE}} = (1.85, 19.51) \pm (0.06, 0.03), \quad (8)$$

$$(V - I, I)_{\text{s,OGLE},0} = (0.75, 18.08) \pm (0.10, 0.16). \quad (9)$$

Independently, the dereddened source color, $(V - I)_{\text{s,CTIO},0} = 0.77 \pm 0.02 \pm 0.08$, is estimated by comparing $(V - I)_{\text{RC},0}$, the CTIO RCG color and the CTIO source color $(V - I)_{\text{s,CTIO}}$ which is given by the model-independent regression of CTIO *V* and *I* light curves. This is consistent with $(V - I)_{\text{s,OGLE},0}$, but more accurate. In the following analysis, we adopt the value

$$(V - I, I)_{\text{s},0} = (0.77, 18.08) \pm (0.08, 0.16), \quad (10)$$

which implies that the source is a mid-G star in the bulge (Bessell & Brett 1988) with mass of $M_s = 0.9 \pm 0.1 M_\odot$ (Schmidt-Kaler 1982). The reddened $(V - I, I)_s$ is plotted in Figure 3.

The dereddened blended light from the light curve is

$$(V, I)_{\text{b},0} = (17.71, 17.34) \pm (0.18, 0.15). \quad (11)$$

Note that if this blended light is from the lens or companion of the lens, these values may be over-corrected for extinction because these objects are in front of the source. Thus, these magnitudes can be used as an upper limit on the combined light of the lens, any companion of the lens, and the source in the following analysis.

5.2. Source Star Angular Radius

Following Yoo et al. (2004a), the dereddened source color and brightness $(V - K, K)_{\text{s},0} = (1.69, 17.16)$ are estimated using the observed $(V - I, I)_{\text{s},0}$ as given by Equation (10) and the color-color relation (Bessell & Brett 1988). By using this $(V - K, K)_{\text{s},0}$ and the empirical color/brightness-radius relation by Kervella et al. (2004), we estimate the source angular radius, $\theta_* = 0.81 \pm 0.07 \mu\text{as}$, where the error includes uncertainty in the color conversion and the color/brightness-radius relation. On the other hand, $(V - I, I)_{\text{s},0}$ and optical color/brightness-radius relation by Kervella & Fouqué (2008)

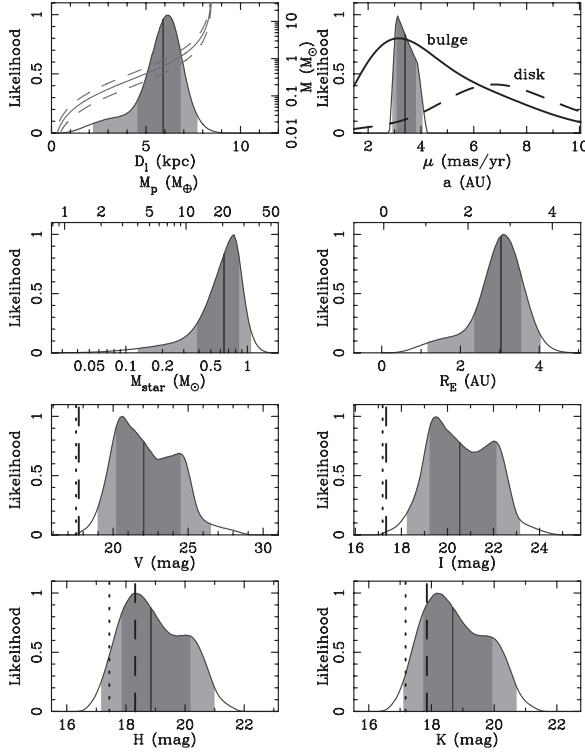


Figure 7. Probability distributions from a Bayesian analysis for the distance, D_l , transverse velocity, v_t , mass, M_{star} , Einstein radius (R_E), V , I , H , and K -band magnitudes of the primary star of the lens system. The vertical solid lines indicate the median values. The dark and light gray shaded regions indicate the 1σ and 2σ limits. The gray solid and dashed curves in the top-left panel indicate the mass–distance relation of the lens from the measurement of θ_E with 1σ errors, respectively, assuming $D_s = 8$ kpc. Note D_s is not fixed in the actual Bayesian analysis. Thick solid and dashed lines in the top-right panel represent the typical μ distributions of the bulge and disk lens populations, respectively. The vertical dashed and dotted lines in the V , I , H , and K -band panels represent observed upper limit and 1σ error, respectively.

yields $\theta_* = 0.83 \pm 0.05 \mu\text{as}$, which is consistent with above. We adopt the mean of these estimates,

$$\theta_* = 0.82 \pm 0.07 \mu\text{as}. \quad (12)$$

The angular and projected Einstein radii, and lens–source relative proper motion μ are estimated, respectively, as

$$\theta_E = \frac{\theta_*}{\rho} = 529 \pm 84 \mu\text{as}, \quad (13)$$

$$\hat{r}_E = \theta_E \times D_s = [4.2 \pm 0.7] \left(\frac{D_s}{8 \text{ kpc}} \right) \text{ AU}. \quad (14)$$

$$\mu = \frac{\theta_E}{t_E} = 3.5 \pm 0.6 \text{ mas yr}^{-1}. \quad (15)$$

As shown in the top right panel of Figure 7, the measured value of $\mu = 3.5 \text{ mas yr}^{-1}$ is typical for the bulge lenses but smaller than the typical value for disk lenses, $5\text{--}10 \text{ mas yr}^{-1}$, although it is not inconsistent with a disk lens.

6. KECK AO OBSERVATION

H and K AO images of the event were taken by the Keck telescope at HJD = 2454332.77689 and 2454332.77977, respectively. The magnification at the time of the Keck images

are taken is $A_{\text{Keck}} = 2.490$. The magnified source position on the OGLE difference image is marked with the error of ~ 2.5 pixels (25 mas) in the K -band. From the Keck K -band image, the density of ambient stars with 3σ detection limit that correspond to $K \leq 18.1$ mag, is $\sim 0.3 \text{ arcsec}^{-2}$. We conservatively assume that the separation of two stars must be more than the measured FWHM of the PSF of 0.08 arcsec in order to be separately resolved. Therefore, the probability of blending with any random interloper, that is not related with this event, is only $\sim 0.6\%$, implying this object is almost certainly the source, the lens and/or their companion. The H and K magnitude were measured by PSF photometry and calibrated to the Two Micron All Sky Survey (2MASS) system using the H and K images taken by the IRSF telescope in South Africa, following the method in Janczak et al. (2010),

$$(H, K)_{s, \text{Keck}} = (16.53, 16.23) \pm (0.03, 0.02), \quad (16)$$

and the magnitudes corrected for extinction given by $A_H/A_V = 0.176$ and $A_K/A_V = 0.105$, which are estimated by using Cardelli et al. (1989)'s law with the $R_V = 2.64$ measured above, are

$$(H, K)_{s,0, \text{Keck}} = (16.09, 15.96) \pm (0.04, 0.03). \quad (17)$$

The $I-H$ and $I-K$ source colors are estimated from $(V-I)_{s,0}$ given by light-curve fitting (Equation (10)) by using the color–color relations of Bessell & Brett (1988),

$$(I-H, I-K)_{s,0} = (0.86_{-0.12}^{+0.11}, 0.92_{-0.13}^{+0.12}). \quad (18)$$

Therefore, H and K source magnitudes are given as

$$(H, K)_{s,0} = (17.23_{-0.19}^{+0.20}, 17.16 \pm 0.20). \quad (19)$$

Then, the magnitude of the source when the Keck images were taken are

$$\begin{aligned} (H, K)_{s,0} - 2.5(\log[A_{\text{Keck}}], \log[A_{\text{Keck}}]) \\ = (16.23_{-0.19}^{+0.20}, 16.17 \pm 0.20). \end{aligned} \quad (20)$$

By subtracting Equation (20) from Equation (17), we have the magnitude of the lens and/or companion of the lens or source, which serve as an upper mass limit of the lens

$$(H, K)_{l, \text{max},0} = (18.3_{-0.9}^{+\infty}, 17.9_{-0.7}^{+\infty}). \quad (21)$$

This K -band magnitude implies that the upper limit of the lens is an early G dwarf with mass of $M_{l, \text{max}} = 1.0_{-\infty}^{+0.2} M_{\odot}$ from (Schmidt-Kaler 1982; Bessell & Brett 1988). These H and K -band upper limits are used for constraining lens star in Section 7. If we could obtain a second epoch AO observation that gave us the baseline photometry, we would be able to constrain $(H, K)_{l, \text{max},0}$, much better.

For other (brighter) events, we have found that the H -band source magnitude estimated by fitting the CTIO H -band light curve gives a more precise value for the H magnitude of the source. But when we attempt such an analysis for this event, we find significant indications of systematic errors. This is not very surprising because this target does not reach high magnification and is heavily blended with a nearby bright star. Also, because of the bright infrared sky brightness, the CTIO H -band images do not go as deep as the optical images. Therefore, we do not use this CTIO H -band source magnitude in the following analysis.

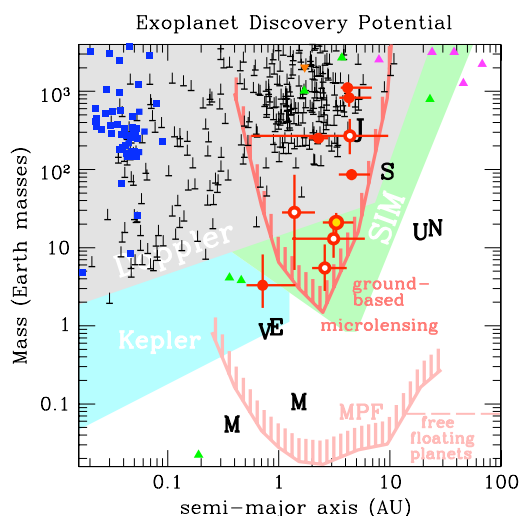


Figure 8. Known exoplanets as a function of mass vs. semimajor axis, along with the predicted sensitivity curves for various methods. The red filled and open circles with error bars indicate the microlensing planets with mass measurements and mass estimated by Bayesian analysis, respectively (see Section 7.2). OGLE-2007-BLG-368Lb is indicated by the gold-filled open circle. The blue dots represent the planets first detected via transit. The black bars with upward-pointing error bars (indicating $1\sigma \sin i$ uncertainty) are the radial velocity planet detections. The green and magenta triangles indicate the planets found by timing (including the pulsar planets) and by direct detection, respectively. The yellow, cyan, and light green shaded regions indicate the expected sensitivity limits of the radial velocity, *Kepler* and *SIM* space missions. The red and pink curves indicate the predicted lower sensitivity limits for a ground-based and space-based (Bennett & Rhie 2002) microlensing planet search program, respectively. The solar system's planets are indicated with black letters.

7. LENS SYSTEM MASSES AND DISTANCE

The lens system mass, M_l , distance, D_l , and lens-source relative velocity are directly constrained by only two measured parameters, the Einstein radius crossing time, t_E , and the angular Einstein radius, θ_E . However, we can further constrain them by a Bayesian analysis using a model of Galactic kinematics (Alcock et al. 1995; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Bennett et al. 2008). The mass of the planet can be determined to the same precision as M_l because the uncertainty in the mass ratio, q , is much smaller than the uncertainty in the Bayesian estimate of M_l .

7.1. Planetary System Parameter for OGLE-2007-BLG-368Lb

For this event, we observed finite source effects from which we measured the angular Einstein radius θ_E (Equation (13)), or equivalently the proper motion μ (Equation (15)), of the lens system. So we can break one link of the three-fold degeneracy by the relation,

$$\theta_E^2 = \kappa M \pi_{\text{rel}}. \quad (22)$$

To produce the likelihood distributions shown in Figure 7, we compute the likelihood by combining this equation and the measured values of θ_E and t_E with the Galactic model (Han & Gould 2003) assuming the distance to the GC is 8 kpc. Here systematic errors in parameters estimated in Section 4 are taken into account. This analysis yields that the primary is a K-dwarf with mass of $M_l = 0.64^{+0.21}_{-0.26} M_\odot$ at $D_l = 5.9^{+0.9}_{-1.4}$ kpc and a planetary mass of $M_p = 6.1^{+2.0}_{-2.4} \times 10^{-5} M_\odot = 20^{+7}_{-8} M_\oplus$ and projected separation of $r_\perp = 2.8^{+0.5}_{-0.6}$ AU. The physical

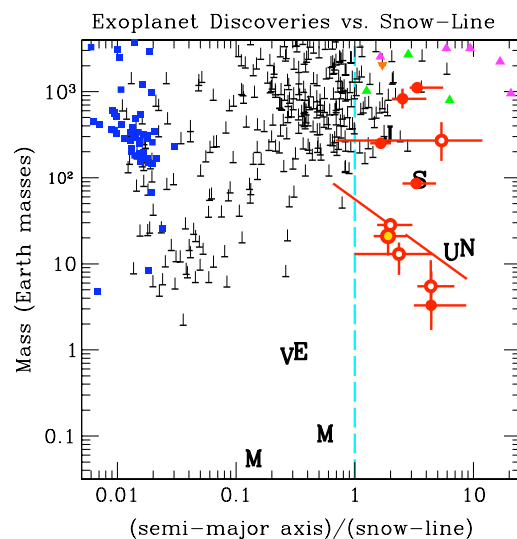


Figure 9. Known exoplanets as a function of mass vs. semimajor axis divided by the snow-line, which is taken to be at $a_{\text{snow}} = 2.7 \text{ AU } M/M_\odot$. As in Figure 8, microlensing planets are indicated by red filled and open circles with error bars (see Section 7.2). OGLE-2007-BLG-368Lb is indicated by the gold-filled open circle. Blue dots represent the planets first detected by transits. The black bars with upward-pointing error bars are the planets detected via the radial velocity. The green and magenta triangles indicate the planets found by timing (including the pulsar planets) and by direct detection, respectively.

three-dimensional separation $a = 3.3^{+1.4}_{-0.8}$ AU, can be estimated statistically by putting a planetary orbit at random inclination and phase (Gould & Loeb 1992). The lens-source relative proper motion $\mu = 3.3^{+0.4}_{-0.3} \text{ mas yr}^{-1}$, which is consistent with the value given by Equation (15), favors that the lens is in the bulge rather than the disk in which typically $\mu = 5\text{--}10 \text{ mas yr}^{-1}$.

7.2. Comparison to Other Known Exoplanets

Figures 8 and 9 compare the masses and semimajor axes of the planets found by microlensing to those found by other methods. Figure 9 takes into account the different masses of the primary stars and uses the ratio of the semimajor axis to the position of the snow-line as the x-axis parameter in order to display the data in a way more relevant to planet formation theories.

The positions of all the microlensing planets on these plots are determined by a Bayesian analysis similar to the one we present for OGLE-2007-BLG-368Lb. However, there is a crucial distinction. The events plotted with red filled circle and error bars have masses determined either by microlensing parallax measurements or by direct identification of the lens star in *Hubble Space Telescope* (*HST*) images, so these can be considered to be actual measurements. The other microlensing planets, plotted with red open circle and error bars, are like OGLE-2007-BLG-368Lb, in that the light-curve measurements do not directly determine the lens system mass. For these events, the derived parameters have a significant dependence on the assumed prior, and we must be careful not to over-interpret the results. For example, we cannot use the results of these Bayesian analyses to study the probability that a star will host a planet as a function of its mass, because these estimates of the host star mass depend upon our prior assumptions about this planet hosting probability. Instead, such questions must be studied with a new Bayesian analysis using only directly measured quantities as constraints.

There are planetary microlensing events that warrant some additional discussion. The Bayesian analyses for these events yield double-peaked likelihood functions. This gives results that are extremely sensitive to the prior assumptions, so one should not directly use the Bayesian results in these cases. Event MOA-2007-BLG-400 has a severe $d \leftrightarrow 1/d$ model degeneracy, which yields a factor of 10 uncertainty in the projected star–planet separation. We extend the error bars from the 1σ lower limit on the semimajor axis from the $d < 1$ solution to the 1σ upper limit from the $d > 1$ solution.

The other ambiguous planet is MOA-2008-BLG-310Lb (Janczak et al. 2010). This event is unusual because the kinematics favors a low-mass primary of $\sim 0.1 M_{\odot}$, while the excess flux seen in VLT/NACO images of the source star suggests a much more massive planetary host star with $M \sim 0.7 M_{\odot}$. But this excess flux could be due to a companion to the lens, source, or the chance superposition of an unrelated star. So the Bayesian analysis yields two peaks for the lens star (and planet) masses, but the relative weighting of these two peaks is quite sensitive to the assumed prior. So, as with MOA-2007-BLG-400, we use the 1σ upper and lower limits on the high-mass and low-mass solutions for our error bars for this event. For the central point, we use the geometric mean of the peaks of the high-mass and low-mass solutions.

8. CONSTRAINTS ON THE PLANETARY MASS FUNCTION

In Figures 8 and 9, it appears that the distribution of planets found by microlensing is roughly independent of mass above $1 M_{\oplus}$, with perhaps a peak at $M \sim 10 M_{\oplus}$. However, the probability that a planet can be detected by microlensing depends on its mass, and these figures have not been corrected for the planet detection efficiency (Albrow et al. 2000; Gaudi & Sackett 2000; Rhie et al. 2000). A full calculation of the planet detection efficiency (A. Cassan et al. 2010, in preparation) including detailed assessments of various potential systematics is beyond the scope of this paper, but we can obtain interesting constraints on the planetary mass function using a simple model for the relative planet detection efficiency.

For events with signals due to the planetary caustic (Gould & Loeb 1992), there are some simple theoretical arguments regarding the dependence of the planet detection efficiency on the mass ratio, q . If we ignore finite source effects, which are usually unimportant for planets with masses $\gtrsim 10 M_{\oplus}$ (Bennett & Rhie 1996), then the planetary caustic shape is nearly independent of q , and its area scales as q . We can define a planet detection region as the area of the lens magnification pattern that differs from the single-lens light curve (Paczynski 1986) by more than some threshold (either relative or absolute). With such a definition, the area of the planet detection region will scale as the size of the planetary caustic, as q . Then the probability that a given source trajectory will cross the planet detection region scales as the linear dimension of this region, which goes as $q^{1/2}$. So, in the limit of very good light curve coverage, the planet detection efficiency for planetary caustic events should scale as $q^{1/2}$. However, the duration of the planetary deviation also scales as $q^{1/2}$, and with sparse light curve coverage or large photometric error bars, the detection efficiency can scale as steeply as q . In general, we expect that situation to be in between these extremes for planetary caustic events, so that we should expect the planet detection efficiency to have some scaling intermediate between $q^{1/2}$ and q . We have calculated the detection efficiency for OGLE-2007-BLG-368 using the

method of Rhie et al. (2000). Of course, it would be inconsistent to use the follow-up data that were taken because the planetary signal was recognized in such a calculation, so we have only included the regularly scheduled survey data in this calculation. The dependence of the detection efficiency on the detection threshold in different alert systems is negligible compared to the dependence on the light-curve coverage of the data set. This calculation gives a detection efficiency for OGLE-2007-BLG-368 that scales as $\sim q^{0.8}$ at the range of q appropriate for Neptune-mass to Jupiter-mass planets. This same scaling also holds true for the two other microlensing planets discovered through planetary caustic deviations, OGLE-2003-BLG-235 and OGLE-2005-BLG-390 (Kubas et al. 2008). For all the calculations in this section, we assume that the distribution of planets is uniform in $\log(d)$ for all separations, d , and we sum over all separations.

The situation is somewhat different for high magnification microlensing events, which are detected through perturbations of the central caustic. Since the linear size of the central caustic scales as q (Dominik 1999), one might expect that the detection efficiency would scale more steeply than q for the same reasons that the planetary caustic planet detection efficiency scales more steeply than $q^{1/2}$, but this is not the case. The reason for this is that for events of sufficiently high magnification, $A_{\max} > 50$ or so, the planet detection efficiency for Jupiter-mass planets saturates at 1 for a wide range of separations. This is, in fact, the main reason why the observing groups focus on high magnification events (Griest & Safizadeh 1998). The planet detection efficiency has been calculated for a number of high magnification events (Albrow et al. 2001; Gaudi et al. 2002; Rattenbury et al. 2002; Abe et al. 2004; Yoo et al. 2004b; Dong et al. 2006; Bennett et al. 2008; Nagaya 2009; Yee et al. 2009; Batista et al. 2009), and these events reveal detection efficiency scalings that range from $q^{0.7}$, for MOA-2006-BLG-130 and MOA-2007-BLG-192, to $q^{0.3}$ for OGLE-2008-BLG-279, which is the event with the highest planet detection sensitivity (Yee et al. 2009). Generally, the scaling is shallowest for the events with the highest sensitivity to planets and steeper for events with lower sensitivity due to lower peak magnification, less complete light-curve sampling, or less precise photometry. For the collection of high magnification events observed, we estimate that the mean detection efficiency scales as $q^{0.5 \pm 0.1}$, and for all microlensing events, we estimate that the detection efficiency scales as $q^{0.6 \pm 0.1}$.

We can now use the detection efficiency estimate to infer some properties of the distribution of planets in our Galaxy. In analogy to the stellar mass function, we define the planetary mass ratio function, $dN_{\text{pl}}/d \log q$, such that the number of planets per star in a logarithmic mass ratio interval is given by $dN_{\text{pl}}/d \log q$. We assume to have a power-law form for the planetary mass ratio function,

$$\frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} = N_0 q^n \Theta(q - q_0) \Theta(q_1 - q), \quad (23)$$

where q_0 and q_1 are the lower and upper limits on the planetary mass ratio (q_0 could alternatively be considered to be a low-mass-ratio cutoff on the planetary detection efficiency). Thus, $n = 0$ would imply that there are an equal number of planets in every logarithmic mass interval, and $n = -1$ would imply that total mass of planets in every logarithmic mass interval is the same.

We can estimate the parameters, N_0 and n , that describe the planetary mass ratio function using a likelihood analysis.

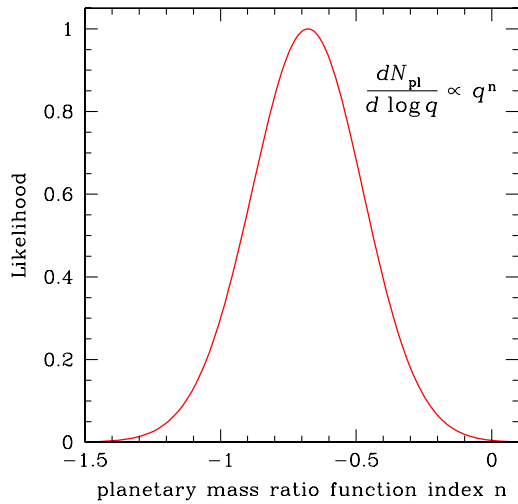


Figure 10. Probability distribution of the power law index, n , of the planetary mass ratio function, $\Psi(q)$, based upon the mass ratios of the 10 exoplanets detected by microlensing and our estimate of the planetary detection efficiency. This calculation yields $n = -0.68 \pm 0.20$, with a 95% confidence level upper limit of $n < -0.35$.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

The expression for the likelihood function for the planetary mass ratio function parameters is just the Poisson probability of finding the observed number of events, N_{obs} , times the product of the probability of finding events with each of the observed mass ratios, q_i . This can be written as

$$\mathcal{L}(N_0, n) = e^{-N_{\text{exp}}} \prod_i^{N_{\text{obs}}} \frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} \mathcal{E}(q_i), \quad (24)$$

where $\mathcal{E}(q) \propto q^{0.6 \pm 0.1}$ is the planet detection efficiency and N_{exp} is the number of events expected for the given N_0 and n values (Alcock et al. 1996, 1997). However, since we have only calculated relative and not absolute efficiencies, we cannot calculate N_{exp} and we cannot hope to constrain N_0 . Therefore, we adjust Φ_0 so that $N_{\text{exp}} = N_{\text{obs}}$, and evaluate the likelihood function for only the power-law index, n , of the planetary mass ratio function. The resulting likelihood function based on the 10 planets discovered by microlensing is shown in Figure 10, and the resulting planetary mass ratio function index is $n = -0.68 \pm 0.20$, with a 95% confidence level upper limit of $n < -0.35$. The core of this distribution is similar to a Gaussian, but the distribution is skewed, with a higher probability of a $>2\sigma$ deviation at small n than at large n . This error bar includes the ± 0.1 uncertainty in the detection efficiency power law index ($\mathcal{E}(q) \propto q^{0.6 \pm 0.1}$). This result does have some dependence on our choice of the lower and upper cutoffs of $q_0 = 3 \times 10^{-5}$ and $q_1 = 0.015$, but the variation due to the choice of these cutoffs is much smaller than the resulting uncertainty in n .

This result for the power law index indicates that we should expect 7_{-3}^{+6} times as many cold Neptunes ($q \sim 5 \times 10^{-5}$) as Jupiters ($q \sim 10^{-3}$), with a 95% confidence level lower limit of 2.8 times as many cold Neptunes as Jupiters. This is in line with the basic predictions of the core accretion model (Ida & Lin 2004; Laughlin et al. 2004), as these models predict a large population of Neptune-like, “failed Jupiter” cores to form beyond the snow-line, particularly for stars of less than

a solar mass, which make up most of the sample probed by microlensing. However, it still may be possible to explain this result in the context of the gravitational instability theory (Boss 2006).

This power law index of $n = -0.68 \pm 0.20$ is steeper than (but consistent with) the index of $n = -0.31 \pm 0.20$ found by Cumming et al. (2008) for more massive planets orbiting mostly solar-type stars. This is also steeper than the mass function prediction of Mordasini et al. (2009) for solar-type stars, although this theoretical mass function is not a power law. Radial velocity surveys also find that hot Neptunes, with periods less than 50 days are quite common around G and K dwarfs (Mayor et al. 2009).

9. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We have presented the analysis of the OGLE-2007-BLG-368 planetary microlensing event, which indicates that the planet OGLE-2007-BLG-368Lb is a Neptune-mass planet. We also find evidence for low level systematic errors in the light curve, which however do not affect this conclusion. We estimate the systematic errors by taking the differences between the various models, i.e., the standard and xallarap with and without Kepler constraint.

By using a Bayesian analysis, we found the planet has a mass of $M_p = 20_{-8}^{+7} M_{\oplus}$ and a projected separation of $r_{\perp} = 2.8_{-0.6}^{+0.5}$ AU around a K-dwarf with mass of $M_l = 0.64_{-0.26}^{+0.21} M_{\odot}$ at $D_l = 5.9_{-1.4}^{+0.9}$ kpc. This is the fourth Neptune-mass planet detected by microlensing. In Figure 8, we plot these planets as a function of mass versus semimajor axis along with all known exoplanets. Figure 9 is the same as Figure 8 but the semimajor axis is divided by the snow-line, which is taken to be at $a_{\text{snow}} = 2.7 \text{ AU } M/M_{\odot}$. As for the microlensing planets in this figure, we are starting to see a broad concentration of $\sim 10 M_{\oplus}$ planets beyond the snow-line. This is as expected from the core accretion theory. This theory predicts that the most massive solid planetary cores should form beyond the snow-line, which then accrete nebular gas and become the gas giants around the solar-type star. On the other hand, they become Earth-mass to Neptune-mass icy rocky planets around M-dwarfs. Comparing four Neptune-mass, five Jovian planets and one between Neptune and Saturn found by microlensing, it confirms that cold Neptunes are relatively common around low-mass primary stars analyzed by Gould et al. (2006).

We have presented an analysis of the exoplanet mass ratio function. Assuming that the number of planets scales as a power law in the mass ratio, q , we define the mass ratio function as $dN_{\text{pl}}/d \log q \propto q^n$ power law mass function, over the mass range of a few Jupiter masses down to a few Earth-masses, we find a power law index of $n = -0.68 \pm 0.20$, which indicates that Neptune-mass planets are substantially more common than Jupiter-mass planets.

The planetary signature of this event was detected in real-time in the data points from survey telescopes MOA and OGLE. Then the signature was greatly clarified by intensive follow-up observations prompted by the alert. This is a planetary caustic crossing event, the second of its kind after OGLE 2005-BLG-390 (Beaulieu et al. 2006) among all planetary microlensing events. OGLE 2003-BLG-235 (Bond et al. 2004) crossed the planetary part of a resonant caustic. Although the time of the planetary deviation in these events cannot be predicted for planetary-caustic events, the potential event rate is higher than central-caustic event in which the time of the planetary deviation

is known (Han & Kim 2001). This discovery shows that the high cadence survey observations that MOA is conducting, have a great potential to increase the event rate of the planetary microlensing. In 2010, OGLE will upgrade its camera to 1.4 deg² FOV (OGLE-IV), which will enable OGLE to follow a similar strategy of high-cadence monitoring for planetary signals.

Multi-continent high-cadence observing will commence in 2010 with the start of the OGLE-IV project, and in future years will expand further when the Korean Microlensing Telescope Network (KMTNet) is commissioned. These improvements can be expected to dramatically increase the number of microlensing planets, and in particular those like OGLE-2007-BLG-368Lb, that are discovered via planetary-caustic perturbations.

This work is supported by the grant JSPS18253002 and JSPS20340052 (MOA). T.S. was supported by MEXT Japan, Grant-in-Aid for Young Scientists (B), 18749004 and Grant-in-Aid for Scientific Research on Priority Areas, "Development of Extra-solar Planetary Science," 19015005. D.P.B. was supported by grants AST-0708890 from the NSF and NNX07AL71G from NASA. The OGLE project is partially supported by the Polish MNiSW grant N20303032/4275 to AU. Work by A.G. was supported by NSF grant AST-0757888. Work by B.S.G., A.G., and R.P. is supported by NASA grant NNG04GL51G Dave Warren provided financial support for Mt Canopus Observatory. C.H. was supported by Creative Research Initiative Program (2009-0081561) of National Research Foundation of Korea (CH). B.-G.P. and C.-U.L. were supported by the grant of Korea Astronomy and Space Science Institute.

REFERENCES

- Abe, F., et al. 2004, *Science*, 305, 1264
 Alard, C. 2000, *A&AS*, 144, 363
 Alard, C., & Lupton, R. H. 1998, *ApJ*, 503, 325
 Albrow, M. D., et al. 2000, *ApJ*, 535, 176
 Albrow, M. D., et al. 2001, *ApJ*, 556, L113
 Albrow, M., et al. 2009, *MNRAS*, 397, 2099
 Alcock, C., et al. 1995, *ApJ*, 454, 125
 Alcock, C., et al. 1996, *ApJ*, 461, 84
 Alcock, C., et al. 1997, *ApJ*, 486, 697
 Batista, V., et al. 2009, *A&A*, 508, 467
 Beaulieu, J.-P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
 Bennett, D. P. 2009, *ApJ*, submitted (arXiv:0911.2703)
 Bennett, D. P., & Rhie, S. H. 1996, *ApJ*, 472, 660
 Bennett, D. P., & Rhie, S. H. 2002, *ApJ*, 574, 985
 Bennett, D. P., et al. 2008, *ApJ*, 684, 663
 Bennett, D. P., et al. 2009, *ApJ*, submitted (arXiv:0911.2706)
 Bessell, M. S., & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
 Bond, I. A., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 868
 Bond, I. A., et al. 2004, *ApJ*, 606, L155
 Boss, A. P. 2006, *ApJ*, 644, L79
 Bramich, D. M. 2008, *MNRAS*, 386, 77
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
 Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
 Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Wright, J. T., & Fischer, D. A. 2008, *PASP*, 120, 531
 Dominik, M. 1999, *A&A*, 349, 108
 Dominik, M., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 792
 Dominik, M., et al. 2008, *Astron. Nachr.*, 329, 248
 Dong, S., et al. 2006, *ApJ*, 642, 842
 Dong, S., et al. 2009a, *ApJ*, 695, 970
 Dong, S., et al. 2009b, *ApJ*, 698, 1826
 Gaudi, B. S., & Gould, A. 1997, *ApJ*, 486, 85
 Gaudi, B. S., & Sackett, P. D. 2000, *ApJ*, 528, 56
 Gaudi, B. S., et al. 2002, *ApJ*, 566, 463
 Gaudi, B. S., et al. 2008, *Science*, 319, 927
 Girardi, L., & Salaris, M. 2001, *MNRAS*, 323, 109
 Gould, A. 1992, *ApJ*, 392, 442
 Gould, A., & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104
 Gould, A., et al. 2006, *ApJ*, 644, L37
 Gould, A., et al. 2009, *ApJ*, 698, L147
 Griest, K., & Hu, W. 1992, *ApJ*, 397, 362
 Griest, K., & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
 Han, C., & Gould, A. 1997, *ApJ*, 480, 196
 Han, C., & Gould, A. 2003, *ApJ*, 592, 172
 Han, C., & Kim, Y. 2001, *ApJ*, 546, 975
 Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 616, 567
 Janczak, J., et al. 2010, arXiv:0908.0529
 Kennedy, G. M., Kenyon, S. J., & Bromley, B. C. 2006, *ApJ*, 650, L139
 Kervella, P., & Fouqué, P. 2008, *A&A*, 491, 855
 Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004, *A&A*, 426, 297
 Konacki, M., et al. 2005, *ApJ*, 624, 372
 Kubas, D., et al. 2008, *A&A*, 483, 317
 Lagrange, A. M., et al. 2009, *A&A*, 493, L21
 Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
 Liebes, S. 1964, *Phys. Rev.*, 133, 835
 Mao, S., & Paczyński, B. 1991, *ApJ*, 374, L37
 Marcy, G. W., et al. 2005, *ApJ*, 619, 570
 Marois, C., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
 Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
 Mayor, M., et al. 2004, *A&A*, 415, 391
 Mayor, M., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
 Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009, *A&A*, 501, 1161
 Nagaya, M. 2009, Master's thesis, Nagoya Univ.
 Nishiyama, S., et al. 2005, *ApJ*, 621, L105
 Paczyński, B. 1986, *ApJ*, 304, 1
 Paczyński, B., & Stanek, K. Z. 1998, *ApJ*, 494, L219
 Pravdo, S. H., & Shaklan, S. B. 2009, *ApJ*, 700, 623
 Rattenbury, N. J., Bond, I. A., Skuljan, J., & Yock, P. C. M. 2002, *MNRAS*, 335, 159
 Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
 Rhie, S. H., et al. 2000, *ApJ*, 533, 378
 Salaris, M., & Girardi, L. S. 2002, *MNRAS*, 337, 332
 Schechter, P. L., Mateo, M., & Saha, A. 1993, *PASP*, 105, 1342
 Schmidt-Kaler, Th. 1982, in Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Vol 2b, ed. K. Schaifers & H. H. Voigt (Berlin: Springer)
 Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses* (Berlin: Springer)
 Smith, M. C., Mao, S., & Woźniak, P. R. 2002, *MNRAS*, 332, 962
 Stanek, K. Z., et al. 1997, *ApJ*, 477, 163
 Sumi, T. 2004, *MNRAS*, 349, 193
 Sumi, T., et al. 2003, *ApJ*, 591, 204
 Tomany, A. B., & Crotts, A. P. 1996, *AJ*, 112, 2872
 Udalski, A. 2003, *Acta Astron.*, 53, 291
 Udalski, A., et al. 2004, *Acta Astron.*, 54, 313
 Udalski, A., et al. 2005, *ApJ*, 628, L109
 Verde, L., et al. 2003, *ApJS*, 148, 195
 Yee, J. C., et al. 2009, *ApJ*, 703, 2082
 Yoo, J., et al. 2004a, *ApJ*, 603, 139
 Yoo, J., et al. 2004b, *ApJ*, 616, 1204

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

"Eternity is very long, especially towards the end"
W. Allen

Depuis 2003, 10 détections d'exoplanètes par la méthode des microlentilles gravitationnelles ont été publiées, et une dizaine est en cours d'analyse. Bien que ce nombre soit modeste sur l'ensemble des exoplanètes découvertes, cette technique permet de sonder des régions de l'espace des paramètres difficilement accessibles par d'autres méthodes. En effet, les microlentilles ont une sensibilité maximale aux planètes situées au delà de la limite des glaces (1-5 UA) (dans le système solaire la limite est ~ 2.5 UA), où les géantes (Jupiter, Saturne, Neptune et Uranus) sont supposées se former. Le recensement de planètes dans cette région est important pour l'élaboration des scénarios de formation et de migration au sein des systèmes planétaires. La méthode de détection par microlentilles permet par ailleurs de sonder des systèmes très éloignés du notre, situés aussi bien dans le disque que dans le bulbe galactique. De plus, elle a une grande sensibilité aux planètes de petite masse car l'amplitude des perturbations planétaires ne dépend pas de la masse de ces dernières. Seule la durée de la perturbation est fonction de sa masse ($\propto \sqrt{m_p}$), et par conséquent un échantillonnage fin des courbes de lumière permet de déceler l'empreinte de petites planètes. Enfin, la méthode de microlentilles peut permettre de détecter des planètes isolées, i.e. qui ont été éjectées de leur système, car la présence d'une étoile hôte n'est pas indispensable à l'apparition de l'effet de microlentille.

Aujourd'hui, les collaborations OGLE et MOA communiquent au total plus de 700 alertes par an à l'ensemble de la communauté, échelonnées sur ~ 6 mois. Il devient de plus en plus difficile pour des groupes tels que Planet ou μ Fun de suivre efficacement un aussi grand nombre d'évènements, c'est pourquoi ils privilégient désormais les évènements de grande amplification (HME). Cependant, beaucoup de HME de courte durée ne sont pas

reconnus en tant que tels suffisamment tôt et, par conséquent, une large fraction de ceux-ci ($\sim 50\%$) ne peut contribuer à la recherche de planètes. La récente stratégie adoptée par MOA et OGLE apporte une réponse à ce problème. Cette dernière consiste à observer simultanément de nombreux événements de microlentilles en s'équipant de caméras grand champ qui peuvent observer 10 deg^2 en direction du bulbe galactique toutes les 15-20 minutes. Depuis 2006 et 2010 respectivement, MOA-II en Nouvelle-Zélande (télescope de 1.8m et caméra CCD de 2.2 deg^2) et OGLE-IV au Chili (télescope de 1.3m et caméra CCD de 1.4 deg^2) peuvent assurer le suivi de plus de 1000 alertes avec l'échantillonnage requis pour la détection de perturbations dues à des planètes de petite masse. Pour une couverture totale des événements depuis l'hémisphère sud, un troisième site devrait être équipé prochainement en Afrique du Sud (télescope de 1.6m avec une caméra de 4 deg^2 , horizon 2013) par le réseau KMTNet (Korean Microlensing Telescope Network). Par ailleurs, des astronomes allemands et chinois se mobilisent pour la mise en place d'un réseau de télescopes de la classe 1-2m équipés de caméras grand champ en Afrique du Sud et en Antarctique. Ainsi, les découvertes d'exoplanètes par microlentilles gravitationnelles devraient se multiplier de façon substantielle dans les décennies à venir.

Si l'acquisition de grandes bases de données est attendue pour les prochaines années, il se pose néanmoins la question du traitement des courbes de lumière associées. En effet, comme l'ont montré les analyses présentées dans les chapitres 3, 4 et 5, la qualité et la densité des données observationnelles permettent aujourd'hui de prendre en compte certains effets du second ordre tels que les effets de taille finie de source, de parallaxe, de source binaire ou encore du mouvement orbital du compagnon planétaire de la lentille et rendent ainsi la modélisation plus complexe. La modélisation précise d'un événement de microlentille et des caractéristiques physiques du système associé requiert bien souvent une stratégie dédiée, dont les choix s'imposent au cours d'une approche pas à pas, difficilement automatisable. De plus, certains événements révèlent l'apparition de dégénérescences et nécessitent un traitement spécifique et méticuleux pour en déterminer les causes (erreurs systématiques dans les données, absence de données dans des régions clés de la courbe de lumière, dégénérescence entre paramètres du modèle, etc.). Par exemple, l'analyse de l'événement MOA-2009-BLG-387, qui a été présentée au chapitre 4, rend compte de l'existence d'une dégénérescence entre les paramètres de parallaxe et de mouvement orbital du compagnon de la lentille. Pour la première fois, nous en avons expliqué la cause et les manifestations.

Parmi les autres effets du second ordre, le traitement des effets de source étendue est devenu presque systématique pour la modélisation d'événements de microlentilles, mais il apporte avec lui un degré de complexité important. Cet effet a motivé le développement de nombreuses méthodes de résolution numérique. Les analyses faites aux chapitres 3 et 4 ont présenté certaines de ces méthodes (voir aussi l'annexe C) et en ont fait une utilisation combinée pour optimiser le temps de calcul. En effet, un découpage de la courbe de lumière en fonction de la distance projetée qui sépare la source de la lentille permet de limiter l'utilisation des méthodes très coûteuses en temps de calcul à des régions restreintes. Ici

encore, cette stratégie suppose une connaissance particulière de l'évènement étudié.

Les études que j'ai menées au cours de ma thèse ont ainsi contribué à raffiner les outils et méthodes de modélisation des évènements de microlentilles. L'élaboration de modèles complexes permet aujourd'hui d'estimer de nouvelles caractéristiques physiques des systèmes étudiés et non plus seulement le rapport de masse planète/étoile et la distance projetée entre ces deux corps. C'est le cas de l'évènement MOA-2009-BLG-387 pour lequel des estimations de masse, de demi-grand axe et de période orbitale ont été faites grâce à la prise en compte des effets du second ordre énoncés précédemment, doublée d'une analyse bayésienne. Des contraintes additionnelles sur la masse de l'étoile hôte ont été apportées par des observations complémentaires en optique adaptative avec l'instrument NACO du VLT à l'ESO. Mes travaux ont également porté sur l'efficacité de détection de planètes par la méthode des microlentilles. L'analyse de l'évènement de grande amplification OGLE-2007-BLG-050 (chapitre 3) a révélé une grande sensibilité de la méthode aux planètes de petite masse sur une large gamme de distance à leur étoile hôte. Cette étude a aussi contribué à une analyse plus vaste visant à estimer pour la première fois la fréquence de géantes froides dans notre Galaxie, en complément des estimations faites par la méthode des vitesses radiales pour les géantes chaudes.

Dans un contexte plus général, l'évènement MOA-2009-BLG-387 représente un candidat intéressant eu égard aux théories de formation planétaire. En effet, il s'agit d'une planète très massive orbitant à quelques UA de son étoile de type naine M, or les modèles de formation planétaire prédisent que les planètes géantes seraient peu communes autour de petites étoiles. A ce titre, cet évènement fait l'objet, avec deux autres évènements similaires (planètes très massives orbitant une naine M), d'une demande d'observation en optique adaptative auprès de la NASA avec l'instrument Keck NIRC2, afin d'obtenir des contraintes précises sur la masse des étoiles hôtes de ces trois candidats "exotiques" (PI Subo Dong).

Un aspect en effet important dans les processus de formation planétaire est la dépendance de la distribution des planètes vis-à-vis de la masse de l'étoile hôte. La méthode des microlentilles est un excellent outil pour sonder la population d'étoiles de type naine M ($M_* < 0.5M_\odot$), qui sont les plus communes dans notre Galaxie, car l'efficacité de la méthode ne dépend pas de la luminosité de l'étoile hôte, contrairement aux autres méthodes de détection. A titre de comparaison, les méthodes de vitesses radiales et de transits ont découvert seulement 13 planètes autour de naines M et K sur ~ 400 alors que la majorité des planètes détectées par microlentilles orbitent ce type d'étoiles, et ce, à des distances planète/étoile très différentes (voir figure 6.1 présentant l'ensemble des découvertes de planètes autour de naines M). D'un côté les détections par microlentilles ont confirmé la prédiction des théories de formation planétaire, selon laquelle les planètes de type Neptune seraient plus abondantes que les Jupiters (Gould et al. 2006, Sumi et al. 2010) car les coeurs de masse équivalente à celle de Neptune qui orbitent des naines M n'auraient souvent plus suffisamment de gaz disponible pour achever la formation d'une

Jupiter (Ida & Lin 2005b; Laughlin et al. 2004). D'un autre côté, alors que les scénarios de géantes très massives autour de naines M sont exclus par les prédictions des modèles d'accrétion de coeur, les découvertes en microlentilles en recensent un certain nombre et de ce fait rentrent en contradiction avec ces théories. Parmi ces cas de planètes géantes, les trois candidats envisagés comme cibles dans les observations Keck d'optique adaptative représentent les trois masses les plus extrêmes.

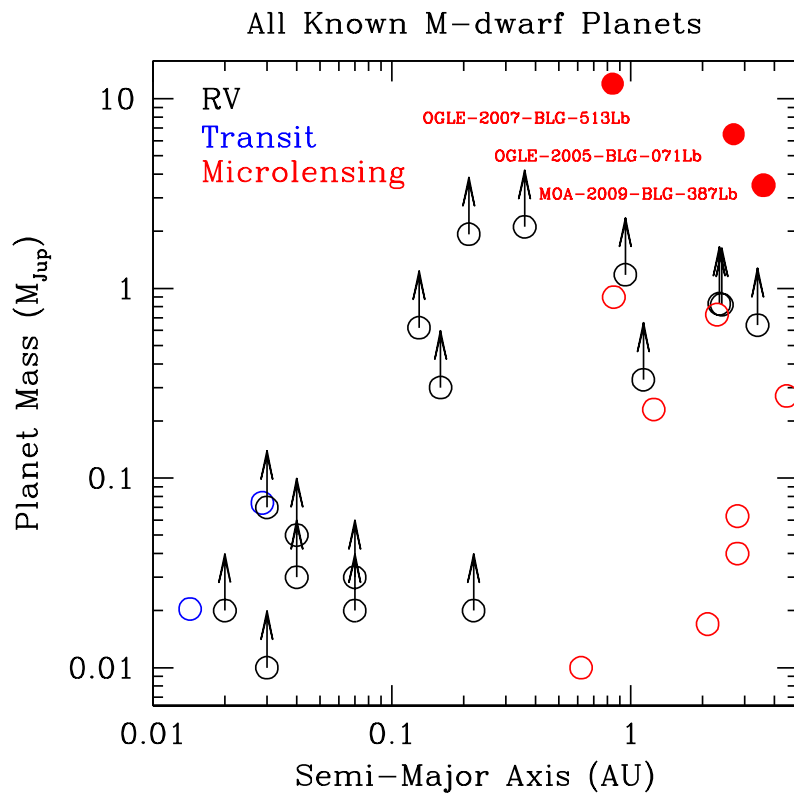


FIG. 6.1 – Distribution des masses et demi-grand axes pour toutes les planètes découvertes orbitant une naine M. Les planètes ont été détectées par vitesses radiales (VR) (noir), transits (bleu) et microlentilles (rouge). Les trois candidats pour des observations en optique adaptative avec l'instrument Keck sont nommés et représentés par les points rouges pleins. Les flèches indiquent qu'on ne connaît que la limite inférieure des masses déterminées par VR ($m \sin i$). Figure extraite du proposal Keck (S. Dong).

6.1 Perspectives et projets futurs

Pour effectuer un recensement exhaustif de tous les types de planètes, il semble incontournable d'envisager un projet spatial dédié aux microlentilles, à l'instar du télescope spatial Kepler pour la détection d'exoplanètes par transits. La résolution atteinte permettrait de réaliser un recensement statistique d'exoplanètes de masses $\geq 0.1M_{\oplus}$ pour des séparations orbitales allant de 0.5 UA jusqu'à des planètes éjectées (Bennett 2007). Ceci inclut toutes les planètes analogues à celles du système solaire à l'exception de Mercure, ainsi que toutes les planètes envisagées par les modèles de formation. Une telle mission permettrait d'atteindre un nombre de détections similaire à celui de Kepler (détections par transit), pour une population de planètes complémentaire, notamment en terme de séparations étoile/planète.

Aux Etats-Unis, le Decadal Survey vient de classer en tête des priorités la mission WFIRST (Wide Field Infra Red Space Telescope) qui est une combinaison de caractérisation de l'énergie noire et de détection d'exoplanètes par effet de microlentille gravitationnelle (publication du 13 août 2010). Cette idée de synergie entre ces deux domaines de recherche est basée sur le constat qu'ils requièrent tous deux le même type d'instrumentation (imageur infrarouge grand champ). De plus, la répartition du temps d'utilisation du satellite par les deux projets scientifiques s'impose de façon naturelle et sans conflit d'intérêt. En effet, au cours de sa trajectoire, lorsque le satellite est orienté vers le plan galactique, il n'est plus utile à la recherche d'énergie noire et ouvre une fenêtre d'exploration pour les microlentilles. Côté européen, un programme de recherche de planètes par microlentilles à bord du satellite EUCLID a été soumis à l'ESA dans le cadre de la COSMIC Vision (2015-2025) qui correspond au nouveau cycle du programme scientifique de l'ESA. Les spécifications du projet EUCLID sont un télescope de 1.2m équipé de 3 instruments, dédiés à l'imagerie dans le visible (VIS), la photométrie dans le proche infrarouge (NIP) et la spectroscopie dans le proche infrarouge (NIS). Son premier objectif est de contraindre la nature de l'énergie noire, en cartographiant les galaxies sur une grande partie du ciel et en analysant notamment leurs déformations apparentes sous l'effet de la matière noire, par effets de lentilles gravitationnelles faibles. Les conditions nécessaires à l'observation de ces effets sont une grande résolution spatiale, une PSF (point spread function) très stable ainsi qu'un imageur grand champ. Ces conditions sont aussi celles requises pour une mission de recherche d'exoplanètes par microlentilles (voir annexe D, "EUCLID : Dark universe Probe and Microlensing planet Hunter", conférence Barcelone, septembre 2009). La figure 6.2 présente les régions de l'espace des paramètres en terme de masse et de distance planète/étoile qui pourraient être explorées par une mission comme EUCLID. La décision de l'ESA pour la sélection ou non de cette mission doit être rendue publique en juin 2011. Si la décision est favorable, son lancement est prévu au mieux pour 2017. Des discussions entre la NASA et l'ESA sont en cours pour un éventuel rapprochement ou une fusion entre ces deux missions.

Ces opportunités pour la communauté des microlentilles d'améliorer les conditions d'observation au sol et de participer à des projets spatiaux tels que EUCLID et/ou WFIRST rendent plus que jamais cruciale une collaboration internationale dynamique et constructive. Ces expériences permettront notamment d'obtenir des contraintes fortes sur la distribution des systèmes planétaires au sein de la Galaxie, et la dépendance de cette distribution au type d'étoiles hôtes pour mieux contraindre les modèles de formation planétaire.

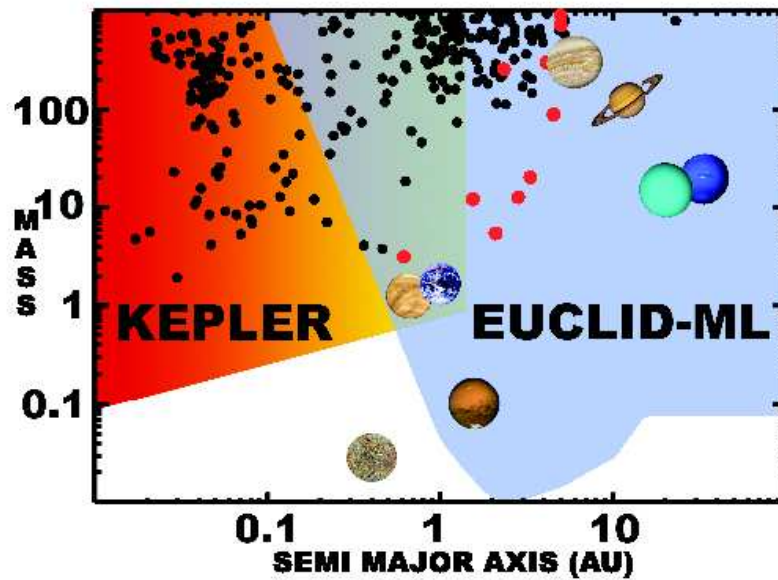


FIG. 6.2 – Distribution des masses et demi-grand axes pour les planètes découvertes en septembre 2009 (VR et transits en noir, microlentilles en rouge), et régions de sensibilité des missions KEPLER et EUCLID. La masse est fournie en unités de masse terrestre.

Deuxième partie

Détection de molécules dans les atmosphères de planètes extrasolaires

Chapitre 7

Généralités

7.1 Introduction

”Ce n’est [...] que dans la nuit claire du néant [...] que surgit l’ouverture origininaire de l’étant.”

M. Heidegger

La décennie qui a suivi la première détection d’exoplanète en 1995 a été marquée par une succession de découvertes d’une variété considérable, révélant l’existence de systèmes très différents du nôtre au sein de la Galaxie. Les Jupiters chauds, dont une centaine a été détectée par VR et/ou transit, en sont un bon exemple. Ce sont des géantes gazeuses très proches de leur étoile (< 0.1 UA). Ces configurations soulèvent des interrogations concernant les effets d’une telle proximité sur l’atmosphère de ces planètes. Sont-elles en rotation synchrone du fait d’effets de marées importants ? Les atmosphères côté jour et côté nuit sont-elles très différentes ou au contraire y a-t-il une circulation thermique efficace ? Quelle est l’activité chimique au sein de ces atmosphères fortement exposées aux radiations UV (ultra violet) émises par leur étoile ? Ces questions, entre autres, ont ouvert un nouveau champ de recherche : la caractérisation de ces planètes, et notamment la détermination de la température et de la composition chimique de leur atmosphère. De ce point de vue, l’observation de transits planétaires revêt une utilité qui dépasse la simple possibilité de détection de planètes.

En première approche cette technique permet de déterminer le rayon de la planète en transit par mesure du taux d’extinction du flux de l’étoile et de connaître ainsi sa densité moyenne grâce à la mesure complémentaire de masse par VR. A plus haute résolution et haut rapport S/N (signal/bruit), quand la planète passe devant son étoile (transit pri-

maire), il est possible de faire de la spectroscopie par transmission à travers son atmosphère et d'étudier ainsi sa composition chimique. En effet, la présence de molécules telles que l'eau, le méthane ou le monoxyde de carbone influe sur l'opacité d'une atmosphère aux longueurs d'onde correspondant à leurs transitions de vibration-rotation. Sonder les atmosphères en mesurant leur spectre en transmission n'est d'ailleurs pas une pratique récente car le suivi de phénomènes d'occultation d'étoiles par les planètes du système solaire avait été réalisé avant l'envoi des sondes Voyager et se pratique encore pour des planètes difficilement accessibles comme Pluton¹. La mesure de spectres en transmission a également été réalisée sur des atmosphères stellaires pour des étoiles binaires.

L'observation continue de la planète au cours de sa révolution permet par ailleurs de mesurer les variations du flux total de la planète et de l'étoile. On nomme transit secondaire ou anti-transit le passage de la planète derrière l'étoile. Son observation dans l'infrarouge permet de déterminer le spectre d'émission de la planète et les variations de température en fonction de la phase (alternance jour/nuit). La période de révolution des Jupiters chauds étant généralement courte, de l'ordre de quelques jours, l'exploration de ces planètes est avantagée par la répétabilité des phénomènes de transit sur de faibles échelles de temps.

Ces cinq dernières années, quelques candidats parmi les Jupiters chauds ont fait l'objet de nombreuses analyses à partir d'observations effectuées depuis le sol (VLT au Chili, IRTF à Hawaï) et depuis l'espace (Hubble, Spitzer). C'est le cas de HD209458b, la première planète ayant été observée par transit (Charbonneau et al. 2000), une géante gazeuse (Mazeh et al. 2000, $R = 1.54R_{Jup}$) qui orbite une étoile similaire au soleil ($M_* = 1.3R_\odot$). La présence d'eau a été suggérée par Barman (2007) pour s'ajuster à des données prises par Hubble-STIS dans le visible (Knutson et al. 2007), mais cette hypothèse était contestée du fait de la présence d'erreurs systématiques dans les données. La présence d'eau est ensuite confirmée par Swain et al. (2009) avec l'observation dans le proche infrarouge (de 1.5 à 2.5 μm) d'un transit secondaire à l'aide de l'instrument NICMOS du télescope spatial Hubble. Cette analyse révèle également la présence de méthane, ainsi que des traces de dioxyde et monoxyde de carbone. Beaulieu et al. (2009) apportent une nouvelle preuve de la présence d'eau dans l'atmosphère de HD209458b grâce à l'observation de 3 transits primaires avec l'instrument IRAC (Infrared Array Camera) de Spitzer, à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm . Par la suite, un transit primaire lui aussi observé depuis le sol (CRIRES, VLT) révèle la présence de monoxyde de carbone (Snellen et al. 2010).

Un autre Jupiter chaud dont l'atmosphère a été souvent sondée est HD189733b, découvert en 2005 (Bouchy et al. 2005, $R_p \sim 1.26R_{Jup}$ et $M_p \sim 1.15M_{Jup}$). Elle orbite une étoile naine de type K en ~ 2.22 jours. Tinetti et al. (2007b) apportent la première détection de vapeur d'eau dans l'atmosphère d'une planète suite à l'observation d'un transit primaire de HD189733b avec l'instrument IRAC de Spitzer, à 3.6, 5.8 et 8 μm . Swain

¹J'ai d'ailleurs participé à des observations d'occultations d'étoiles par Pluton à plusieurs reprises au cours de ma thèse.

et al. (2008) confirment la détection de l'eau et annonce la première détection du méthane dans son atmosphère, au cours d'un transit secondaire observé dans le proche infrarouge. C'est la première fois qu'une détection de molécules dans une atmosphère extrasolaire est faite depuis le sol (CRIRES, VLT).

Gliese 436b qui est une planète découverte en 2004, de masse comparable à celle de Neptune ($M_p \sim 0.0737M_{Jup}$, $R_p \sim 0.365R_{Jup}$), orbite également très près de son étoile hôte, une naine de type M, en ~ 2.64 jours. Stevenson et al. (2010) ont annoncé la détection du CO en abondance dans son atmosphère, ainsi que de l'eau et des traces de CO₂ par mesure de son spectre en émission dans l'infrarouge au cours d'un transit secondaire. Ils annoncent aussi une atmosphère très pauvre en méthane contrairement aux prédictions qui supposent que l'hydrogène est un élément dominant dans ce type d'atmosphères. Ce déficit en CH₄ est alors interprété comme un possible déséquilibre thermo-chimique dans l'atmosphère de cette planète, où les molécules de méthane pourraient être converties en polymères tels que l'éthylène (C₂H₂) par radiation UV de l'étoile hôte. Ce résultat est contredit par l'analyse des spectres de transmission et émission de la planète faite par Beaulieu et al. (2010). A l'inverse, ils trouvent que le CO y est peu abondant et que son spectre est dominé par le méthane, avec de l'eau et sans doute des traces de NH₃. Cette controverse ouvre un nouveau débat qui promet d'être animé.

Le chapitre 8 présente l'analyse de l'atmosphère de HD209458b par Beaulieu et al. (2010), basée sur des mesures de transits primaires par l'instrument IRAC de Spitzer. Dans cette étude, ma contribution a porté majoritairement sur l'estimation de paramètres physiques et orbitaux de la planète à partir des courbes de lumière observées à différentes longueurs d'onde. La mesure du rayon de la planète à ces longueurs d'onde devient par la suite une donnée d'entrée pour les modèles d'atmosphères développés par Tinetti et al. (2007a). Le chapitre 7.2 fournit quelques éléments théoriques pour la compréhension des modèles d'atmosphères planétaires (Brown 2001; Seager & Sasselov 2000). Les processus chimiques au sein d'une atmosphère planétaire sont complexes, en particulier quand elle est soumise à de fortes radiations de son étoile comme c'est le cas pour les Jupiters chauds. Cette introduction aux atmosphères planétaires ne se prétend pas exhaustive et est orientée en priorité vers les besoins de l'analyse de Beaulieu et al. (2010) fournie ci-après. En particulier, les processus intervenant au cours des alternances jour/nuit (cartographie de la température et de l'albédo, transit secondaire) ne seront pas abordés dans ce chapitre, étant donné que l'étude présentée par la suite s'appuie sur des observations de transits primaires (spectre en transmission).

7.2 Principe

Durant un transit, la planète passe devant son étoile et on observe une diminution du flux lumineux de l'étoile équivalente au rapport de surface planète/étoile. Au cours de ce phénomène, une partie du flux de l'étoile va traverser la fine couche atmosphérique qui se trouve au limbe de la planète. Le limbe peut être défini comme étant l'altitude à laquelle la pression est égale à 1 bar et au dessus de laquelle l'atmosphère est considérée comme transparente ou encore comme l'altitude supérieure des nuages. Pour les planètes géantes gazeuses, le ratio entre l'aire de cette atmosphère transparente et l'aire étoile-moins-planète est très faible, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} .

Contrairement aux occultations d'étoiles par les planètes du système solaire, les transits par des planètes extrasolaires ne permettent pas de sonder pas à pas l'atmosphère de ces dernières car elles sont trop lointaines. En effet, dans le cas des planètes du système solaire, la résolution est suffisante pour que les couches successives de l'atmosphère soient sondées en entrée et sortie d'occultation (phases de diminution/augmentation du flux de l'étoile dans les courbes de lumière). Dans le cas des transits, le maximum d'information sur l'atmosphère de l'exoplanète est obtenu lorsque celle-ci est en milieu de transit, i.e. quand son atmosphère est entièrement projetée sur la face visible de l'étoile et que les effets d'assombrissement aux bords de l'étoile sont minimisés.

Mesurer des spectres en transmission d'un Jupiter chaud orbitant une étoile de type solaire dans l'infrarouge, pour détecter notamment des molécules telles que CH_4 et H_2O , peut s'avérer délicat car cette gamme de longueurs d'onde correspond aussi à l'émission de la planète elle-même. Les spectres en émission et transmission peuvent être alors difficiles à dissocier et au delà de $20 \mu\text{m}$ l'émission thermique de la planète, suivant approximativement le profil d'un corps noir, peut devenir beaucoup plus forte que son spectre en transmission (Seager & Sasselov 2000). Il faudra donc sonder des parties denses de l'atmosphère pour déceler des signatures prononcées de molécules d'eau et de méthane. À l'inverse, les observations de transits primaires dans le visible devraient être dominées par le spectre en transmission de la planète et faciliter ainsi la détection de signatures moléculaires.

7.3 Théorie et modélisation

On nomme $\mathfrak{R}(\lambda)$ la quantité observable qui traduit la dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde du rapport des flux pendant le transit et hors transit :

$$\mathfrak{R}(\lambda) = \frac{F_{\text{transit}}(\lambda)}{F_0(\lambda)} \quad (7.1)$$

Pour mesurer l'extinction, on s'intéressera plutôt à la quantité $\mathfrak{R}' \equiv \mathfrak{R} - 1$.

Le flux mesuré lors du transit peut être décomposé en trois composantes : le flux direct de l'étoile, le flux thermique d'émission de la planète et le flux de l'étoile diffusé par l'atmosphère de la planète.

$$\mathfrak{R} = \frac{F_0 + \delta F}{F_0} = 1 + [\delta F_{\text{direct}} + \delta F_{\text{thermique}} + \delta F_{\text{diffusion}}]/F_0. \quad (7.2)$$

7.3.1 Opacité

Une quantité intéressante est $(\delta F/F)_{\text{atmos}}$, le taux de rayons qui traverse l'atmosphère de la planète sans nous parvenir. Il est fonction de l'opacité de l'atmosphère, elle-même fonction de la longueur d'onde. En effet, du point de vue de l'observateur, l'opacité correspond directement au rayon apparent de la planète, puisque dans les régions opaques du spectre, il faut atteindre des altitudes plus élevées (à des densités plus faibles) pour que les rayons tangents à la planète nous soient transmis. Une forte opacité à certaines longueurs d'onde se traduira par l'apparition de raies d'absorption dans le rapport de spectre \mathfrak{R}' parce qu'à ces longueurs d'onde la planète apparaît comme plus large. L'amplitude caractéristique du taux d'obscurcissement est $(\delta A/A)_{\text{atmos}}$, le rapport entre l'aire projetée de l'anneau autour du limbe de la planète, dont l'épaisseur est équivalente à l'échelle de hauteur $H = kT/g\mu$, et l'aire du disque de l'étoile. Il s'exprime par (Brown 2001) :

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)_{\text{atmos}} = \frac{2\pi r_p H}{\pi r_*^2}, \quad (7.3)$$

où T est la température, g est l'accélération de la gravité et μ le poids moyen des constituants moléculaires de l'atmosphère. Pour $g = 10^3 \text{ cm.s}^{-2}$, $T = 1400 \text{ K}$, une atmosphère d'hydrogène moléculaire, $r_p = 1.55 r_{\text{Jup}}$, et $r_* = 1.3 r_{\odot}$, l'échelle de hauteur H vaut 770 km, et $(\delta A/A)_{\text{atmos}} = 2 \times 10^{-4}$.

Brown (2001) introduit la dépendance à la longueur d'onde par un facteur d'opacité relative et exprime la différence de taux d'obscurcissement $\Delta(\delta F/F)_{\text{atmos}}$ entre deux longueurs d'onde par :

$$\left(\frac{\delta F}{F}\right)_1 - \left(\frac{\delta F}{F}\right)_2 \approx \left(\frac{\delta A}{A}\right)_{\text{atmos}} \ln\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right) \quad (7.4)$$

où σ_1 et σ_2 sont les opacités par gramme de matériaux aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . Cette expression est valable dans la mesure où les sources d'opacité sont uniformément

réparties dans l'atmosphère. La densité des espèces responsables de l'opacité décroît exponentiellement avec l'altitude selon une échelle de hauteur H . Pour une composition donnée, on peut calculer la différence d'échelles de hauteur apparentes pour deux longueurs d'onde par $\delta z = H \ln(\sigma_1/\sigma_2)$, où H ne dépend que des conditions de température, densité et pression.

Pour des fortes raies d'absorption d'atomes ou de molécules, le rapport entre l'opacité à ces longueurs d'onde et le continu peut facilement atteindre 10^4 , correspondant à une différence de hauteur d'environ $10H$ pour se ramener à des profondeurs optiques similaires. Rapporté au flux total de l'étoile, cette écart sera environ de 2×10^{-3} . Les différences d'opacité selon la longueur d'onde créent donc des différences relativement faibles dans le flux de l'étoile mesuré pendant le transit mais néanmoins détectables.

7.3.2 Nuages

La modélisation du spectre de transmission de l'atmosphère d'une planète en transit devrait en toute rigueur prendre en compte la présence de nuages ou de brumes. Ceci dit, la détection de molécules telles que H_2O , CH_4 ou CO_2 qui, en quantités abondantes, génèrent de fortes absorptions dans l'infrarouge est peu affectée par la présence de nuages ou d'aérosols. En effet, le spectre de transmission des nuages est, d'une part, plus prononcé dans l'UV et le visible que dans l'infrarouge, et d'autre part a un profil relativement lisse, présentant de faibles variations en fonction de la longueur d'onde, qui, par conséquent, ne masque pas les raies d'absorption prononcées des éléments chimiques de l'atmosphère.

Seager & Sasselov (2000) ont réalisé des modèles théoriques de l'atmosphère de HD209458b basés sur des prédictions de profils de pression et de température, ainsi que d'abondance d'éléments chimiques dans l'atmosphère de ce type de géantes gazeuses. Ils ont considéré deux configurations avec et sans nuages. Dans la configuration avec nuages, l'atmosphère est transparente à partir du sommet des nuages, soit à partir d'une altitude correspondant à une pression de 2.4×10^{-3} bar. Dans la configuration sans nuages, l'atmosphère est sondée plus profondément, à partir d'une pression de 0.2 bar. La figure 7.1 présente les spectres qu'ils ont obtenus après normalisation (spectre observé de l'étoile pendant le transit moins spectre de l'étoile hors transit) à des longueurs d'onde comprises entre 0.1 et $1 \mu\text{m}$.

Le modèle sans nuages fait intervenir une atmosphère transparente plus étendue ayant pour conséquence de creuser d'avantage les raies d'absorption. De plus, le fait que le flux de l'étoile traverse une atmosphère plus dense, avec des températures et pressions plus élevées, se traduit par un élargissement des raies d'absorption à leur base, du fait que la diffusion de Rayleigh soit plus importante. Enfin, de nouvelles raies apparaissent alors

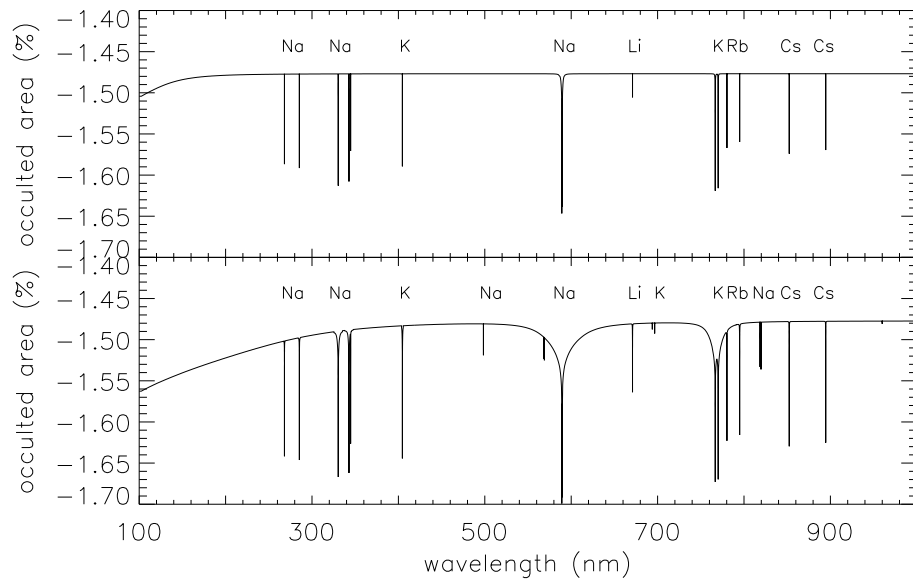


FIG. 7.1 – Spectres normalisés (transit moins hors transit), donnant le pourcentage de flux occulté de l'étoile. *En haut* : présence de nuages jusqu'à 2.4×10^{-3} . La diffusion de Rayleigh est importante dans l'UV. *En bas* : atmosphère sans nuages débutant à une pression de 0.2 bar. Le flux de l'étoile traverse des couches atmosphériques de plus grandes densités, températures et pressions. Les raies d'absorption se présentent comme plus profondes et plus larges. De nouvelles raies d'absorption apparaissent, de faibles profondeurs, qui étaient estompées par la présence des nuages. Seager & Sasselov (2000).

qu'elles étaient masquées par la présence de nuages dans l'autre modèle.

En conclusion, l'empreinte spectrale d'une couche nuageuse est relativement marquée dans l'UV et le visible et l'observation de spectres en transmission au cours de transits primaires peut permettre d'obtenir des contraintes sur la présence ou non de nuages dans l'atmosphère d'un Jupiter chaud. Ceci étant, la non prise en compte des nuages dans les modèles n'est pas pénalisante pour la détection de molécules dont la signature spectrale est importante.

7.3.3 Modèles de Tinetti et al. (2007a)

Le modèle d'atmosphère utilisé pour l'analyse de Beaulieu et al. (2010) présentée au chapitre suivant a été élaboré par Tinetti et al. (2007a). Dans ce modèle, le limbe de la planète est considéré comme étant l'altitude à laquelle la pression est égale à 1 bar, ce qui correspond approximativement au niveau pour lequel l'épaisseur optique tangentielle est proche de l'unité pour la majorité des bandes spectrales du milieu continu transparent.

Au dessus du limbe, l'atmosphère, sans nuages ni brumes, est divisée en 40 couches allant de $\sim 10^{-10}$ à 1 bar.

Des modèles de processus photochimiques sont utilisés pour déterminer l'abondance moléculaire de 33 espèces chimiques. Les simulations débutent avec quatre molécules parentes : H_2 , CO , H_2O et CH_4 . Leur abondance relative est déterminée par thermochimie dans l'atmosphère profonde et sont fixées comme conditions aux limites. Les réactions chimiques et les processus de mélanges par remous atmosphériques sont issus de (Liang et al. 2003, 2004). Plusieurs profils de température et de pression sont testés pour évaluer la sensibilité des résultats à ces différentes conditions.

Les coefficients d'absorption dans le proche infrarouge sont estimés en utilisant un modèle raie par raie, LBLABC (Meadows & Crisp 1996) qui génère des coefficients d'absorption monochromatique à partir des listes de raies moléculaires, HITEMP (Rothman et al. 2008), pour chaque gaz présent dans l'atmosphère.

Chapitre 8

Détection de l'eau dans l'atmosphère de HD209458b

"When the seagulls follow the trawler, it's because they think that sardines will be thrown into the sea"
E. Cantona

Ce chapitre présente les travaux de mise en évidence de la présence d'eau dans l'atmosphère de HD209458b au cours de trois transits primaires. Les données observationnelles ont été obtenues à l'aide de l'instrument IRAC (Infrared Array Camera) du télescope spatial Spitzer à différentes longueurs d'onde : 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm . Cette étude comporte trois étapes principales : la réduction de données, avec notamment la correction d'effets systématiques, l'estimation des paramètres physiques du système (inclinaison de l'orbite, rapport demi-grand axe/rayon de l'étoile et rapport des rayons planète/étoile) pour les différentes longueurs d'onde, et enfin l'ajustement d'un modèle d'atmosphère (spectre de transmission). Ma contribution a porté majoritairement sur la deuxième étape, i.e. l'ajustement d'un modèle orbital aux données observationnelles.

HD209458b est la première exoplanète pour laquelle des transits répétés ont été observés, provoquant une absorption du flux de l'étoile de $\sim 1.5\%$ (Charbonneau et al. 2000). Cette planète orbite une étoile de type G de la séquence principale à 0.046 UA en 3.52 jours. Des observations complémentaires de VR ont permis de déduire sa masse et son rayon ($M_p \sim 0.69M_{Jup}$, $R_p \sim 1.4R_{Jup}$), ce qui confirme l'hypothèse d'une planète géante dont la densité est l'une des plus faibles observées, et qui comporte par conséquent une atmosphère très étendue. La présence d'eau a déjà été suggérée par Barman (2007) pour s'ajuster à des données prises par Hubble-STIS dans le visible (Knutson et al. 2007). De même, la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère combinée avec un profil thermique

	3.6 μm	5.8 μm	4.6 μm	8 μm
30 Dec 2007	Canal 1	Canal 3		
	Epoque 1	Epoque 1		
18 Juillet 2008	Canal 1	Canal 3		
	Epoque 2	Epoque 2		
20 Juillet 2008			Canal 2	Canal 4

TAB. 8.1 – Programme d’observation par l’instrument IRAC du télescope spatial Spitzer.

croissant avec l’altitude semble s’accorder avec les observations d’un transit secondaire dans l’infrarouge moyen (Deming et al. 2005; Knutson et al. 2007; Burrows et al. 2007).

8.1 Réduction des données

Le transit primaire de HD209458b a été observé à trois époques différentes. Des observations à 3.6 et 5.8 μm ont été réalisées les 30 décembre 2007 et 18 juillet 2008 respectivement, et des observations simultanées à 4.5 et 8 μm ont été réalisées le 20 juillet 2008. On attribut les canaux 1 à 4 aux valeurs de longueurs d’onde croissantes (voir tableau 8.1).

La mesure est un exercice difficile, car le signal recherché est de faible amplitude, de l’ordre de $\sim 10^{-4}$. Nous avons adopté une stratégie observationnelle bien éprouvée avec SPITZER, consistant à observer de manière continue la cible, gardant l’étoile sur les mêmes pixels. Les images brutes ont été analysées par les pipelines de SPITZER (courant d’obscurité, flat fielding, et correction de non linéarité) pour produire les images sur lesquelles nous allons réaliser les mesures. Un pipeline spécifique a été développé avec le programme SEXTractor (Bertin & Arnouts 1996) pour mesurer les position et flux de la cible dans les différentes bandes. On génère ainsi une courbe de lumière pour chacune des observations. Une des spécificités de SPITZER est que les erreurs systématiques sont de différentes natures dans les différents canaux et d’amplitude bien supérieure aux signaux scientifiques recherchés.

Les canaux à 3.6 et 4.5 microns (détecteurs de Indium et Antimoine) sont dominés par des effets systématiques liés à la variation de réponse entre le centre et le bord des pixels (Morales-Calderón et al. 2006; Beaulieu et al. 2008). Le satellite oscille avec une amplitude de l’ordre de 0.1 pixel et un période de l’ordre de 50 minutes autour de sa position de pointage. Ainsi, le centroïde de la PSF (Point Spread Function) se déplace au coeur du pixel, et on voit apparaitre une modulation dans la courbe de lumière qui est corrélée avec la position X et Y de la cible. En prenant les données hors transit, nous calculons

une fonction sous la forme $f(t) = a + bX(t) + cY(t) + dX(t)^2 + eY(t)^2 + fX(t)Y(t)$.

A 5.8 microns (détecteur en silicium dopé à l'arsenic), on remarque une variation de la réponse du détecteur avec le temps au cours de l'observation. Tout d'abord une variation rapide durant les 30 premières minutes, suivie d'une lente variation de plus faible amplitude. Le même comportement a été observé sur HD189733b (Beaulieu et al. 2008). Nous avons choisi de rejeter les 30 premières minutes et de corriger linéairement les observations. La justification très détaillée est donnée dans l'article.

A 8 microns (détecteur en silicium dopé à l'arsenic), la variation de la réponse du détecteur avec le temps, connue sous le nom de "rampe" est bien documentée. Elle prend son origine dans le "charge trapping" (voir Agol et al. (2010) pour une étude exhaustive). En suivant les différentes études, nous avons calculé une fonction sous la forme $f(t) = a + bt + c \log(t - t_0) + d \log(t - t_0)^2$, avec $t_0 = -30$ secondes.

A titre d'exemple, la figure 8.1 présente la courbe de lumière du transit primaire à 3.6 μm (1ère époque) avant et après corrections photométriques.

8.2 Ajustement de la courbe de lumière : Markov Chain Monte Carlo

Pour ajuster un modèle d'orbite aux courbes de lumières observées et ainsi déterminer les caractéristiques physiques de HD209458b, j'ai réalisé une simulation de type Markov Chain Monte Carlo (MCMC). L'algorithme s'articule autour des expressions de Mandel & Agol (2002) pour le calcul des courbes de lumière à partir des caractéristiques physiques de la planète et de l'étoile (incluant les effets d'assombrissement aux bords), ainsi que sur les équations de Kipping (2008) pour la prise en compte de l'excentricité.

Le programme que j'ai développé s'inspire des méthodes d'ajustement utilisées en microlentilles, pour lesquelles plusieurs courbes de lumière sont mesurées à partir de différents télescopes mais correspondent néanmoins au même phénomène. Au lieu de modéliser individuellement chaque courbe de lumière, et de calculer ensuite une moyenne sur les paramètres ainsi dégagés, chaque jeu de données contribue à l'ajustement d'un modèle global en apportant ses propres contraintes. Ici, cette philosophie est reprise mais dans un contexte différent. Nous avons six courbes de lumière à disposition pour la modélisation, faisant intervenir trois époques différentes et quatre longueurs d'onde distinctes. Au lieu de modéliser ces six courbes indépendamment comme il se fait habituellement, j'ai spécifié des paramètres communs à ces six évènements, et des paramètres variables qui dépendent soit de l'époque, soit de la longueur d'onde. L'ajustement d'un

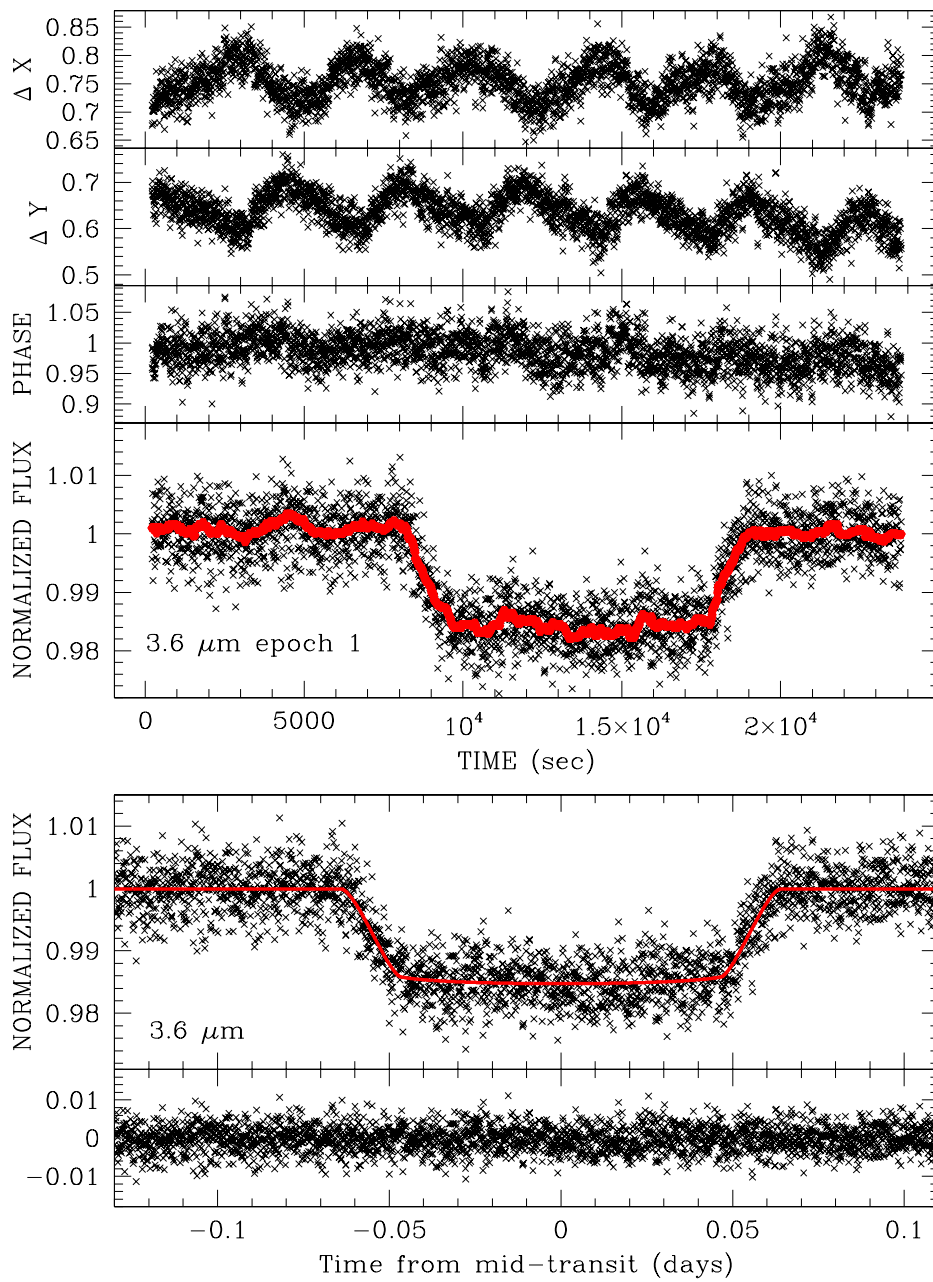


FIG. 8.1 – Données photométriques à $3.6 \mu\text{m}$ (époque 1) obtenues à l’aide de l’instrument IRAC. *En haut* : courbe de lumière avant les corrections photométriques. *En bas* : courbe de lumière après corrections photométriques. Beaulieu et al. (2010).

	3.6 μm (époque 1)	3.6 μm (époque 2)	4.5 μm	5.8 μm (époque 2)	8 μm
$i(\text{deg})$	87.00 \pm 0.11	86.67 \pm 0.15	86.87 \pm 0.10	86.84 \pm 0.11	86.37 \pm 0.13
A/R_*	8.89 \pm 0.06	8.84 \pm 0.10	8.91 \pm 0.05	8.84 \pm 0.07	8.49 \pm 0.08
$k = R_p/R_*$	0.120835 \pm 0.00054	0.120387 \pm 0.00053	0.1218 \pm 0.00072	0.1244 \pm 0.00059	0.1240 \pm 0.00046
$k^2 = (R_p/R_*)^2$	1.460 \pm 0.013%	1.449 \pm 0.013%	1.4835 \pm 0.017%	1.547 \pm 0.015	1.538 \pm 0.011%

TAB. 8.2 – Paramètres orbitaux de HD209458b issus d’une simulation Markov Chain Monte Carlo. Les courbes de transit primaire observées par l’instrument IRAC sont ajustées individuellement.

modèle se fait ensuite avec l’ensemble des données observationnelles, pour obtenir une seule et même orbite.

Dans un premier temps, des ajustements individuels ont été réalisés pour les courbes à 3.6 μm (époque 1 et 2), 4.5 μm , 5.8 μm (époque 2) et 8 μm . On adopte une valeur fixe de période $P=3.524749$ jours (Knutson et al. 2007). Pour chaque courbe de lumière, cinq paramètres sont ajustés : l’inclinaison i , le rapport a/R_* entre le demi-grand axe et le rayon de l’étoile, le rapport $k = R_p/R_*$ entre le rayon de la planète et celui de l’étoile, l’instant de mi-transit t_c et l’amplitude de la ligne de base (amplitude hors transit). De faibles variations sont autorisées pour l’excentricité orbitale e et la position du périastre ω dans des intervalles restreints correspondant aux estimations de Winn et al. (2005). Les cinq autres paramètres sont libres. Les barres d’erreur des données observationnelles ont été normalisées de façon à obtenir un χ^2 proche de l’unité par degré de liberté. Les résultats sont présentés dans le tableau 8.2.

Comme évoqué précédemment, un modèle global a aussi été calculé en ajustant simultanément les quatre courbes de lumière de meilleure qualité photométrique : 3.6 μm (époque 1), 4.5 μm , 5.8 μm (époque 2) et 8 μm . Quatre paramètres doivent être communs à ces courbes de lumière : e , i , ω et a/R_* (la période P est quant à elle fixée). Les trois autres paramètres, k , t_c et la ligne de base sont ajustés indépendamment pour chaque longueur d’onde et sont libres de varier dans les intervalles issus des barres d’erreur des modèles individuels. Etant de moins bonne qualité photométrique, les courbes de lumière à 3.6 μm de la seconde époque et à 5.8 μm de la première sont ajustées indépendamment, en fixant les quatre paramètres e , i , ω et a/R_* aux valeurs issues du modèle global. Les résultats sont présentés dans le tableau 8.2.

Ces estimations de paramètres orbitaux de la planète HD209458b, et notamment son rayon, sont ensuite utilisées comme entrées pour les modèles d’atmosphère.

	3.6 μm (époque 1) + 4.5 μm + 5.8 μm (époque 2) + 8 μm	(3.6 μm) (époque 2)	(5.8 μm) (époque 1)
$i(\text{deg})$	86.76 ± 0.10		
a/R_*	8.77 ± 0.07		
$k = (R_p/R_*)$			
(3.6 μm)	0.121215 ± 0.00054	0.120343 ± 0.00053	
(4.5 μm)	0.121568 ± 0.00072		
(5.8 μm)	0.1244 ± 0.00059		0.1246 ± 0.00095
(8 μm)	0.12390 ± 0.00046		
$k^2 = (R_p/R_*)^2$			
(3.6 μm)	$1.469 \pm 0.013\%$	$1.448 \pm 0.013\%$	
(4.5 μm)	$1.478 \pm 0.017\%$		
(5.8 μm)	$1.549 \pm 0.015\%$		$1.552 \pm 0.032\%$
(8.0 μm)	$1.535 \pm 0.011\%$		

TAB. 8.3 – Modèle global de l’orbite de HD209458b issu d’une simulation Markov Chain Monte Carlo à partir d’observations IRAC. La première colonne montre l’ajustement obtenu à partir des quatre meilleurs jeux de données : 3.6 μm (époque 1), 4.5 μm , 5.8 μm (époque 2) and 8 μm . Ensuite nous imposons les paramètres i , A/R_* , e et ω et ajustons le rapport de rayons k et le temps de mi-transit t_c pour la seconde époque à 3.6 μm et la première à 5.8 μm .

8.2.1 Modèle d’atmosphère et résultats

Pour déterminer les espèces chimiques en présence dans l’atmosphère de HD209458b aux quatre longueurs d’onde observées par l’instrument IRAC de Spitzer, nous utilisons les modèles développés par Tinetti et al. (2007a,b). Ces modèles prennent en compte l’opacité des brumes (Griffith et al. 1998). L’analyse inclut les effets de l’eau (Barber et al. 2006), du méthane (Rothman et al. 2005), du dioxyde de carbone (Rothman et al. 1995; Tashkun et al. 2003) et du monoxyde de carbone (Rothman et al. 1995). Le continu a été modélisé par l’absorption de H_2 - H_2 (Borysow 2002).

La contribution des différentes molécules combinées à l’eau est présentée sur la figure 8.2. Les mesures à 3.6 μm peuvent être affectées plus fortement par la présence de méthane que les longueurs d’onde plus élevées. Par contraste, les signatures de CO_2 et CO seront plus marquées à 4.5 μm .

L’absorption par l’eau peut expliquer les caractéristiques spectrales des mesures photométriques, pour des niveaux de pression allant de 1 à 0.001 bar (figure 8.2). L’abondance de l’eau dépend des hypothèses sur les profils de température et le rayon de la planète. Les données peuvent être interprétées par un équilibre photochimique avec une abondance en eau de 4.5×10^{-4} (Liang et al. 2003, 2004) et un profil de température issu de Swain

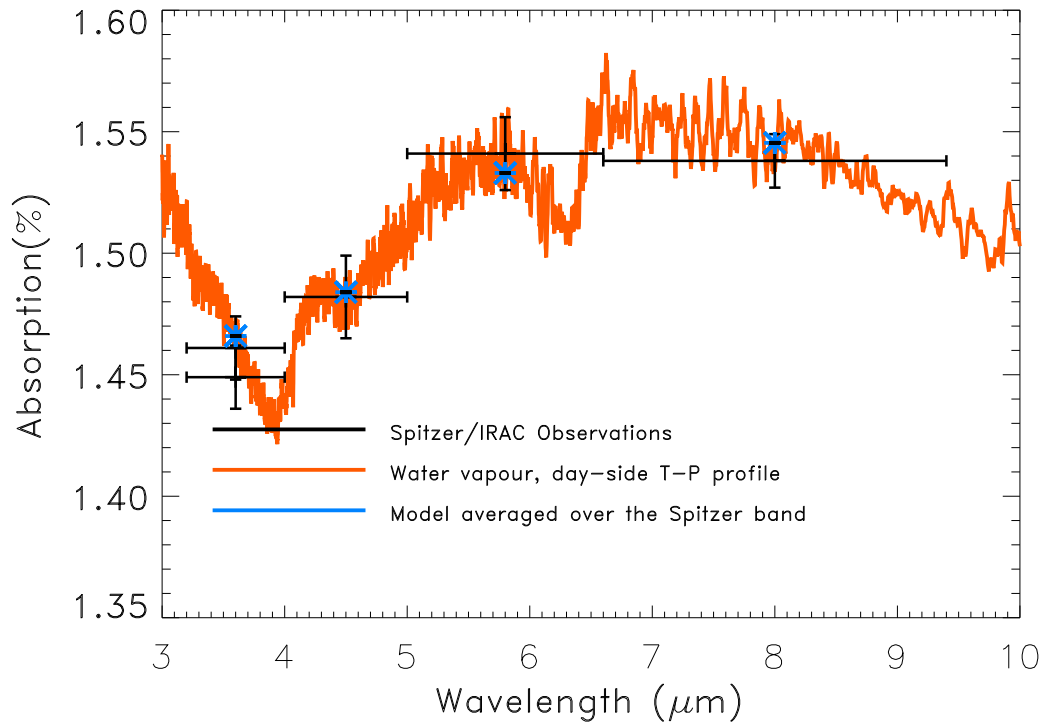


FIG. 8.2 – Observations et simulations spectrales de l’atmosphère de HD209458b. Noir : mesures Spitzer où la barre d’erreur horizontale correspond à la largeur de bande IRAC. Orange : modèle de spectre avec présence d’eau et profil de température compatible avec les données photométriques et spectroscopiques de transit secondaire (Swain et al. 2009; Griffith and Tinetti, in prep.). Bleu : valeurs issues de la simulation aux longueurs d’onde observées. Beaulieu et al. (2010)

et al. (2009). Toutefois, une différence de $\sim 1\%$ dans l’estimation du rayon de la planète engendre une variation d’un facteur 10 dans l’abondance de l’eau. Il en est de même pour une variation de $\sim 500\text{K}$ en température. Des mesures complémentaires de transit primaire à différentes longueurs d’onde sont donc nécessaires pour mieux contraindre ces résultats.

D’autre part, la contribution d’autres constituants affecte peu les mesures d’abondance de l’eau. Le modèle adopté se base sur des taux de mélange de 10^{-7} , 10^{-6} et 10^{-4} pour le CO_2 , CH_4 et CO respectivement.

8.3 Conclusions de l'article

Les spectres en transmission mesurés au cours de trois transits primaires de la planète HD209458b à l'aide de l'instrument IRAC du télescope spatial Spitzer, à quatre longueurs d'onde infrarouge différentes, confirment la détection de vapeur d'eau dans son atmosphère. Cette détection avait été annoncée auparavant à partir d'observations antérieures avec des instruments et techniques différents. Il est possible que d'autres molécules telles que le CO et/ou CO₂ soient présentes mais la résolution spectrale de nos mesures n'est pas suffisante pour l'affirmer. Des mesures complémentaires de transits primaires à différentes longueurs d'onde sont requises pour mieux contraindre nos modèles.

Cette contribution à l'analyse de l'atmosphère du Jupiter chaud HD209458b m'a beaucoup intéressée. La possibilité qui est offerte par les transits de pouvoir affiner la caractérisation d'une planète grâce à la périodicité du phénomène est particulièrement stimulante. Dans l'analyse présentée au chapitre 8, j'ai adapté une technique propre aux microlentilles pour améliorer les méthodes de calcul d'orbites pour les planètes en transit.

8.4 Perspectives

Les détections et opportunités de caractérisation de planètes extrasolaires par la méthode des transits vont connaître une forte croissance dans les prochaines années. La mission Kepler de la NASA devrait permettre la détection de planètes de type terrestre, dans la zone habitable, autour des 100,000 étoiles qui vont être suivies pendant la durée de vie du télescope (au moins 3 ou 4 ans). De la même manière, de nouvelles missions envisagées telles le Terrestrial Planet Finder de la NASA (TPF-Coronagraph, TPF-Occultor, TPF-Interferometer) ainsi que les prochaines missions de l'ESA devraient également permettre de détecter/caractériser des planètes de type terrestre et de rechercher des potentielles traces de vie. Ces missions vont effectuer des mesures dans l'UV, le visible et le proche infrarouge, pour caractériser les compositions chimiques des atmosphères et la structure de leur profil en température/pression à haute résolution spectrale. Par ailleurs, il sera probablement bientôt possible de résoudre spatialement le disque de la planète, et de faire une analyse stratifiée de leur atmosphère. D'autres missions moins ambitieuses ont également été proposées à l'ESA et la NASA telles que de l'imagerie directe dans le visible et le proche infrarouge pour des planètes de type Jupiter ou super-Terre (THESIS, SPICA, Eclipse, etc.).

Depuis le sol, des géantes gazeuses d'orbites variées vont pouvoir être observées avec l'instrument SPHERE du VLT dès 2010. Par ailleurs, le E-ELT (European Extremely Large Telescope), couplé du spectrographe EPICS (Earth-Like Planet Imaging Camera

Spectrograph), pourra observer et caractériser des exoplanètes allant jusqu'aux super-Terres dans le visible et le proche infrarouge (2017). L'analyse par spectroscopie de géantes chaudes a déjà débuté avec des instruments tels que CRIFRES du VLT ou encore IRTF (NASA).

Water in HD 209458b’s atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit

J.P. Beaulieu^{1,2,3}, D.M. Kipping^{2,3}, V. Batista^{1,3}, G. Tinetti^{2,3}, I. Ribas⁴, S. Carey⁵, J. A. Noriega-Crespo⁵, C. A. Griffith⁶, G. Campanella^{2,7}, S. Dong⁸, J. Tennyson², R.J. Barber², P. Deroo⁹, S.J. Fossey², D. Liang^{10,11}, M. R. Swain⁹, Y. Yung¹¹, N. Allard^{12,1}

¹*Institut d’Astrophysique de Paris, CNRS, UMR7095, Université Paris VI, 98bis Boulevard Arago, PARIS, France*

²*Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower street, London WC1E 6BT, UK*

³*HOLMES Collaboration*

⁴*Institut de Ciències de l’Espai (CSIC-IEEC), Campus UAB, 08193 Bellaterra, Spain*

⁵*IPAC-Spitzer Science Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA*

⁶*Department of Planetary Sciences, Lunar and Planetary Laboratory, The University of Arizona, Tucson, AZ 85721-0092, USA*

⁷*Dipartimento di Fisica, Università di Roma “La Sapienza”, Ple Aldo Moro 5, 00185 Rome, Italy*

⁸*Ohio State University, Columbus, Ohio, USA*

⁹*Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California 91109-8099, USA*

¹⁰*Research Center for Environmental Changes, Academia Sinica, Taipei, Taiwan*

¹¹*Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute for Technology, Pasadena, CA 91125, USA*

¹²*GEPI, Observatoire de Paris, 77 Avenue Denfert Rochereau, 75014 PARIS, France*

Submitted on

ABSTRACT

The hot Jupiter HD 209458b was observed during primary transit at 3.6, 4.5, 5.8 and 8.0 μm using the Infrared Array Camera (IRAC) on the Spitzer Space Telescope. We describe the procedures we adopted to correct for the systematic effects present in the IRAC data and the subsequent analysis. The lightcurves were fitted including limb darkening effects and fitted using Markov Chain Monte Carlo and prayer-bead Monte Carlo techniques, obtaining almost identical results. The final depth measurements obtained by a combined Markov Chain Monte Carlo fit are at 3.6 μm , $1.469 \pm 0.013\%$ and $1.448 \pm 0.013\%$; at 4.5 μm , $1.478 \pm 0.017\%$; at 5.8 μm , $1.549 \pm 0.015\%$ and at 8.0 μm $1.535 \pm 0.011\%$. Our results clearly indicate the presence of water in the planetary atmosphere. Our broad band photometric measurements with IRAC prevent us from determining the additional presence of other other molecules such as CO, CO₂ and methane for which spectroscopy is needed. While water vapour with a mixing ratio of $10^{-4} - 10^{-3}$ combined with thermal profiles retrieved from the day-side may provide a very good fit to our observations, this data set alone is unable to resolve completely the degeneracy between water abundance and atmospheric thermal profile.

Key words: techniques: photometric — planets and satellites: general — planetary systems — occultations

1 INTRODUCTION

More than 420 exoplanets, i.e. planets orbiting a star other than our Sun, are now known thanks to indirect detection techniques (Schneider, 2009). In the first decade after the initial discovery of a hot Jupiter orbiting a solar like star in 1995 (Mayor and Queloz, 1995), the task was to find more and more of these astronomical bodies. In recent years, attention has switched from finding planets to characterising

them. Among the variety of exoplanets discovered, particular attention is being devoted to those planets that transit their parent star, and whose presence can therefore be detected by a reduction in the brightness of the central star as the planet passes in front of it. Sixty-nine of the 420+ currently identified exoplanets are transiting planets, and for these objects planetary and orbital parameters such as radius, eccentricity, inclination, mass (given by radial veloc-

2 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

ity combined measurements) are known, allowing first order characterisation on the bulk composition and temperature. In particular, it is possible to exploit the wavelength dependence of this extinction to identify key chemical components in the planetary atmosphere (Seager and Sasselov, 2000; Brown, 2001), which permits enormous possibilities for exoplanet characterisation.

The extrasolar planet HD 209458b orbits a main sequence G star at 0.046 AU (period 3.52 days). It was the first exoplanet for which repeated transits across the stellar disk were observed ($\sim 1.5\%$ absorption; Charbonneau et al., 2000). Using radial velocity measurements (Mazeh et al., 2000), the planet's mass and radius were able to be determined ($M_p \sim 0.69 M_{Jup}$, $R_p \sim 1.4 R_{Jup}$), confirming the planet is a gas giant with one of the lowest densities so far discovered. Consequently it must possess a highly extended atmosphere making it one of the optimum candidates for observation using primary transit techniques, and it was indeed the first exo-atmosphere probed successfully using this method in the visible (Charbonneau et al., 2002) and then in the infrared (Richardson et al., 2006).

Following the work on HD 189733b, where the first detections of water vapour (Tinetti et al., 2007b; Beaulieu et al., 2008) and methane (Swain, Vasist & Tinetti 2008) have been achieved, we were awarded 20 hours Director's Discretionary Time on Spitzer (PI Tinetti, WETWORLD, PID 461) to probe the atmosphere of HD 209458b in primary transit in the four IRAC bands at 3.6, 4.5, 5.8 and 8 μm (channels 1 to 4 respectively). Water vapour was proposed to be present in the atmosphere of HD 209458b by Barman (2007), to fit the data recorded by Hubble-STIS in the visible (Knutson et al., 2007). Also, water vapour combined with a thermal profile increasing with altitude was a reasonable explanation to fit the secondary transit photometric data observed in the mid-IR (Deming et al., 2005; Knutson et al., 2007; Burrows et al., 2007). Our understanding of the thermal profile and composition has improved thanks to more recent secondary transit spectroscopic data in the near and mid-IR, indicative of the additional presence of methane and carbon dioxide in the atmosphere of HD 209458b (Swain et al., 2009b), confirmed by Madhusudhan N. & Seager S. (2010).

Transmission and emission spectra probe different regions of a hot-Jupiter atmosphere, both longitudinally and vertically (Tinetti & Beaulieu, 2008). In particular, the mid-infrared primary transit observations described here allow us to probe the terminator region of HD 209458b between the bar and millibar level.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.1 Planning the observations

Three HD 209458 primary transits were observed with the IRAC camera on board the Spitzer Space Telescope. Channels 1 and 3 (3.6 and 5.8 μm) were observed at two epochs, on December 30, 2007 and July 18, 2008, and data were obtained using channels 2 and 4 (4.5 and 8 μm) on July 20, 2008. Since HD 209458 is a G0V star with a 2MASS Ks magnitude of 6.3, the IRAC predicted fluxes are 878, 556, 351 and 189 mJy in channels 1-4, respectively. For our observations we required extremely high signal-to-noise as the

modelled contribution to the absorption due to H₂O was predicted to be a few times 10^{-4} of the stellar flux.

As with other Spitzer observations of transiting planets, it is necessary to observe the target continuously without dithering, in order to be able to quantify optimally the systematic effects detailed below.

- Flat-fielding errors are an important issue; observations at different positions on the array effectuate systematic scatter in the photometric data that can potentially swamp the signal that we are looking for.

- The amount of light detected in channels 1 and 2 shows variability that depends on the relative position of the source with respect to the pixel centre (labelled the pixel phase effect). The time scale of this variation is of the order of 50 minutes. These effects are well known and documented in the IRAC Data Handbook and also discussed by Morales-Calderon (2006), Beaulieu et al., (2008), Knutson et al., (2008), Agol et al., (2008). To first order, these are able to be corrected for using the prescription of Morales-Calderon (2006). However, as the effects are variable across the array, ultimately they have to be estimated from the data themselves.

- In channels 3 and 4 there are only minor pixel phase effects, but a variation of the response of the pixels to a long period of illumination and latent build-up effect impinge on the 5.8 and 8.0 μm observations, respectively.

- We obtained a slightly longer 'pre-transit' data set, in order to allow the satellite settle in a 'repeatable' jitter pattern and a shorter post-transit data set. The time scale of the pixel-phase effect being of the order of 50 minutes, we chose 120 min of pre- and 80 min of post-transit data baseline.

It is important to note that the ~ 184 minute transit of HD 209458b means that our data contain three full cycles of the pixel phase variation in the transit itself, giving an excellent opportunity to have a full control on the behaviour of the systematic effects by evaluating them both in and outside the transit.

Our observations employed the IRAC 0.4/2 second stellar photometry mode. Using the regular Astronomical Observation Templates (AOTs), a total of two transits per field-of-view was required to achieve the desired sensitivity at 4.5 and 5.8 μm (the arrays with the limiting sensitivity). Unfortunately, the AOTs as designed were not the most efficient way to perform this observation. Each stellar mode frame effectively incurs 8 seconds of overheads due to data transfer from the instrument to the spacecraft. As our observations only required the data in the field-of-view with the star, it was possible to save both data volume by collecting data in only two channels and with a cadence of 4 seconds. Consequently, we designed a special engineering template (Instrument Engineering Request; IER) to optimise the observations. IERs have been used successfully in other planet transit experiments (Charbonneau et al. 2005), and they can typically double the efficiency, and our IER enabled us to reduce the total required observing time for all four channels to only 13.4 hours.

2.2 Data reduction and flux measurements

We used the flat-fielded, cosmic-ray-corrected and flux calibrated data files provided by the Spitzer pipeline. Each chan-

Water in HD 209458b's atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit 3

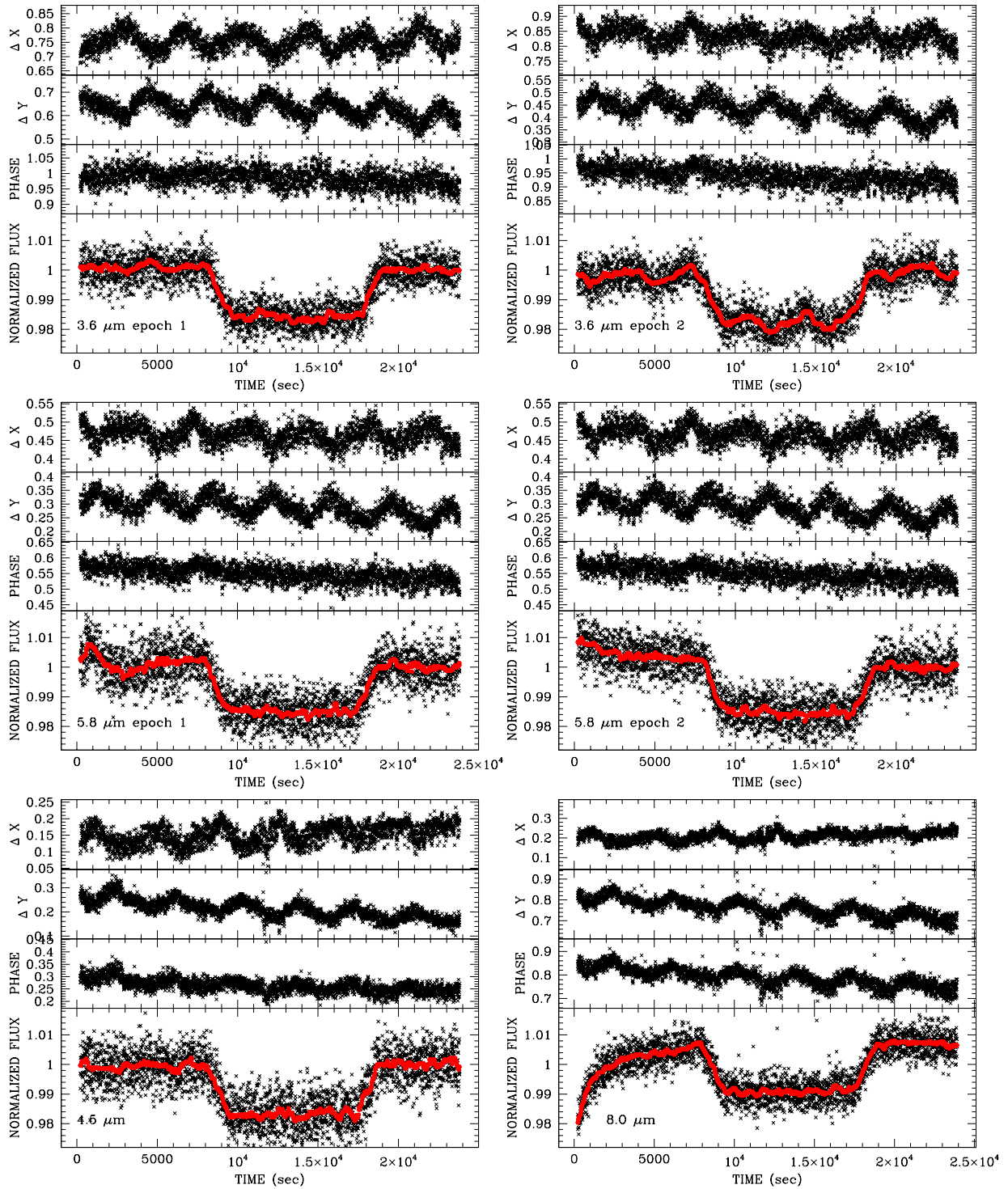


Figure 1. Raw photometric data for 3.6 μm (epoch 1 and 2), 5.8 μm (epoch 1 and 2), 4.5 μm and 8 μm obtained with IRAC. Each sub-panel has the same structure showing from top to bottom: the variation of the centroid position in X, in Y, and lastly the distance of the centroid from the lower left corner in the pixel (called the pixel phase, that can also be seen as the pointing error temporal amplitude). The lowest panel of each plot is the primary transit, and over-plotted the 50-point median-stack smoothing. They provide a synoptic view of the systematic trends present in IRAC primary transit data.

4 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

nel has been treated separately. We measured the flux of the target on each image using the version 2.5.0 of the SExtractor package (Bertin & Arnouts, 1996), with a standard set of parameters for Spitzer (Infrared Array Camera Data Handbook, 2006). The centroid determination was achieved with PSF fitting. We performed both aperture photometry, and PSF fitting photometry. In Fig.1, for all the six observed transits, we give the raw magnitude measurements (normalized using the post-transit observation), the variation of the centroid in X and Y axis, and the distance of the centroid from the lower left corner of the pixel (the pixel phase). A quick inspection shows that all observations contain correlated noise of different nature, as expected when using the IRAC camera. We discuss this phenomenon, and how we corrected for it, channel by channel, in the next section.

3 ESTIMATION AND ATTENUATION OF CORRELATED NOISE

3.1 Correcting the pixel phase effects

It has been well-established that the IRAC channels exhibit pixel phase effects due to a combination of non-uniform response function within each pixel and very small pointing variations (Morales-Calderón et al., 2006, Beaulieu et al., 2008). These effects are most prominent within the $3.6 \mu\text{m}$ and $4.5 \mu\text{m}$ photometry and to a lesser degree in the other two channels. We note that previous studies have not corrected for possible pixel phase effects at $5.8\mu\text{m}$ or $8\mu\text{m}$, but in this work we evaluate the effectiveness of implementing it in all channels.

Pixel-phase information is retrieved by using SExtractor's PSF fitting to obtain estimates of the X and Y pixel-phase for each exposure. In contrast, the flux for each exposure is obtained through aperture photometry since this offers substantially larger signal-to-noise compared to the PSF flux estimates.

A typical procedure is to directly correlate the X and Y phases to the out-of-transit fluxes to some kind of 4 or 5 parameter fit (Morales-Calderón et al., 2006, Beaulieu et al., 2008, Knutson et al. 2008) and in this work we will adopt a similar approach. We note that the PSF-fitted estimates of X and Y exhibit significant scatter at the same level as the amplitude of the periodic variations in each. This scatter is caused predominantly by photon-noise slightly distorting the PSF shape in a random manner and thus causing the fitting algorithm to deviate from the true value. The pixel phase effect is physically induced by the spacecraft motion and so we only wish to correlate to this property, as opposed to the random photon-noise induced scatter of X and Y . In order to do this, we fit a smooth function through the pixel-variations themselves before attempting to correlate to the out-of-transit flux.

Our analysis of the X and Y phases reveals a dominant ~ 1 hour period sinusoidal-like variation in X and Y , characteristic of small elliptical motion in Spitzer's pointing, with a more complex time trend overlaid. For each channel, we apply a non-linear regression of a sinusoidal wave to the phases, in order to determine the best-fit dominant period, P_{phase} (typically close to one hour). We then calculate the median of the phases from the i^{th} data point to the j^{th} ,

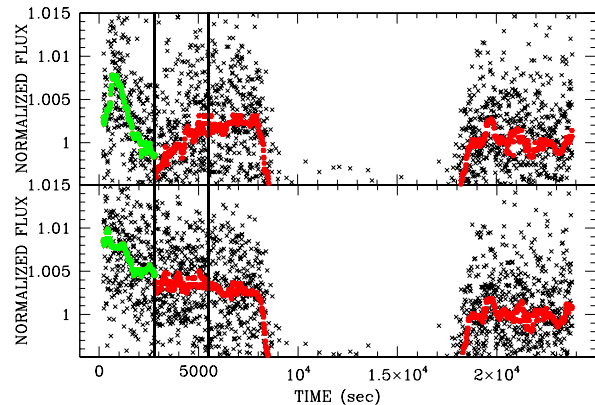


Figure 2. Zoom on the IRAC $5.8 \mu\text{m}$ observations to show the systematic trends that are present. First and second epoch, in the upper and lower panels respectively. We show the data and the 50-point median-stack smoothing. For the second epoch notice the change of behaviour around 2800 seconds, indicated by the vertical line. Note that the behavior after 2800 sec is different between the two epochs.

where $t_j = t_i + P_{phase}$, (where t_k is the time-stamp of the k^{th} exposure) and repeat from $i = 1$ up to the end of the data list. This moving-window-function essentially purges the dominant period from the phases and thus allows us to obtain a robust determination of the second-order phase variations, which may then be fitted for using a polynomial, of orders varying from 2 to 4 depending on the degree of curvature in the resultant phase trends.

We have now calculated the function which describes the pixel phase variation of X and Y with respect to time, as induced by spacecraft motion. This function is then correlated to the actual out-of-transit photometry to find a fit to the function $a + bX(t) + cY(t) + d[X(t)]^2 + e[Y(t)]^2$. We find including an additional cross-term does not further improve the pixel-phase-effect attenuation.

For $3.6\mu\text{m}$ (epochs 1 and 2) and $4.5\mu\text{m}$, we removed pixel-phase effects of r.m.s. amplitude 0.49, 1.51 and 0.57 mmag respectively, over the standard 8.4 second cadence. The second epoch at $3.6\mu\text{m}$, is particularly polluted by pixel phase response, possibly due to a large inhomogeneity in response close to the PSF centroid position (pixel 131,128 of the detector). Repeating the process for the remaining channels (after the other systematic effects were removed first, see next sections for details), we are able to remove 0.29 and 0.24 mmag for $5.8\mu\text{m}$ (epoch 2) and $8\mu\text{m}$ respectively. Thus the pixel-phase induced variations are half of the minimum variations founds at $3.6\mu\text{m}$ and $4.5\mu\text{m}$.

3.2 Correcting systematic trends at $5.8 \mu\text{m}$

In the exoplanet community, at least two different methods have been proposed to correct for the systematic effects observed at $5.8\mu\text{m}$, characterized by a large change in flux near the commencement of the observations. One frequently-adopted procedure adopted is to discard the first ~ 30 min of observations (Knutson et al., 2008, Charbonneau et al., 2008) and then de-trend the remaining

Water in HD 209458b's atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit

5

Table 1. Noise properties and effects of pixel-phase effect attenuation on each IRAC channel.

	3.6 μm (epoch 1)	3.6 μm (epoch 2)	4.5 μm	8.0 μm	5.8 μm (epoch 2)	5.8 μm (epoch 1)
<i>Before correction</i>						
Baseline r.m.s./mmag	3.56005	3.8848	4.93071	3.26671	4.31389	4.82004
in % above photon noise	75.5011	92.3528	119.734	79.3238	57.5393	76.1831
<i>After correction</i>						
Baseline r.m.s./mmag	3.52621	3.57796	4.8974	3.25821	4.3042	4.7886
in % above photon noise	73.8329	77.1596	118.249	78.8573	57.1856	75.0341
Noise removed/mmag	0.489685	1.51325	0.572162	0.235493	0.288931	0.549594

data. For example, in the case of HD 189733b primary transit observations, Beaulieu et al. (2008) removed the first 20 min, and then applied a linear correction. Another method proposed by Désert et al. (2009) involves not excluding these first 20 minutes but attempt to correct the data using a logarithmic parameterisation (see sec. 4.4): $a + bt + c \log(t - t_0) + d(\log(t - t_0))^2$. Employing different corrective procedures will undoubtedly yield significantly different transit parameters and so we must carefully consider the effect of each proposed correction.

The most intuitive starting point is a visual inspection of the flux time series for our two measurements at 5.8 μm . In figure 2, we exclude the transit event and show the behaviour of the out-of-transit flux (the baseline) with an overlaid 50-point median-smoothing as a visual guide. The first epoch exhibits a clear discontinuity between the photometry in the region $0 \leq t \lesssim 5500$ seconds and the subsequent data. The behaviour of this initial photometry does not match a ‘linear drift, a ‘ramp’ style-effect or any commonly employed analytic form. The origin of the observed behaviour is unclear and is present in many different trial aperture sizes, between 2.5 to 20 pixels radius, suggesting an instrumental effect located either very close to the centroid position or globally across the detector array.

Repeating the visual inspection for the second epoch, we observe a less pronounced version of this behaviour in the region $0 \leq t \lesssim 2800$ seconds (note that this behaviour is not seen in any other channels). However, the effect is ostensibly sufficiently small that we cannot claim it is the same behaviour from a visual inspection of the time series alone. Therefore, we require a more in-depth analysis to provide a conclusion as to whether the systematic behaviours in epoch 1 and epoch 2 are the same. In order to understand what kind of analysis this should be, we need to explicitly qualify the question we are trying to answer.

The difference between the truncation + linear trend versus the logarithmic correction can be summarized by one key point: the former proposes that the initial data is incoherent with the latter data and cannot be characterized by a smooth analytic function. The latter works under the hypothesis that the entire time series is following one single smooth analytic description. We therefore wish to understand whether the properties of a smooth analytic function are consistent with the properties of the observed time series. This is the critical question which we must answer.

One key property of the smooth analytic, logarithmic function proposed by Désert et al. (2009), is that the dif-

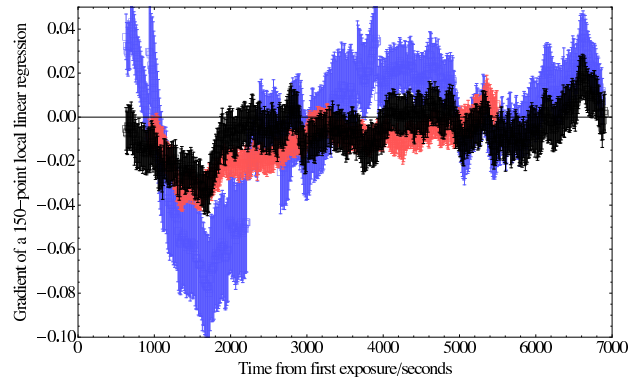


Figure 3. Local gradient of each time stamp from the raw flux measurements obtained with IRAC at 5.8 μm for the two epochs of HD 209458b and HD 189733b. Note that the three exhibit similar behavior for the first 2000 sec. The first epoch for HD 209458b has a larger amplitude of systematics, but the second epoch of HD 209458b and the observation of HD 189733b have remarkably similar behaviours.

ferential of the function with respect time provides another smooth analytic function. In contrast, the truncation + linear trend hypothesis postulates that since the initial data exhibits discontinuous behaviour, then the differential of this must also be discontinuous. So taking the differential of the time series will clearly resolve which hypothesis has the most supporting evidence.

To achieve this goal, we first extract the uncorrected out-of-transit fluxes only and remove outliers for both epoch 2 and epoch 1 using a median absolute deviation (MAD) analysis. We then create a moving 150-point window, in which we calculate the local gradient at each point. We do this by subtracting the median of the time stamps from each time stamp within a given window (to move the pivot along) and then performing a weighted linear regression. We define the weights as the square of the reciprocal of each flux measurement. In addition to the HD 209458b data presented here, we perform the same process on the HD 189733b 5.8 μm data (used in Tinetti et al., 2007, Beaulieu et al., 2008, Désert et al. 2009) for comparison giving us three data sets. Errors for each gradient stamp are computed using the weighted linear regression algorithm.

In figure 3, we see all three local gradients plotted together. Ostensibly, there seems to be strong correlations be-

6 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

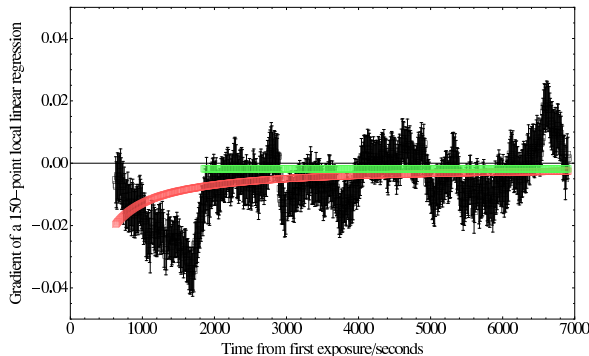


Figure 4. Local gradient of each time stamp from the raw flux measurements obtained with IRAC $5.8\ \mu\text{m}$ (epoch 2), computed using a linear regression of a moving 150-point window. Black indicates the observed local gradients, which differ greatly from those obtained using a logarithmic fit of the photometry (red). Notice the 1600 seconds peak/discontinuity.

tween the three measurements, despite one of them being for a completely different star. In particular, there is a strong dip at around 2000 seconds after the first exposure in all three observations. In figure , we plot just the epoch 2 of HD 209458 and also overlay the local gradients obtained from a logarithmic fit of the baseline (equivalent to the first differential of this function with respect to time). It is clear that the logarithmic fit cannot explain the strong negative peak observed in the gradients data. Furthermore, the clear presence of discontinuous behaviour in the local gradients supports the hypothesis that no continuous analytic function can correct this behaviour.

Although the three measurements appear correlated, we may quantify these correlations. Comparing any two channels, we define one as the reference data and one as the comparison data. We first ensure the minimum to maximum time stamps of both sets are the same by clipping the longer set appropriately. We then perform a linear interpolation of both the gradient measurements and the uncertainties, for the comparison data. This allows us to accurately estimate the gradient values at like-for-like time stamps. Regenerating the comparison gradients data using the interpolation function, we evaluate the correlation between the two using Pearson’s correlation coefficient. We repeat the same process for randomly generated data with the same uncertainties and array length as the original. This is repeated 100,000 times in order to estimate the expected correlations from random noise.

Although they have been taken more than 7 months apart, we find epoch 1 and 2 for HD 209458 have correlation $\text{Corr}(209458\text{epoch}2, 209458\text{epoch}1) = 0.678$. The 10^5 randomly generated noise values yield 0.001 ± 0.037 . This makes the correlation significant at the $18.4\text{-}\sigma$ level. Repeating the exercise for epoch 2 of HD 209458 and for the observations of HD 189733b (taken 3 years apart), we have $\text{Corr}(209458\text{epoch}2, 189733) = 0.658$. The randomly generated noise yields 0.002 ± 0.043 , making the observed correlation significant at the $15.2\text{-}\sigma$ level. In conclusion, the correlations in the local gradient plots are highly significant even for observations separated by years on different stars.

We therefore conclude the observed behaviour must be instrumental effects for $5.8\ \mu\text{m}$ detector array itself.

The largest feature is that of the ‘negative spike’ at around 2000 seconds. After this, all 3 observations exhibit variations consistent with that of a singular constant value i.e. a linear fit. The reduced χ^2 of these three channels may be computed both for all data and for those data after the negative spike. We find the values always decrease by excluding the negative spike; quantitatively we have respective changes of $1.18 \rightarrow 0.58$ for HD 209458 epoch 2, $2.99 \rightarrow 1.24$ for HD 209458 epoch 1 and $2.66 \rightarrow 1.51$ for HD 189733. Therefore we can see that the instrumental systematic effects of $5.8\ \mu\text{m}$ can be split into two regimes, pre and post spike. The pre-spike data exhibits discontinuous behaviour compared to the latter data and cannot be characterized by a smooth continuous function. The post-data conforms to a linear fit.

We therefore conclude that an analysis of the differential of the time series supports the hypothesis that the $5.8\ \mu\text{m}$ correction should be to remove the discontinuous data before the gradient spike and then use a linear fit for the remainder. It would therefore seem that at $5.8\ \mu\text{m}$ the detector requires a certain amount of time to settle into a stable regime, as indicated also in earlier studies (Beaulieu et al., 2008, Knutson et al., 2008, Charbonneau et al., 2008).

Despite the evidence from this gradients analysis, we may conceive of several other possible tests to be certain that the logarithmic correction not favoured by the data. Using the lightcurve fitting code described in §4.3, we fitted two possible systematic correction lightcurve: 1) a truncation of the first 2800 seconds, followed by a linear fit to the remaining baseline data (previous examples Knutson et al. 2007; Harrington et al. 2007; Beaulieu et al. 2007) 2) a logarithmic fit to all baseline data (previous example Désert et al. 2009). We select several properties to compare these two possible corrections:

(i) Adopting a baseline between $2814 \leq t \leq 7543$ seconds (i.e. after the discontinuous behaviour) and $19605 \leq t \leq 23974$ seconds, constituting 1082 data points, we compute the χ^2 for both the linear and the logarithmic fit. Despite using two extra free parameters, the logarithmic produces a larger $\chi^2 = 1358.1$ compared to a linear fit with $\chi^2 = 1338.7$ (flux uncertainties based on photon noise only).

(ii) We may also compare the χ^2 of the entire lightcurve fit (using the model described in §4.3). In this case, we must scale the χ^2 for a fair comparison since the linear fit uses fewer points due to the truncation procedure. Comparing the reduced χ^2 between the two corrections we find lower values for the linear fit again- 1.045 vs 1.014 or 1.031 vs 1.000, depending whether we additionally correct for pixel phase¹.

(iii) We use the fitted transit duration, T , defined by Carter et al. (2009) which was shown to be highly robust and non-degenerate. T is expected to be independent of wavelength as the only possible parameter which could vary is R_* which is not expected to exhibit significant changes between different wavelengths. We therefore refit the Brown et al. (2001) HST lightcurve of HD 209458b, taken in the visible,

¹ Reduced χ^2 values have been rescaled so that lowest value is equal to unity

Water in HD 209458b's atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit 7

with the same model used here. We find a transit duration of 9525^{+16}_{-14} seconds. In comparison, correcting the second epoch at 5.8 μm with a linear fit yields $T_{lin} = 9518^{+50}_{-55}$ seconds and with a logarithmic fit $T_{log} = 9546^{+51}_{-55}$ seconds.

(iv) In Fig 4., the local gradients, as taken in 150-point bins, is compared to that expected from the logarithmic fit of the data. There is a very strong discrepancy between the data and the model before 2000 seconds.

Thus, we find employing a logarithmic fit, with two additional free parameters, cannot be shown to offer any kind of improvement over the linear fit. The gradient analysis presented above shows that the logarithmic parametrisation is not adapted. Moreover, it is disfavored by $\Delta\chi^2 = 20$. Since every single test performed has supported the truncation and linear trend correction, this method will be adopted at the preferred corrective procedure in our subsequent analysis.

3.3 Correcting the ramp at 8 μm

The ramp effect at 8 μm is well documented and so too is the methodology for correcting this phenomenon (Agol et al., 2008 and references therein). Unlike the 5.8 μm data, there are no known discontinuities in the time series and thus the correction may be achieved using a smooth analytic function. We fit a time trend to the out-of-transit data of the form $a + bt + c \log(t - t_0) + d(\log(t - t_0))^2$ where t_0 is chosen to be 30 seconds before the observations begin to prevent the function exploding at $t = 0$.

4 FITTING THE TRANSIT LIGHT CURVES

Among the 6 transit light curves, we have four of high quality with well understood and corrected systematic effects : the first epoch at 3.6 μm , 4.5 μm , the second epoch at 5.8 μm and 8 μm . The second epoch at 3.6 μm and the first epoch at 5.8 μm will be treated separately.

4.1 Limb darkening

Accurate limb darkening coefficients were calculated for each of the four IRAC bands. We adopted the following stellar properties: $T_{\text{eff}} = 6100$ K, $\log g = 4.38$, and $[Fe/H] = 0$. We employed the Kurucz (2006) atmosphere model database providing intensities at 17 emergent angles, which we interpolated linearly at the adopted T_{eff} and $\log g$ values. The passband-convolved intensities at each of the emergent angles were calculated following the procedure in Claret (2000). To compute the coefficients we considered the following expression:

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - \sum_{k=1}^4 c_k (1 - \mu^{k/2}),$$

where I is the intensity, μ is the cosine of the emergent angle, and c_k are the coefficients. The final coefficients resulted from a least squares singular value decomposition fit to 11 of the 17 available emergent angles. The reason to eliminate 6 of the angles is avoiding excessive weight on the stellar limb by using a uniform sampling (10 μ values from 0.1 to 1, plus

Table 2. Limb darkening coefficients.

channel	c1	c2	c3	c4
(3.6 μm)	0.2670569	0.1396675	-0.1900802	0.064018
(4.5 μm)	0.3325055	-0.1999922	0.1858255	-0.0703259
(5.8 μm)	0.3269256	-0.2715499	0.2258883	-0.0684003
(8 μm)	0.2800222	-0.2278080	0.1451840	-0.0273881

$\mu = 0.05$), as suggested by Díaz-Cordovés et al. (1995). The coefficients are given in Table 2.

4.2 Markov Chain Monte Carlo fit to the data

We adopt the physical model of a transit light curve through the expressions of Mandel & Agol (2002) and orbital eccentricity using the equations of Kipping (2008). We sampled the parameter space with Markov Chain Monte Carlo codes (Doran & Muller 2004) originally developed for microlensing (Dong et al., 2008; Batista et al., 2009) and adapted to fit transit data. We first made an independent fit for 3.6 μm (epoch 1 and 2), 4.5 μm , 5.8 μm (epoch 2) and 8 μm . We adopted a fixed value of period to be $P = 3.524749$ days (Knutson et al. 2007). For each channel, 5 parameters are fitted, namely the out-of-transit baseline, the orbital inclination i , the ratio between the orbital semi-major axis and the stellar radius a/R_* , the ratio of radii, k , and the mid-time transit t_c . We also permit the orbital eccentricity e and the position of periastron ω to move in a restricted range, corresponding to the best-fit values derived by Winn et al. (2005) including their error-bars. The five other parameters are free. The error-bars of the data have been rescaled to make the χ^2 per degree of freedom equal to unity. The results are shown in Table 3.

As some physical parameters should be the same for all bands, we made a simultaneous fit to the best observations, namely 3.6 μm (epoch 1), 4.5 μm , 5.8 μm (epoch 2) and 8 μm , in which four parameters are shared by all channels: P , e , i , ω and a/R_* . Three other parameters, k , t_c and the baseline, are fitted independently for each band and are allowed to move within the range obtained in the individual fits. We decided to fit separately 3.6 μm (epoch 2), forcing the four shared parameters to be equal to the values derived from the best fit with the four other channels. The results are shown in Table 4.

4.3 Prayer-bead Monte Carlo fit to the data

We also fitted all the transit data with the code used by Fossey et al. (2009), incorporating the effects of non-linear limb darkening through the expressions of Mandel & Agol (2002) and orbital eccentricity using the equations of Kipping (2008). We fixed the orbital eccentricity, e , and position of periastron, ϖ , to the best-fit values derived by Winn et al. (2005), and adjusted k , a/R_* , b , and t_c to find a minimum in χ^2 . Although the parameters a/R_* and b show a degree of covariance, Carter et al. (2008) have shown that the transit duration, T , ratio-of-radii, k , and mid-transit time, t_c , are non-degenerate parameters; these parameters are also less affected by systematic errors in orbital eccentricity and thus

8 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

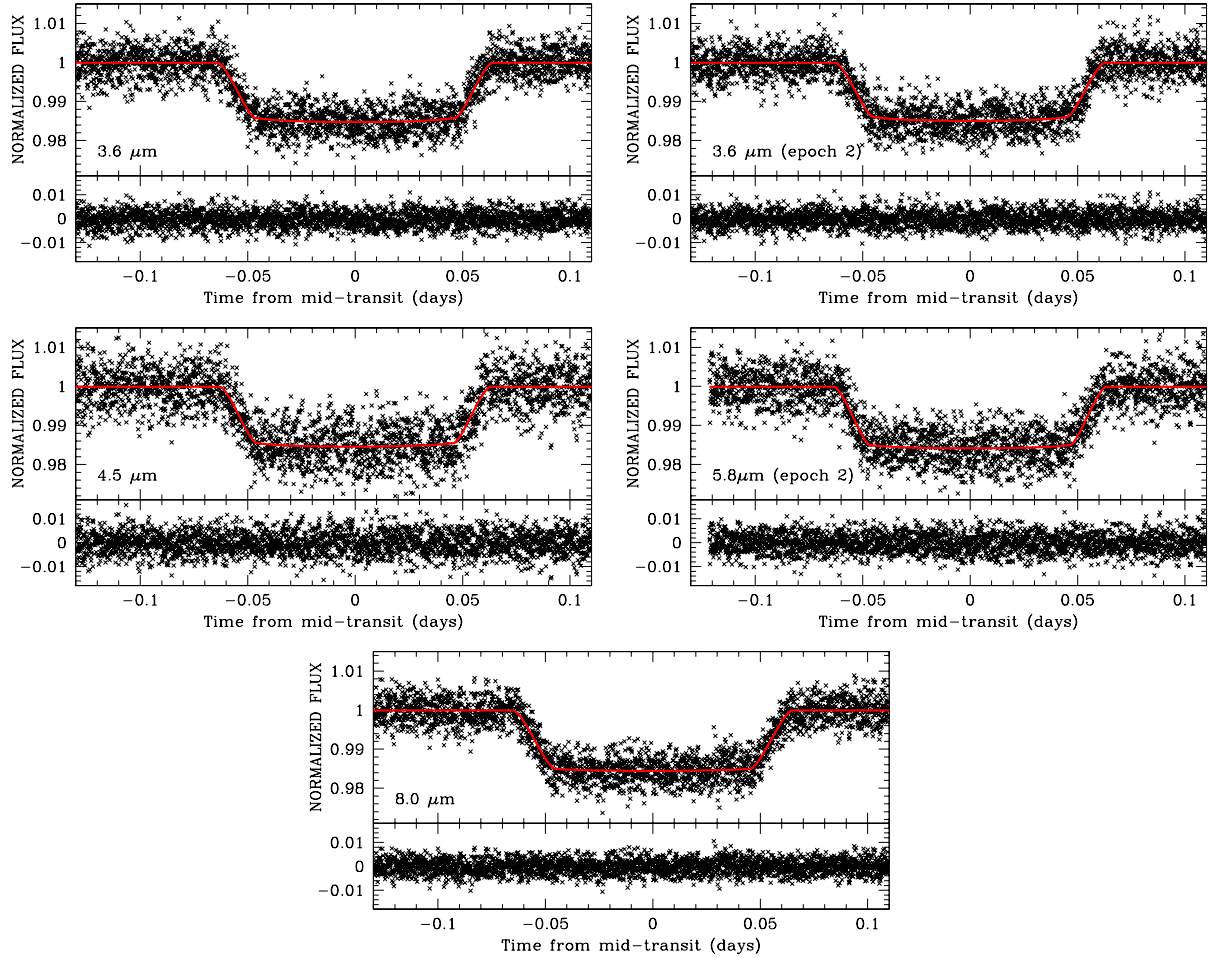


Figure 5. Final light curves, best fit model and residuals at $3.6 \mu\text{m}$ (epoch 1 and 2), $4.5 \mu\text{m}$, $5.8 \mu\text{m}$ (epoch 2) and $8 \mu\text{m}$. In the residuals subpanel we will overplot the 50-point median-stack smoothing of the residuals.

Table 3. Markov Chain Monte Carlo fit to individual primary transits observed by IRAC. We list all the fitted parameters (see the text for the description), and in particular the ratio-of-radii, $k = R_p/R_*$, the orbital semi-major axis divided by the stellar radius, a/R_* , the orbital inclination, i and the mid-transit time, t_c .

	$3.6 \mu\text{m}$ (epoch 1)	$3.6 \mu\text{m}$ (epoch 2)	$4.5 \mu\text{m}$	$5.8 \mu\text{m}$ (epoch 2)	$8 \mu\text{m}$
$i(\text{deg})$	87.00 ± 0.11	86.67 ± 0.15	86.87 ± 0.10	86.84 ± 0.11	86.37 ± 0.13
A/R_*	8.89 ± 0.06	8.84 ± 0.10	8.91 ± 0.05	8.84 ± 0.07	8.49 ± 0.08
$k = R_p/R_*$	0.120835 ± 0.00054	0.120387 ± 0.00053	0.1218 ± 0.00072	0.1244 ± 0.00059	0.1240 ± 0.00046
$k^2 = (R_p/R_*)^2$	$1.460 \pm 0.013\%$	$1.449 \pm 0.013\%$	$1.4835 \pm 0.017\%$	$1.547 \pm 0.015\%$	$1.538 \pm 0.011\%$

can be taken to be more reliably constrained than a/R_* , b , or the inclination, i .

We use the genetic algorithm PIKAIA (see Metcalfe & Charbonneau 2003) to find an initial, approximate solution, which is used as the starting point for a χ^2 -minimisation using the downhill-simplex AMOEBA algorithm (Press et al. 1992). The initial best-fit parameters from AMOEBA are ran-

domly perturbed by up to 40% of their value and refitted in 100 trials to check the robustness of the best-fit solution.

To obtain the final parameter uncertainties, we employ a ‘prayer-bead’ Monte Carlo simulation of the unbinned data, as used by Gillon et al. (2007). Here, the set of residuals from the best-fit solution is shifted by one data point and added to the best-fit transit model to generate a new data set, with the residual at the end of the data series wrapping

Water in HD 209458b's atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit 9

Table 4. Markov Chain Monte Carlo fit to IRAC data. The first column shows a joint fit to the best four band observations, namely 3.6 μm (epoch 1), 4.5 μm , 5.8 μm (epoch 2) and 8 μm . Then we impose the parameters i , A/R_* , e , ω and fit the ratio of the radii k and the mid transit time t_c for the second epoch at 3.6 μm and the first epoch at 5.8 μm .

	3.6 μm (epoch 1) + 4.5 μm + 5.8 μm (epoch 2) + 8 μm	(3.6 μm) epoch 2	(5.8 μm) epoch 1
$i(\text{deg})$	86.76 ± 0.10		
a/R_*	8.77 ± 0.07		
$k = (R_p/R_*)$			
(3.6 μm)	0.121215 ± 0.00054	0.120343 ± 0.00053	
(4.5 μm)	0.121568 ± 0.00072		
(5.8 μm)	0.1244 ± 0.00059		0.1246 ± 0.00095
(8 μm)	0.12390 ± 0.00046		
$k^2 = (R_p/R_*)^2$			
(3.6 μm)	$1.469 \pm 0.013\%$	$1.448 \pm 0.013\%$	
(4.5 μm)	$1.478 \pm 0.017\%$		
(5.8 μm)	$1.549 \pm 0.015\%$		$1.552 \pm 0.032\%$
(8.0 μm)	$1.535 \pm 0.011\%$		

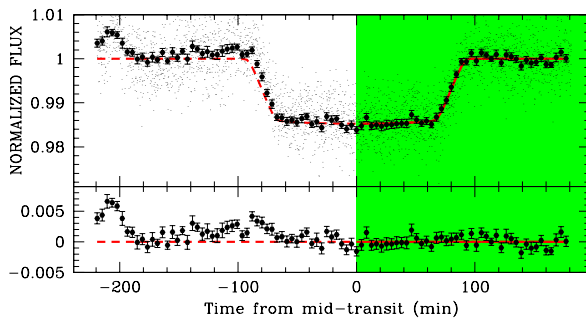


Figure 6. The uncorrected unbinned and binned (30-points) data from first epoch at 5.8 μm and the underlined model computed for the second epoch (corrected for systematics). The lower panel shows the residuals of the binned data (unbinned data omitted for clarity). The shaded area is marking the second half of the transit and the post transit observations used in the fit.

around to the beginning. The new data set is refitted, and the process repeated until the set of residuals has been cycled through the entire data series. This procedure has the advantage of preserving the structure of any residual correlated noise within the light curve in each simulation. For the unbinned data we then have typically 2500–3000 samples from which the parameter uncertainties may be estimated, which we take to be the values comprising 68.3% of the sample about the median of each parameter distribution. The median and uncertainties are compared to the fitted value in each case, to check the robustness of the simulations and to assign upper and lower limits on the parameters. In all cases, we found the difference between the median and the best-fit parameter was insignificant.

Table 5 lists the fitted depth, ratio of radii, k , transit duration, T , orbital inclination, i , and a/R_* from this fitting procedure, for each of the transits.

4.4 The case of the epoch 1 of 5.8 μm

The first epoch of 5.8 μm requires special consideration due to the extremely pronounced nature of the systematic errors for this data set. In §3.2 we demonstrated that the corrective procedure most consistent with the observational evidence is to truncate the initial data exhibiting discontinuous behaviour and then perform a linear correction through the remaining baseline data. Since the systematic effect is so pronounced here, we took a conservative approach by assuming the systematic may persist up to the moment of mid-transit. We therefore exclude all data before the mid-transit and adopt the physical parameters (i , a/R_*) derived from the global MCMC fit and reported in Table 4, and fitted the baseline, the ratio of radii k and the mid transit time t_c .

In Fig. 6 we compare epoch 1 data and the model fitted on the data from the mid-transit. Inspection of the residuals after the mid-transit indicates a good fit to the data. The data from the first half of the observations show the uncorrected systematic trends at work. It is clear that they are of different nature from the one of epoch 2. We add the measured ratio of radii and depth in the last column of Table 4, and last row of table 5. The results we therefore obtain from second epoch is consistent with the first epoch.

As a final check of the procedure, we decided to treat also the second epoch at 5.8 μm the same way. We take the uncorrected data, exclude the first half of the data up to the mid-transit, and fit the light curve. We report the measured depth by this procedure to be $1.540 \pm 0.029\%$. It is perfectly compatible with our complete fits reported in Tables 3, 4 and 5.

4.5 Sanity check: Grid calculations

As a check on our methodology we imposed the physical parameters derived from Knutson et al. (2008) in the approximation of circular orbit, and fitted for the baselines, ratio of radii, k , and mid-time transit, t_c , using a simple χ^2 minimisation. This gradient based method explores the local minimum around the physical solution found by Knutson et al., (2008). By comparing the results to the ones obtained

10 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

Table 5. Best-fit transit depths, ratio of radii k , duration T , orbital semi-major axis divided by the stellar radius a/R_* , inclination i , mid transit time t_c found using the prayer-bead Monte Carlo fit method described in §4.1

band/ μm	$k^2 = (R_p/R_*)^2$	$k = R_p/R_*$	$T/\text{seconds}$	a/R_*	i
3.6 μm (epoch 1)	$1.462^{+0.011}_{-0.012}$	$0.12089^{+0.00045}_{-0.00048}$	9581^{+57}_{-47}	8.88 ± 0.02	86.99 ± 0.18
4.5 μm	$1.482^{+0.014}_{-0.014}$	$0.12174^{+0.00056}_{-0.00056}$	9437^{+60}_{-51}	9.09 ± 0.01	87.15 ± 0.10
8.0 μm	$1.538^{+0.011}_{-0.011}$	$0.12403^{+0.00043}_{-0.00045}$	9580^{+58}_{-49}	8.50 ± 0.02	86.32 ± 0.20
3.6 μm (epoch 2)	$1.449^{+0.010}_{-0.010}$	$0.12038^{+0.00043}_{-0.00043}$	9358^{+57}_{-48}	8.86 ± 0.02	86.70 ± 0.13
5.8 μm (epoch 2)	$1.542^{+0.0099}_{-0.0096}$	$0.12416^{+0.00040}_{-0.00039}$	9517^{+50}_{-54}	9.13 ± 0.01	87.22 ± 0.12

with the Monte Carlo methods, we found that the transit depths agree well within the error bars. By contrast the other parameters (inclination, a/R_*) are highly degenerate.

4.6 Influence of spots

An effect to consider when comparing transit depth at different wavelengths is the influence of stellar surface inhomogeneities, i.e. star spots. Depending on the spot distribution, the occulted stellar area during the transit can be brighter or dimmer than the average photosphere. In the case of HD 189733, a moderately active star with visible photometric variations of $\sim 3\%$ (peak to peak), the differential effect in the IRAC 3.6 and 5.8 μm bands was evaluated by Beaulieu et al. (2008) to be below 0.01%. HD 209458 is a chromospherically inactive star with an estimated age close to that of the Sun (e.g., Mazeh et al. 2000; Cody & Sasselov 2002; Torres et al. 2008). It is thus reasonable to assume a level of photometric variations similar to that of the Sun, i.e., 0.2–0.3% peak to peak (Fröhlich & Lean 2004). Scaling the calculations carried out for HD 189733, the expected differential effect of star spots on the IRAC bands for HD 209458 is likely to be 10–20 times smaller, and therefore well below 0.001%. Our calculations show that star spots have negligible influence when compared with our measurement uncertainties (~ 0.011 – 0.017%); see Tables 3,4 and 5.

4.7 Comments about different epochs at 3.6 and 5.8 μm

We asked for two epochs for HD 209458b at 3.6 and 5.8 μm with the prime intention of demonstrating the possibility of co-adding multiple epoch observations, and/or to be able to check for the variability in the system. The two epochs are separated by 7 months, and the observing setups are identical.

Firstly, at 3.6 μm the data are affected by systematic trends of the same nature due to the pixel scale effect. We notice a factor 3 in the amplitude of the systematic trends between the two epochs. We measure the two transit depth to be $1.469 \pm 0.013\%$ and $1.448 \pm 0.013\%$ respectively. The results are compatible between the two channels.

Secondly, at 5.8 μm the situation is more complex. The second epoch showed the expected behaviour, and we have been able to correct for systematics, and to fit it. For the first epoch, we chose to discard the first half of the data, and fit the uncorrected remaining data set. We measure the two transit depth to be $1.552 \pm 0.032\%$ and $1.549 \pm 0.015\%$ respectively. The results are compatible between the two channels.

Even when centering on the same pixels of the detector, observing the same target several months apart, different systematics are at work. It is clear that the different data sets should be analysed for systematics and then corrected individually. Then, multiple epoch can be compared and/or added.

4.8 Results

We have chosen three approaches to fit the data, i.e., grid calculations with ephemeris from Knutson et al., 2008, Markov Chain Monte Carlo and prayer-bead Monte Carlo. We obtain extremely similar results concerning the transit depth for the different wavelengths with the three techniques. The final results are listed in table 4. As reported by Carter et al. (2008), there exists a degeneracy between the fitted orbital inclination i and a/R_* ; whereas the ratio of radii k and the transit duration, T , are far more robust quantities. As a result of this robustness, we are able to use the fitted transit duration values as a test of whether the lightcurves appear physical or not.

From our six fitted lightcurves, the duration of 5.8 μm , epoch 1, cannot be used because only half the transit is fitted and so the fitted duration is dependent on priors. The other five lightcurves produce durations consistent with an average duration of $T = 9508 \pm 17$ seconds with a $\chi^2_{red} = 2.6$ suggesting an outlier. Removing the 3.6 μm , epoch 2, measurement to leave us just the 4 preferred observations we find $T = 9538 \pm 14$ seconds with $\chi^2_{red} = 1.1$. Since 3.6 μm , epoch 2, produces an outlier duration and is also known to exhibit by far the strongest pixel phase effect out of all of the observed lightcurves, we give it zero weighting in the later spectral analysis.

We find that our average durations are consistent with the duration we find when refitting the Brown et al. (2001) HST lightcurve of $T = 9525^{+16}_{-14}$ seconds. Consequently, we conclude that our results support a solution consistent with the Brown et al. (2001) observations and thus we may be confident that the systematic corrections have been successful.

4.9 Comparison with HD 189733b data

Beaulieu et al. (2008) gives an accurate description of the method adopted to analyse the two IRAC channels at 3.6 and 5.8 μm in the case of the hot-Jupiter HD 189733b. The software BLUE (Alard, 2010), was used to fit the PSF, as several stars were in the field and could be used as calibrators. One of the capabilities of BLUE is to provide optimised centroid estimates, and provide an accurate modelling of the

Water in HD 209458b's atmosphere from 3.6 – 8 μm IRAC photometric observations in primary transit 11

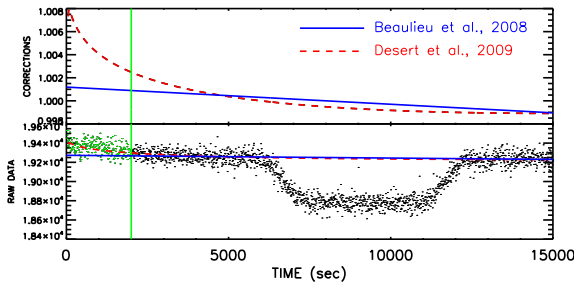


Figure 7. The lower panel shows the reprocessed HD 189733b data at 5.8 μm overplotted with the logarithmic correction from Désert et al. (2009) and the linear correction (Beaulieu et al. 2008). The vertical line indicates 2000 sec. We provided in the text evidences to reject the first 2000 sec. This figure shows how the logarithmic correction is overcorrecting in the transit.

PSF. In the case of HD 209458b one star only was present, so we had to adopt a different strategy, using the SExtractor programme (Bertin and Arnouts, 1996). The extracted light curves at 3.6 and 5.8 μm were corrected in a similar manner to that detailed in Beaulieu et al. (2008). In particular the 3.6 μm observations for the two planets show moderate or strong pixel-phase effects, that can be corrected for.

5.8 μm observations ostensibly represents the greatest challenge for correcting systematic errors as the behaviour is somewhat less understood than the 8.0 μm ramp and the pixel phase effects at 3.6 μm and 4.5 μm . This situation is exacerbated by the observation of a discontinuity in the photometry in two separate transit observations. At 5.8 μm there are no significant pixel-phase effects, but a linear drift with time, after the first 2800 s in the case of HD 209458b and 1800 s in the case of HD 189733b. For both planets we disregard the first 2800/1800 seconds and then simply apply a linear correction to the data after this point.

This is the main discrepancy between the Beaulieu et al. (2008) reduction and the one adopted by Désert et al. (2009). We do not discuss here previous results or methods adopted by the same team, incorporated in Ehrenreich et al. (2007), in part because we have already explained the reasons of their inadequacy in the Beaulieu et al. (2008), but most importantly as clearly abandoned by the authors themselves in the new version of the analysis of the same data provided by Désert et al. (2009). Désert et al. (2009) applied a logarithmic time-correlated detrending to this channel of the same form of 8.0 μm observations, but of opposite sign i.e. an ‘anti-ramp’. In contrast, we applied a truncation of the first 2800 seconds followed by a linear time-trend de-correlation.

The question as to which method is the correct one is naturally a topic of debate within the community but we believe we have produced here an in-depth analysis of each type of correction. In §3.2 we treated the 5.8 μm data with both methods and compared the resultant lightcurves. Several tests suggest that the truncation + linear detrending produces a more physical transit signal and an improved overall fit. In this work, we acknowledge that there currently exists no widely-accepted physical explanation for the channel 3 systematic effects and thus the preference between the

Table 6. Comparison of values of transit depth for HD 189733b at 3.6 and 5.8 μm by Beaulieu et al., (2008), Ehrenreich et al., (2007), and Désert et al., (2009).

IRAC	Beaulieu 2008	Ehrenreich 2007	Désert 2009
3.6 μm	$2.383 \pm 0.014\%$	$2.434 \pm 0.026\%$	$2.387 \pm 0.0093\%$
5.8 μm	$2.457 \pm 0.017\%$	$2.375 \pm 0.04\%$	$2.393 \pm 0.016\%$

linear and logarithmic model must be made primarily on the basis of the lightcurve information. On this basis, we cannot justify employing the logarithmic model over the method adopted here, given the range of evidences compiled.

In our case, we find that adopting the logarithmic fit to our HD 209458 5.8 μm data would underestimate the transit depth by 0.035 %, generating a systematic error of $\sim 2.3\sigma$. We also estimate that the incorrect use of logarithmic correction leads to an under estimate of the transit depth of HD 189733 by 0.047% , generating a systematic error of $\sim 2.9\sigma$. This accounts for the discrepancy between the studies of Désert et al. 2009 compared to Beaulieu et al. 2008. However, for case of 3.6 μm , both teams agree upon the corrective procedure, and so we should expect very similar results. Indeed, for the HD 189733 3.6 μm photometry, the values and error bars estimated by Beaulieu (2008) and Désert (2009) are in excellent agreement, as shown in Table 6.

5 DATA INTERPRETATION

To interpret the data, we used the radiative transfer models described in Tinetti et al. (2007a,b) and consider haze opacity, including its treatment in Griffith, Yelle and Marley (1998).

Our analysis includes the effects of water, methane, carbon dioxide, carbon monoxide, pressure-induced absorption of $H_2 - H_2$. We do not consider the presence of particulates, because there is no indication of particles large enough ($\sim 3\mu\text{m}$) to affect the planet’s middle-infrared spectrum. The effects of water absorption are quantified with the BT2 water line list (Barber et al., 2006), which characterises water absorption at the range of temperatures probed in HD 209458b. Methane was simulated by using a combination of HITRAN 2004 (Rothman et al., 2005) and PNNL data-lists. Carbon monoxide absorption coefficients were estimated with HITEMP (Rothman et al. 1995) whilst for carbon dioxide we employed a combination of HITEMP and CDS-1000 (Carbon Dioxide Spectroscopic Databank version for high temperature applications; Tashkun and Perevalov, 2008). The continuum was computed using $H_2 - H_2$ absorption data (Borysow et al., 2001). In fig. 8, we show the contribution of the different molecules combined to water.

The 3.6 μm (and to a lesser degree the one at 8 μm) IRAC channel measurement can be affected by the presence of methane. By contrast, CO_2 and CO may contribute in the passband at 4.5 μm .

We find absorption by water alone can explain the spectral characteristics of the photometric measurements, which probe pressure levels from 1 to 0.001 bars (fig. 10). The determined water abundance depends on the assumed temperature profile and planetary radius. We find that the data

12 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

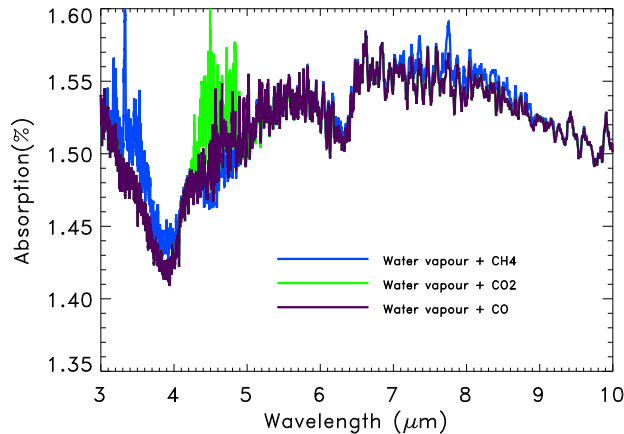


Figure 8. Simulated middle Infrared spectra of the transiting Hot Jupiter HD 209458b in the wavelength range 3-10 μm . Water absorption is responsible for the main pattern of the spectra. The additional presence of methane, CO and CO₂ are simulated in the blue, violet and green spectra respectively.

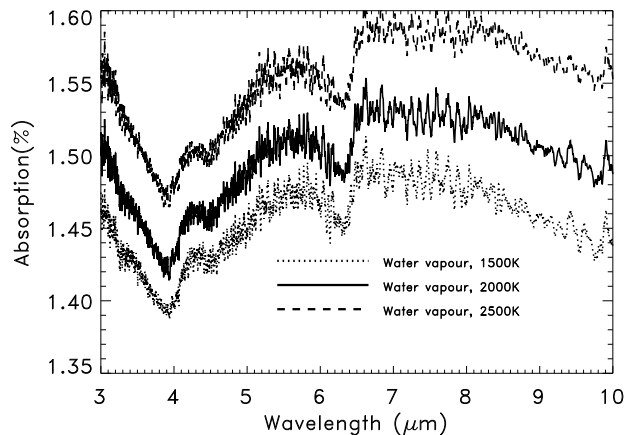


Figure 9. Modeled spectral absorptions of H₂O in the atmosphere of HD 209458b for 1500, 2000 and 2500 K.

can be interpreted, with a thermochemical equilibrium water abundance of 4.5×10^{-4} (Liang et al., 2003;2004), assuming temperature profiles from Swain et al., 2009b. However, $\sim 1\%$ difference in the estimate of the planetary radius, is compatible with water abundances 10 times smaller or larger, or with an overall change in the atmospheric temperature of about $\sim 500\text{K}$ (see fig. 9). Additional primary transit data at different wavelengths are needed to improve the constraint.

While the contribution of other constituents is not necessary to interpret the measurements, mixing ratios of 10^{-7} , 10^{-6} and 10^{-4} of CO₂, CH₄ and CO, respectively, are allowed in our nominal model.

Spectroscopic data are needed to further investigate the composition of this planetary atmosphere.

6 CONCLUSION

We have presented here IRAC photometry data recording the primary transit of HD 209458b in four infrared bands. We find that the systematics are very similar to those present in the data set obtained for the planet HD 189733b (Beaulieu et al., 2008), and therefore we adopted similar recipes to correct for them. We have performed Markov Chain Monte Carlo and prayer-bead Monte Carlo fits to the data obtaining almost identical results. Our observations indicate the presence of water vapour in the atmosphere of HD 209458b, confirming previous detections of this molecule with different techniques/instruments. Interestingly, the thermal profiles derived for the day-side are compatible with this set of data probing essentially the planetary terminator. It is possible that additional molecules, such as methane, CO and/or CO₂ are also present, but the lack of spectral resolution of our data have prevented these from being detected. Additional data in transmission at different wavelengths and/or higher resolution will be required to gain information about these other molecules.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are very grateful to Tommi Koskinen, Alan Aylward Steve Miller, Jean-Pierre Maillard and Giusi Micela for their insightful comments. G.T. is supported by a Royal Society University Research Fellowship, D.K. by STFC, R.J.B. by the Leverhulme Trust, G.C. is supported by Ateneo Federato della Scienza e della Tecnologia - Università di Roma "La Sapienza", Collegio univ. "Don N. Mazza" and LLP-Erasmus Student Placement. We acknowledge the support by ANR-06-BLAN-0416 and the "Programme Origine des Planètes et de la Vie". This work is based on observations made with the *Spitzer Space Telescope*, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

REFERENCES

- Agol E., Cowan N.B., Bushong J., et al., 2008, in *Transiting Planets*, IAU Symposium 253, eds Pont F., Sasselov D., Holman M. eds, Volume 253, p. 209
- Alard, C., 2000, AAS, 144, 363
- Alard, C., 2010, AA in prep
- Barber, R. J., Tennyson, J., Harris, G. J., Tolchenov, R. N., 2006, MNRAS 368, 1087
- Barman T., 2007, ApJ 661, L191
- Batista V., et al., A&A submitted, arXiv:0907.3471
- Beaulieu, J. P., Carey, S., Ribas, I., & Tinetti, G. 2008, ApJ, 677, 1343
- Bertin E. & Arnouts S., 1996 A&AS, 117, 393
- Borysov A., U. G. Jorgensen, and Fu, Y., 2001, JQSRT 68, 235
- Brown T., 2001, ApJ, 553, 1006
- Burrows A., Hubeny I., Budaj J., Knutson H.A., Charbonneau D., 2007, 2007, ApJ 668, L171

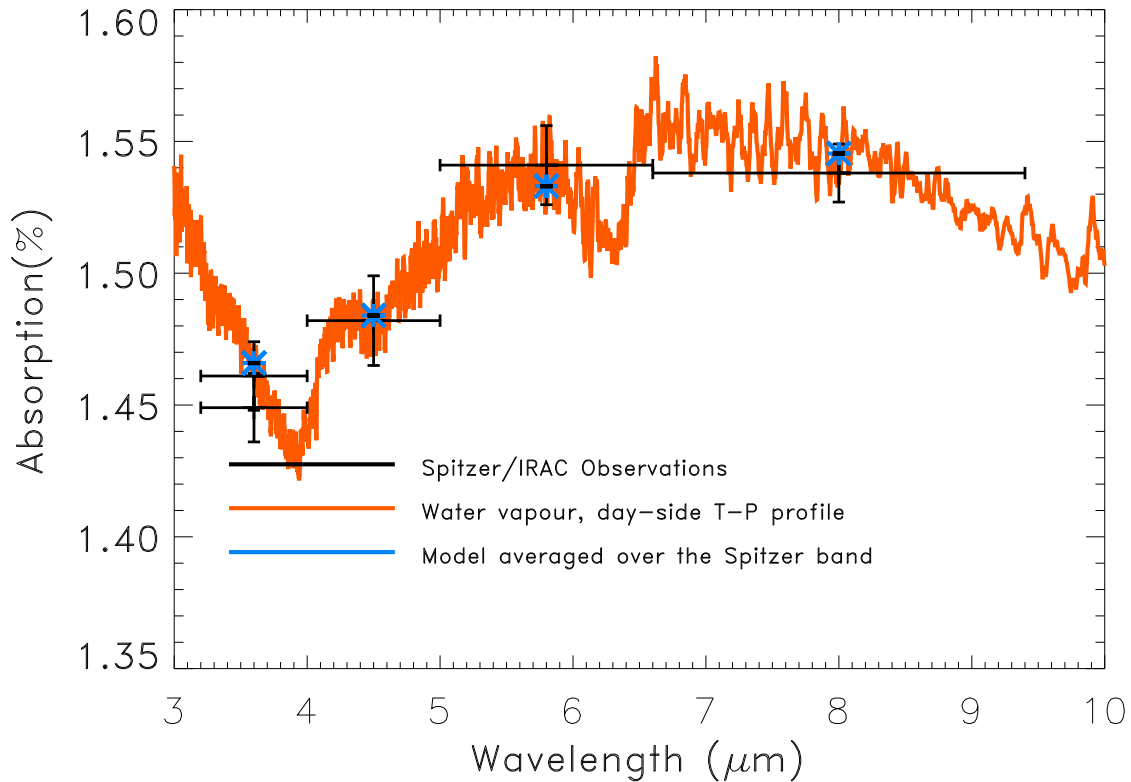


Figure 10. Observations and spectral simulations of the atmosphere of HD 209458b. Black : Spitzer measurements where the horizontal bar is the IRAC bandwidth. Orange spectrum: water vapour and a thermal profile compatible with the day-side spectroscopy and photometry data (Swain et al., accepted; Griffith and Tinetti, in prep.). Blue stars : simulated spectrum integrated over the Spitzer bands.

Carter J.A., Yee J.C., Eastman J., Gaudi B.S., & Winn J.N. 2008, ApJ 689, 499
 Charbonneau D., Brown T., Latham D., Mayor M., 2000, ApJ 529, L45
 Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, ApJ, 568, 377
 Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, ApJ, 626, 523
 Charbonneau D., et al., 2008, ApJ 686, 1341
 Claret A., 2000, A&A, 363, 1081
 Cody, A. M., & Sasselov, D. D. 2002, ApJ, 569, 451
 Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. 2005, Nature, 434, 740
 Désert J.M., Lecavelier A., Hébrard G., et al., 2009, ApJ, 699, 478
 Díaz-Cordovés, J., Claret, A., & Giménez, A., 1995, A&AS, 110, 329
 Dong S., et al., 2009 ApJ 698, 1826
 Doran, M., Muller, C. M. 2004, Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 9, 3
 Ehrenreich D., Hébrard G., Lecavelier A., et al., 2007, ApJ, 668, L179

Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
 Fossey, S.J., Waldmann, I.P., & Kipping D.M., 2009, MNRAS, 396, L16
 Fröhlich, C., & Lean, J. 2004, AARv, 12, 273
 Gillon M., Demory B.O., Barman T., et al., 2007, A&A, 471, L51
 Griffith, C.A., R.V. Yelle & M.S. Marley, Science, 1998, 282, 2063
 Infrared Array Camera Data Handbook version 3.0, 2006
 Kipping D.M., 2008, MNRAS, 389, 1383.
 Kurucz R. 2006, Stellar Model and Associated Spectra (<http://kurucz.harvard.edu/grids.html>)
 Knutson H., et al., 2007, Nature 447, 183
 Knutson H., et al., 2008, ApJ 673, 526
 Liang M.C. et al., 2003, ApJ 596, L247
 Liang M.C. et al., 2004, ApJ 605, L61
 Madhusudhan N. & Seager S., ApJ in press
 Mandel, K., & Algol, E. 2002, ApJ, 580, L171
 Mayor M., & Queloz D., 1995, Nature 378, 355
 Mazeh T., Naef D., Torres G., et al., 2000, ApJ, 532, L55
 Metcalfe, T.S. & Charbonneau P. 2003, JCoPh., 185, 176

14 *Beaulieu, Kipping, Batista, Tinetti, Ribas et al.,*

- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Kirkpatrick, J. D., et al. 2006, *ApJ*, 653, 1454
- Nassar R., & Bernath P., *JQSRT* 82, 279
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling, W.T., Flannery B.P., 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*, Cambridge: University Press
- Richardson, L. J., Deming, D., Horning, K., Seager, S., & Harrington, J., 2006, *Nature*, 445, 892
- Rothman L.S., Wattson, R.B., Gamache, R.R. et al. 1995. *Proc. Soc. Photo Optical Instrumentation Engineers*, 2471, 105
- Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., et al. 2005, *JQSRT* 96, 139
- Schneider J., 2009, <http://exoplanet.eu/index.php> “*The Extrasolar Planets Encyclopaedia*”
- Seager S. & Sasselov D.D., 2000, *ApJ* 537, 916
- Seager, S. & Mallen-Ornelas, G., 2003, *ApJ*, 585, 1083
- Swain M. R., Vasisht G., Tinetti G., 2008, *Nature* 452,329
- Swain M. R., Vasisht G., Tinetti G. et al., 2009a, *ApJL* 690, 114
- Swain M. R., G. Tinetti, G. Vasisht, P. Deroo , C. A. Griffith, et al. 2009b, *ApJ* accepted. *astroph arXiv:0908.4010*.
- Tashkun S.A., Perevalov V.I., Teffo J-L, Bykov A.D., Lavrentieva N.N., 2003, *JQSRT*, 82,165.
- Tinetti, G., Liang, M.-C., Vidal-Madjar, A., et al. 2007a, *ApJ*, 654, L99
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., et al. 2007b, *Nature* 448, 169
- Tinetti G. and Beaulieu J.P., 2008 in *Transiting Planets*, IAU Symposium 253, eds Pont F., Sasselov D., Holman M. eds, Volume 253, p. 232, *astroph 2008arXiv0812.1930T*
- Torres, G., Winn, J. N., & Holman, M. J. 2008, *ApJ*, 677, 1324
- Winn J.N., Noyes R.W., Holman M.J., et al., 2005, *ApJ*, 631, 1215

Annexe A

Constantes

TAB. A.1 – Constantes

Grandeur	Nom	Valeur
vitesse de la lumière	c	299 792 458 m.s ⁻¹
constante gravitationnelle	G	6.674×10^{-11} m ³ .kg ⁻¹ .s ⁻²
masse solaire	M_{\odot}	1.9891×10^{30} kg
masse terrestre	M_{\oplus}	5.9736×10^{24} kg
masse de Jupiter	M_{Jup}	1.8986×10^{27} kg
masse de Neptune	M_{Nept}	1.0243×10^{26} kg
rayon terrestre	r_{\oplus}	6378 km
rayon de Jupiter	r_{Jup}	71492 km
année lumière	a.l.	9.460×10^{15} m
parsec	pc	3.086×10^{16} m
unité astronomique	U.A.	1.496×10^{11} m
arcseconde	as	4.85×10^{-6} rad

Annexe B

Réseau de télescopes de suivi d'alertes

Planet Code	μ F Code	Observing Site
a	AO	Auckland NZ Nustrini Meade 0.41m f10 LX200R
i	AX	Auckland DIA (Experimental) Nustrini Meade 0.41m f10 LX200R
b	Bron	Bronberg South Africa Meade 0.36m RCX400
x	CAO	CAO San Pedro Chile Celestron 0.36m SCT
y	CT10	CTIO Chile CTIO 1.0m
c	CT13	CTIO Chile CTIO 1.3m
g	CX	CTIO ANDICAM DIA (Experimental) CTIO 1.3m
p	Craigie	Craigie Western Australia 0.25m SCT
e	DEX	DemonEX (Winer Obs) Sonoita Arizona Meade 0.5m f/8 RCX400
Z	DK15	ESO La Silla Danish 1.54m
f	FCO	Farm Cove Pakuranga NZ Meade 0.36m f10 LX200R
z	HAO	Hereford Observatory Arizona Meade 0.36m RCX400
h	HHO	Hunters Hill Canberra AU Meade 0.36m LX200GPS
j	IAC80	Teide Observatory Tenerife IAC-80 80cm f/11.3 (ex:T)
k	Kumeu	Kumeu Obs Auckland NZ Celestron 0.36m SCT
l	LOAO	LOAO Mt. Lemmon Arizona 1.0m
L	LX	LOAO DIA (Experimental) 1.0m
u	MAO	Molehill Astronomical Observatory Auckland NZ Meade 0.3m f/10
s	MDM13	MDM Observatory Arizona McGraw-Hill 1.3m
m	MDM24	MDM Observatory Arizona Hiltner 2.4m
n	MDMRC	MDM Observatory Arizona Hiltner 2.4m RETROCam
o	PAL	Palomar Observatory California P60
d	Pos	Possum Observatory Patutahi NZ Meade 0.41m f5.2 Starfinder
r	RLO	Regent Lane Observatory Nelson NZ XXX 0.xm
q	SKO	Skinakas Obs Crete Zeiss 1.3m f/7.6 RC
t	SSO	Southern Stars Obs Faaa Tahiti Celestron 0.28m f10 SCT
v	VLO	Vintage Lane Obs Blenheim NZ Meade 0.41m f15
w	Wise	Wise Obs Mitzpe Ramon Israel Wise 1m f10
X	CAO2	CAO San Pedro Chile C14#2

Planet Code	-	Observing Site
A	-	SAAO STE4
C	-	San Pedro 0.5m "Clark"
D	-	Dome C ASTEP 0.4m
F	-	Arizona Kuiper 61"
H	-	Faulkes N
I	-	Faulkes S
J	-	Liverpool
K	-	MOA survey
O	-	OGLE III survey
P	-	MONET 1.2m N
Q	-	MONET 1.2m S
R	-	LNA 0.6 m
T	-	San Pedro 20" carbon "Tony"
U	-	Emerite UTAS Canopus 1m
V	-	Arizona VAT 71"
W	-	Perth Apogee (?)

Annexe C

Méthodes numériques de résolution de problèmes de microlentille

C.1 Equation polynomiale des lentilles binaires

Dans la notation complexe, l'équation des lentilles s'écrit (Witt 1990)

$$\zeta = z + \frac{m_1}{\bar{z}_1 - \bar{z}} + \frac{m_2}{\bar{z}_2 - \bar{z}}, \quad (\text{C.1})$$

dont les coordonnées sont normalisées en unités de rayon d'Einstein. m_1 et m_2 sont les masses des deux composants de la lentille, z_1 et z_2 leur position, $\zeta = \xi + i\eta$ et $z = x + iy$ sont les positions de la source et de ses images respectivement. \bar{z} désigne le complexe conjugué de z . Pour simplifier l'écriture, on place le repère au centre des deux masses et son axe réel le long de l'axe du système. Alors $z_2 = -z_1$ et $z_1 = \bar{z}_1$. On note aussi $m = (m_1 + m_2)/2$ et $\Delta m = (m_2 - m_1)/2$. En ramenant les différents termes au même dénominateur et en simplifiant, on obtient un polynôme de degré 5 en z (Witt 1990) :

$$p_5(z) = \sum_{i=1}^5 c_i z^i = 0$$

où

$$c_5 = z_1^2 - \bar{\zeta}^2,$$

$$c_4 = -2m\bar{\zeta} + \zeta\bar{\zeta}^2 - 2\Delta m z_1 - \zeta z_1^2,$$

$$c_3 = 4m\zeta\bar{\zeta} + 4\Delta m\bar{\zeta}z_1 + 2\bar{\zeta}^2 z_1^2 - 2z_1^4,$$

$$c_2 = 4m^2\zeta + 4m\Delta mz_1 - 4\Delta m\zeta\bar{\zeta}z_1 - 2\zeta\bar{\zeta}^2z_1^2 + 4\Delta mz_1^3 + 2\zeta z_1^4,$$

$$c_1 = -8m\Delta m\zeta z_1 - 4(\Delta m)^2z_1^2 - 4m^2z_1^2 - 4m\zeta\bar{\zeta}z_1^2 - 4\Delta m\bar{\zeta}z_1^3 - \bar{\zeta}^2z_1^4 + z_1^6,$$

$$c_0 = z_1^2[4(\Delta m)^2\zeta + 4m\Delta mz_1 + 4\Delta m\zeta\bar{\zeta}z_1 + 2m\bar{\zeta}z_1^2 + \zeta\bar{\zeta}^2z_1^2 - 2\Delta mz_1^3 - \zeta z_1^4].$$

Ce polynôme se factorise en deux polynômes du second et troisième degrés lorsque la source est située sur l'axe des réels ($\zeta = \xi$) ou sur l'axe imaginaire ($\zeta = i\eta$) avec $\Delta m = 0$. L'amplification totale est égale à la somme des valeurs absolues des amplifications de chaque image

$$A = \sum_{i=1}^n A_i = \sum_{i=1}^n \frac{1}{|\det J|} \Big|_{z=z_i} \quad A_i > 0, \quad (\text{C.2})$$

où

$$\det J = 1 - \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \bar{z}} \quad (\text{C.3})$$

est le déterminant du Jacobien. Les positions de la source et des images pour lesquelles $\det J = 0$, ce qui correspond à une amplification infinie, forment des courbes fermées. Elles sont appelées respectivement caustiques et courbes critiques dans le plan source et dans le plan lentille. Trouver les positions images correspondant à ces courbes critiques revient à résoudre l'équation suivante

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{(z - z_i)^2} = e^{i\Theta}, \quad (\text{C.4})$$

où $0 \leq \Theta < 2\pi$ est un paramètre. Pour chaque Θ , il y a quatre solutions distinctes. Si on fait varier Θ continuellement, on peut tracer les solutions le long de 4 courbes critiques au plus (les courbes critiques de plusieurs solutions peuvent se rejoindre). En pratique, on peut résoudre l'équation pour une valeur de Θ et ensuite utiliser la méthode Newton-Raphson pour trouver les solutions pour les autres valeurs de Θ .

L'équation C.1 a cinq ou trois solutions selon que la source est à l'intérieur ou à l'extérieur des caustiques. Pour une source ponctuelle, les positions images peuvent être facilement trouvées numériquement (par exemple avec la méthode de Laguerre). Cependant, lorsque la source est étendue (effets de taille finie), l'existence de singularités rend l'intégration coûteuse en temps de calcul.

C.2 Résolution des problèmes de lentilles binaires avec effets de source étendue

C.2.1 Théorème de Stokes

Gould et Gaucherel (1997) proposent d'utiliser la méthode de Stokes pour calculer l'amplification d'une source étendue par un système de lentille binaire. Cette méthode n'est valable que pour une source dont la luminosité surfacique est uniforme, pour laquelle l'expression de l'amplification se résume au rapport des aires des images sur l'aire de la source. Pour la prise en compte d'effets d'assombrissement aux bords, une possibilité consiste à découper la source en plusieurs anneaux, chacun ayant une luminosité constante. La méthode de Stokes permet de calculer l'aire des images par une intégrale de dimension 1 le long des contours de leur surface. Il s'agit d'abord de localiser les points images d'un certain nombre de points du contour de la source. Ceux-ci forment le contour des images. Il faut identifier les courbes fermées et en dessiner les contours à l'aide de petits segments reliant les points calculés. Ensuite, il faut déterminer l'aire Q_i de chaque courbe fermée par intégration sur ses contours. Certaines boucles peuvent être situées à l'intérieur d'autres boucles, et dans ce cas leur surface est considérée comme un trou dans la surface qui les englobe. Pour ce faire, pour chaque boucle, on détermine le nombre π_i de boucles qui la contiennent. L'aire totale des images est alors égale à $\sum_i (-1)^{\pi_i} Q_i$. Soit C le contour de la source et C'_i celui de la $i^{\text{ème}}$ image. La parité de chaque image, $p_i \pm 1$, est définie comme le signe du tenseur d'amplification. Lorsqu'on parcourt le contour C de la source dans le sens trigonométrique, on se déplace dans le même sens sur C'_i pour $p_i = 1$ et dans le sens inverse pour $p_i = -1$. Par le théorème de Stokes, l'aire de la source est définie par $(1/2) \int_C r \times dl$ et celle des images par $(1/2) p_i \int_{C'_i} r \times dl$, où r est la position sur le contour et dl l'élément de longueur. L'amplification est alors

$$A = \sum_i p_i \int_{C'_i} r \times dl \Big/ \int_C r \times dl. \quad (\text{C.5})$$

C.2.2 Cartes d'amplification et lancé de rayons

Comme évoqué en Section 3.2 dans l'analyse de l'évènement HME OGLE-2007-BLG-050, le calcul de courbes de lumière pour des modèles de lentille avec compagnon planétaire de caractéristiques (d, q, α) , avec prise en compte des effets de taille finie de source, a été réalisé avec l'algorithme développé par Dong et al. (2006). Cet algorithme, appelé "mapmaking", calcule des cartes d'amplification à l'aide de la technique de lancé de rayons ("ray-shooting"). Pour un évènement de grande amplification, la source sonde l'environnement de la caustique centrale. Donc pour ce type d'évènements, la première

étape de cet algorithme consiste à délimiter une zone autour de l’anneau d’Einstein dans le plan de la lentille, qui couvre toutes les positions possibles d’images de la source lorsque celle-ci est située dans l’environnement de la caustique centrale. La seconde étape consiste à effectuer une inversion de lancé de rayons depuis chaque point de cet anneau, avec une densité donnée, vers le plan source, à l’aide des équations de lentille binaire pour une source ponctuelle. Chaque rayon est défini par le vecteur (x_i, y_i, x_s, y_s) . La zone ainsi délimitée dans le plan source est alors découpée en $k = 1, \dots, N_g$ éléments rectangulaires. Chaque rayon est assigné à un élément $k(x_s, y_s)$ de cette grille. Par ailleurs, la trajectoire et le rayon de la source sont connus. Donc pour chaque point de la courbe de lumière, la position de la source est donnée. L’algorithme cherche alors les éléments de la grille contenus dans le rayon de la source. Pour chaque rayon, il regarde si ces coordonnées (x_s, y_s) sont à l’intérieur de la source. Si tel est le cas, il leur applique une luminosité en fonction de leur rayon au sein de la source (effets d’assombrissement aux bords).

Ce processus s’applique à tous les points de la courbe de lumière pour lesquelles l’amplification est supérieure à un seuil, choisi comme critère pour la prise en compte des effets de taille finie de source. Pour les points situés de part et d’autre des zones ainsi délimitées sur la courbe de lumière, un test est effectué pour savoir si l’approximation de source ponctuelle est valable. L’amplification est calculée en 5 points de la source : le centre $A(0, 0)$, deux positions sur l’axe x $A(\pm\lambda\rho, 0)$, et deux positions sur l’axe y $A(0, \pm\lambda\rho)$, où $\lambda \leq 1$. Les amplifications en ces points doivent vérifier le critère suivant (Dong et al. 2006)

$$\left| \frac{A(\lambda\rho, 0) + A(-\lambda\rho, 0)}{2A(0,0)} - 1 \right| + \left| \frac{A(0, \lambda\rho) + A(0, -\lambda\rho)}{2A(0,0)} - 1 \right| < 4\sigma \quad (\text{C.6})$$

où σ est l’erreur maximale permise. Si l’approximation de la source ponctuelle fonctionne, alors l’amplification de la source autour de cet instant sur la courbe de lumière est interpolée.

C.2.3 Loop linking

L’algorithme appelé “loop linking” et développé par Dong et al (2006) est une méthode hybride qui utilise à la fois l’inversion de lancé de rayons et le théorème de Stokes. Le principe de cette méthode est de pratiquer le lancé de rayons comme dans la méthode précédente de “mapmaking” mais sur des surfaces plus réduites, qui se limitent à des aires qui englobent strictement les images. On rappelle que le lancé de rayons avec la méthode de “mapmaking” est pratiqué sur un anneau assez large dans le plan de la lentille, par méconnaissance de la position des images. Cette méthode n’est utilisée que pour des positions particulières de la source, par exemple pour des points spécifiques de la courbe de lumière qui ne vérifient pas le critère de l’équation C.6. Alors, pour ces instants, les contours des images de la source sont calculés et une région légèrement supérieure à celle définie par ces contours est dessinée et découpée en éléments finis. L’inversion de

lancé de rayons se pratique ensuite depuis ces surfaces, et le temps de calcul est ainsi substantiellement réduit.

Annexe D

Liste de publications

- **Mass measurement of a single unseen star and planetary detection efficiency for OGLE 2007-BLG-050**
V. Batista, S. Dong, A. Gould, J.P. Beaulieu et 96 coauteurs, *Astronomy and Astrophysics*, décembre 2009, Volume 508, Issue 1, pages 467-478
- **MOA-2009-BLG-387Lb : A massive planet orbiting an M dwarf,**
V. Batista, A. Gould, S. Dieters, S. Dong, I. Bond, J.P. Beaulieu et al., en préparation
- **Water in HD 209458b’s atmosphere from 3.6 - 8 microns IRAC photometric observations in primary transit,**
J.P. Beaulieu, D.M. Kipping, V. Batista, G. Tinetti et 14 coauteurs, arXiv :0909.0185, septembre 2009
- **A Cold Neptune-Mass Planet OGLE-2007-BLG-368Lb : Cold Neptunes Are Common,**
T. Sumi, D.P. Bennett, I.A. Bond, A. Udalski, V. Batista et 102 coauteurs, *The Astrophysical Journal*, février 2010, Volume 710, Issue 2, pages 1641-1653
- **EUCLID : Dark Universe Probe and Microlensing planet Hunter,**
J.P. Beaulieu, D.P. Bennett, V. Batista, A. Cassan et 9 coauteurs, arXiv :1001.3349, janvier 2010,
- **Limits on additional planetary companions to OGLE 2005-BLG-390L,**
D. Kubas, A. Cassan, M. Dominik, D.P. Bennett, J. Wambsganss, S. Brillant, J.P. Beaulieu, M.D. Albrow, V. Batista et 32 coauteurs, *Astronomy and Astrophysics*, mai 2008, volume 483, Issue 1, pages 317-324

-
- **Towards A Census of Earth-mass Exo-planets with Gravitational Microlensing,**
J.P. Beaulieu, E. Kerins, S. Mao, D. Bennett, A. Cassan, S. Dieters, B.S. Gaudi, A. Gould, V. Batista et 20 coauteurs, arXiv :0808.0004, juillet 2008
 - **A Low-Mass Planet with a Possible Sub-Stellar-Mass Host in Microlensing Event MOA-2007-BLG-192,**
D.P. Bennett, I.A. Bond, A. Udalski, T. Sumi et 43 coauteurs (V. Batista 40ème auteur), The Astrophysical Journal, septembre 2008, Volume 684, Issue 1, pages 663-683
 - **A systematic fitting scheme for caustic-crossing microlensing events,**
N. Kains, A. Cassan, K. Horne, M.D. Albrow et 41 coauteurs (V. Batista 16ème auteur), Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, mai 2009, Volume 395, Issue 2, pages 787-796
 - **Difference imaging photometry of blended gravitational microlensing events with a numerical kernel,**
M.D. Albrow, K. Horne, D.M. Bramich, P. Fouqué, V.R. Miller, J.P. Beaulieu, C. Coutures, J. Menzies, A. Williams, V. Batista et 16 coauteurs, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, aout 2009, Volume 397, Issue 4, pp. 2099-2105
 - **Extreme Magnification Microlensing Event OGLE-2008-BLG-279 : Strong Limits on Planetary Companions to the Lens Star,**
J.C. Yee, A. Udalski, T. Sumi, S. Dong et 85 coauteurs (V. Batista 72ème auteur), The Astrophysical Journal, octobre 2009, Volume 703, Issue 2, pages 2082-2090
 - **Interpretation of Strong Short-Term Central Perturbations in the Light Curves of Moderate-Magnification Microlensing Events,**
C. Han, K.H. Hwang, D. Kim, A. Udalski et 89 coauteurs (V. Batista 58ème auteur), The Astrophysical Journal, novembre 2009, Volume 705, Issue 2, pages 1116-1121
 - **Limb-darkening measurements for a cool red giant in microlensing event OGLE 2004-BLG-482,**
M. Zub, A. Cassan, D. Heyrovsky, P. Fouqué et 46 coauteurs (V. Batista 14ème auteur), arXiv :0912.2312, décembre 2009
 - **Sub-Saturn Planet MOA-2008-BLG-310Lb : Likely to be in the Galactic Bulge,** J. Janczak, A. Fukui, S. Dong, L.A.G. Monard et 66 coauteurs (V. Batista 58ème auteur), The Astrophysical Journal, mars 2010, Volume 711, Issue 2, pages 731-743
 - **OGLE 2008-BLG-290 : an accurate measurement of the limb darkening of a galactic bulge K Giant spatially resolved by microlensing,**

P. Fouqué, D. Heyrovsky, S. Dong, A. Gould, A. Udalski, M.D. Albrow, V. Batista et 105 coauteurs, *Astronomy and Astrophysics*, juillet 2010, Volume 518

- **Methane in the atmosphere of the transiting hot Neptune GJ436b ?**, J.P. Beaulieu, G. Tinetti, D.M. Kipping, I. Ribas et 13 coauteurs (V. Batista 11ème auteur), arXiv :1007.0324, juillet 2010
- **Frequency of Solar-like Systems and of Ice and Gas Giants Beyond the Snow Line from High-magnification Microlensing Events in 2005-2008**, A. Gould, S. Dong, B.S. Gaudi, A. Udalski et 150 coauteurs (V. Batista 84ème auteur), *The Astrophysical Journal*, septembre 2010, Volume 720, Issue 2, pages 1073-1089
- **OGLE-2009-BLG-092/MOA-2009-BLG-137 : A Dramatic Repeating Event With the Second Perturbation Predicted by Real-Time Analysis**, Y.H. Ryu, C. Han, K.H. Hwang, R. Street et 104 coauteurs (V. Batista 67ème auteur), arXiv :1009.0338, septembre 2010

ARTICLE GRAND PUBLIC :

- **Où est née la vie ? / Exoplanètes de type terrestre, la moisson annoncée**, POUR LA SCIENCE, dossier N°60, Juillet - Septembre 2008, A. Cassan, V. Batista et J.P. Beaulieu.

CONFERENCES :

- **Molecules in the Atmospheres of Extrasolar Planets Conference**, Paris 2008, Membre du comité d'organisation,
- **Manchester Microlensing Conference**, Manchester 2008, Poster : "Detection efficiencies in high magnification events",
- **EGU General Assembly 2009**, Vienne 2009, Présentation orale : "Searching for Frozen Super Earth via Microlensing",
- **Auckland Microlensing Conference**, Auckland 2010, Présentation orale : "MOA-2009-BLG-387Lb, discovery of a massive planet orbiting a brown dwarf".

Annexe E

Publications citées dans la thèse en co-auteur

1. Gould et al. 2010 : Frequency of solar-like systems and ice and gas giants beyond the snow line from high-magnification microlensing events 2005-2008.
2. Yee et al. 2009 : Extreme magnification microlensing event OGLE-2008-BLG-279 : strong limits on planetary companions to the ens star.
3. Beaulieu et al. 2010 : EUCLID : Dark Universe Probe and Microlensing planet Hunter.

FREQUENCY OF SOLAR-LIKE SYSTEMS AND OF ICE AND GAS GIANTS BEYOND THE SNOW LINE FROM HIGH-MAGNIFICATION MICROLENSING EVENTS IN 2005–2008

A. GOULD^{1,2}, SUBO DONG^{1,3,82}, B. S. GAUDI^{1,2}, A. UDALSKI^{4,5}, I. A. BOND^{6,7}, J. GREENHILL^{8,9}, R. A. STREET^{10,11,83},
 M. DOMINIK^{8,12,13,83,84}, T. SUMI^{6,14}, M. K. SZYMAŃSKI^{4,5}, C. HAN^{1,15},

AND

W. ALLEN¹⁶, G. BOLT¹⁷, M. BOS¹⁸, G. W. CHRISTIE¹⁹, D. L. DEPOY²⁰, J. DRUMMOND²¹, J. D. EASTMAN², A. GAL-YAM²²,
 D. HIGGINS²³, J. JANCZAK², S. KASPI^{24,25}, S. KOZŁOWSKI², C.-U. LEE²⁶, F. MALLIA²⁷, A. MAURY²⁷, D. MAOZ²⁴, J. MCCORMICK²⁸,
 L. A. G. MONARD²⁹, D. MOORHOUSE³⁰, N. MORGAN², T. NATUSCH³¹, E. O. OFEK^{32,85}, B.-G. PARK²⁶, R. W. POGGE²,
 D. POLISHOOK²⁴, R. SANTALLO³³, A. SHPORER²⁴, O. SPECTOR²⁴, G. THORNLEY³⁰, J. C. YEE²

(THE μ FUN COLLABORATION),

AND

M. KUBIAK⁵, G. PIETRZYŃSKI^{5,34}, I. SOSZYŃSKI⁵, O. SZEWCZYK³⁴, Ę. WYRZYKOWSKI³⁵, K. ULACZYK⁵, R. POLESKI⁵
 (THE OGLE COLLABORATION),

AND

F. ABE¹⁴, D. P. BENNETT^{8,36}, C. S. BOTZLER³⁷, D. DOUCHIN³⁷, M. FREEMAN³⁷, A. FUKUI¹⁴, K. FURUSAWA¹⁴, J. B. HEARNshaw³⁸,
 S. HOSAKA¹⁴, Y. ITOW¹⁴, K. KAMIYA¹⁴, P. M. KILMARTIN³⁹, A. KORPELA⁴⁰, W. LIN⁷, C. H. LING⁷, S. MAKITA¹⁴, K. MASUDA¹⁴,
 Y. MATSUBARA¹⁴, N. MIYAKE¹⁴, Y. MURAKI⁴¹, M. NAGAYA¹⁴, K. NISHIMOTO¹⁴, K. OHNISHI⁴², T. OKUMURA¹⁴, Y. C. PERROT³⁷,
 L. PHILPOTT³⁷, N. RATTENBURY^{37,83}, To. SAITO⁴³, T. SAKO¹⁴, D. J. SULLIVAN⁴⁰, W. L. SWEATMAN⁷, P. J. TRISTRAM³⁹,
 E. VON SEGGERN³⁷, P. C. M. YOCK³⁷

(THE MOA COLLABORATION),

AND

M. ALBROW³⁸, V. BATISTA⁴⁴, J. P. BEAULIEU⁴⁴, S. BRILLANT⁴⁵, J. CALDWELL⁴⁶, J. J. CALITZ⁴⁷, A. CASSAN⁴⁴, A. COLE⁹, K. COOK⁴⁸,
 C. COUTURES⁴⁹, S. DIETERS⁴⁴, D. DOMINIS PRESTER⁵⁰, J. DONATOWICZ⁵¹, P. FOUQUÉ⁵², K. HILL⁹, M. HOFFMAN⁴⁷, F. JABLONSKI⁵³,
 S. R. KANE⁵⁴, N. KAINS^{13,83}, D. KUBAS⁴⁵, J.-B. MARQUETTE⁴⁴, R. MARTIN⁵⁵, E. MARTIOLI⁵³, P. MEINTJES⁴⁷, J. MENZIES⁵⁶,
 E. PEDRETTI¹³, K. POLLARD³⁸, K. C. SAHU⁵⁷, C. VINTER⁵⁸, J. WAMBSGANSS^{12,59}, R. WATSON⁹, A. WILLIAMS⁵⁵, M. ZUB^{59,60}

(THE PLANET COLLABORATION),

AND

A. ALLAN⁶¹, M. F. BODE⁶², D. M. BRAMICH^{8,63}, M. J. BURGDORF^{12,64,65}, N. CLAY⁶², S. FRASER⁶², E. HAWKINS¹⁰, K. HORNE^{8,13},
 E. KERINS⁶⁶, T. A. LISTER¹⁰, C. MOTTRAM⁶², E. S. SAUNDERS^{10,61}, C. SNODGRASS^{12,45,67}, I. A. STEELE⁶², Y. TSAPRAS^{8,10,68}

(THE ROBO NET COLLABORATION),

AND

U. G. JØRGENSEN^{8,58,69}, T. ANGUITA^{59,70}, V. BOZZA^{71,72,73}, S. CALCHI NOVATI^{71,72,73}, K. HARPSØE⁵⁸, T. C. HINSE^{58,74},
 M. HUNDERTMARK⁷⁵, P. KJÆRGAARD⁵⁸, C. LIEBIG^{13,59}, L. MANCINI^{71,72,73,76}, G. MASI⁷⁷, M. MATHIASSEN⁵⁸, S. RAHVAR⁷⁸,
 D. RICCI⁷⁹, G. SCARPETTA^{71,72,73}, J. SOUTHWORTH⁸⁰, J. SURDEJ⁷⁹, C. C. THÖNE^{58,81}

(THE MiNDSTEP CONSORTIUM)

¹ Microlensing Follow Up Network (μ FUN)

² Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210, USA; gould@astronomy.ohio-state.edu,
gaudi@astronomy.ohio-state.edu, jdeast@astronomy.ohio-state.edu, jyee@astronomy.ohio-state.edu, pogge@astronomy.ohio-state.edu,
simkoz@astronomy.ohio-state.edu, nick.morgan@alum.mit.edu

³ Institute for Advanced Study, Einstein Drive, Princeton, NJ 08540, USA; dong@ias.edu

⁴ Optical Gravitational Lens Experiment (OGLE)

⁵ Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland; udalski@astrouw.edu.pl, msz@astrouw.edu.pl, mk@astrouw.edu.pl,
pietrzyn@astrouw.edu.pl, soszynsk@astrouw.edu.pl, kulaczyk@astrouw.edu.pl, rpoleski@astrouw.edu.pl

⁶ Microlensing Observations in Astrophysics (MOA)

⁷ Institute of Information and Mathematical Sciences, Massey University, Private Bag 102-904, North Shore Mail Centre, Auckland, New Zealand;
i.a.bond@massey.ac.nz, l.skuljan@massey.ac.nz, w.lin@massey.ac.nz, c.h.ling@massey.ac.nz, w.sweatman@massey.ac.nz

⁸ Probing Lensing Anomalies NETwork (PLANET)

⁹ University of Tasmania, School of Mathematics and Physics, Private Bag 37, GPO Hobart, Tas 7001, Australia; John.Greenhill@utas.edu.au,
Andrew.Cole@utas.edu.au

¹⁰ Las Cumbres Observatory Global Telescope network, 6740 Cortona Drive, suite 102, Goleta, CA 93117, USA

¹¹ Department of Physics, Broida Hall, University of California, Santa Barbara, CA 93106-9530, USA

¹² Microlensing Network for the Detection of Small Terrestrial Exoplanets (MiNDSTEp)

¹³ SUPA School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, KY16 9SS, UK; md35@st-andrews.ac.uk, nk87@st-andrews.ac.uk, ep41@st-andrews.ac.uk,
kdh1@st-andrews.ac.uk

¹⁴ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464-8601, Japan; sumi@stelab.nagoya-u.ac.jp, abe@stelab.nagoya-u.ac.jp,
afukui@stelab.nagoya-u.ac.jp, furusawa@stelab.nagoya-u.ac.jp, itow@stelab.nagoya-u.ac.jp, kkamiya@stelab.nagoya-u.ac.jp,
kmasuda@stelab.nagoya-u.ac.jp, ymatsu@stelab.nagoya-u.ac.jp, nmiyake@stelab.nagoya-u.ac.jp, mngaya@stelab.nagoya-u.ac.jp, okumurat@stelab.nagoya-u.ac.jp, sako@stelab.nagoya-u.ac.jp

¹⁵ Department of Physics, Institute for Basic Science Research, Chungbuk National University, Chongju 361-763, Korea; cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr

¹⁶ Vintage Lane Observatory, Blenheim, New Zealand; whallen@xtra.co.nz

¹⁷ Craigie Observatory, Perth, Australia; gbolt@inet.net.au

¹⁸ Molehill Astronomical Observatory, Auckland, New Zealand; molehill@ihug.co.nz

¹⁹ Auckland Observatory, Auckland, New Zealand; gwhchristie@christie.org.nz

- ²⁰ Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, TX, USA; depoj@physics.tamu.edu
- ²¹ Possum Observatory, Patutahi, New Zealand; john_drummond@xtra.co.nz
- ²² Department of Particle Physics and Astrophysics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel; avishay.gal-yam@weizmann.ac.il
- ²³ Hunters Hill Observatory, Canberra, Australia; dhi67540@bigpond.net.au
- ²⁴ School of Physics and Astronomy and Wise Observatory, Tel-Aviv University, Tel-Aviv 69978, Israel; shai@wise.tau.ac.il, dani@wise.tau.ac.il, david@wise.tau.ac.il, shporer@wise.tau.ac.il, odedspec@wise.tau.ac.il
- ²⁵ Department of Physics, Technion, Haifa 32000, Israel
- ²⁶ Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 305-348, Korea; leecu@kasi.re.kr, bgpark@kasi.re.kr
- ²⁷ Campo Catino Austral Observatory, San Pedro de Atacama, Chile; francomallia@camposcatinoobservatory.org, alain@spaceobs.com
- ²⁸ Farm Cove Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pakuranga, Auckland, New Zealand; farmcoveobs@xtra.co.nz
- ²⁹ Bronberg Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pretoria, South Africa; lagmonar@nmisa.org
- ³⁰ Kumeu Observatory, Kumeu, New Zealand; acrux@orcon.net.nz, guy.thornley@gmail.com
- ³¹ AUT University, Auckland, New Zealand; tim.natusch@aut.ac.nz
- ³² Palomar Observatory, CA, USA; eran@astro.caltech.edu
- ³³ Southern Stars Observatory, Faaa, Tahiti, French Polynesia; obs930@southernstars-observatory.org
- ³⁴ Departamento de Física, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile; szewczyk@astro-udec.cl
- ³⁵ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, CB3 0HA Cambridge, UK; wyrzykow@ast.cam.ac.uk
- ³⁶ Department of Physics, University of Notre Dame, 225 Nieuwland Science Hall, Notre Dame, IN 46556-5670, USA; bennett@nd.edu
- ³⁷ Department of Physics, University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand; c.botzler@auckland.ac.nz, p.yock@auckland.ac.nz, yper006@aucklanduni.ac.nz
- ³⁸ Department of Physics and Astronomy, University of Canterbury, Private Bag 4800, Christchurch 8020, New Zealand
- ³⁹ Mt. John Observatory, P.O. Box 56, Lake Tekapo 8780, New Zealand
- ⁴⁰ School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University, Wellington, New Zealand; a.korpela@niwa.co.nz, denis.sullivan@vuw.ac.nz
- ⁴¹ Department of Physics, Konan University, Nishiokamoto 8-9-1, Kobe 658-8501, Japan
- ⁴² Nagano National College of Technology, Nagano 381-8550, Japan
- ⁴³ Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology, Tokyo 116-8523, Japan
- ⁴⁴ Institut d'Astrophysique de Paris, Université Pierre et Marie Curie, CNRS UMR7095, 98bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France; beau lieu@iap.fr, marquett@iap.fr
- ⁴⁵ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile; sbrillan@eso.org, dkubas@eso.org
- ⁴⁶ McDonald Observatory, 16120 St Hwy Spur 78 #2, Fort Davis, TX 79734, USA; caldwell@astro.as.utexas.edu
- ⁴⁷ Department of Physics, Faculty of Natural and Agricultural Sciences, University of the Free State, P.O. Box 339, Bloemfontein 9300, South Africa; HoffmaMJ.SCI@mail.uovs.ac.za
- ⁴⁸ Lawrence Livermore National Laboratory, Institute of Geophysics and Planetary Physics, P.O. Box 808, Livermore, CA 94551-0808, USA; kcook@llnl.gov
- ⁴⁹ CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; coutures@iap.fr
- ⁵⁰ Department of Physics, University of Rijeka, Omladinska 14, 51000 Rijeka, Croatia
- ⁵¹ Technische Universität Wien, Wieder Hauptst. 8-10, A-1040 Vienna, Austria; donatowicz@tuwien.ac.at
- ⁵² LATT, Université de Toulouse, CNRS, France; pfouque@ast.obs-mip.fr
- ⁵³ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Sao Jose dos Campos, SP, Brazil
- ⁵⁴ NASA Exoplanet Science Institute, Caltech, MS 100-22, 770 south Wilson Avenue, Pasadena, CA 91125, USA; skane@ipac.caltech.edu
- ⁵⁵ Perth Observatory, Walnut Road, Bickley, Perth 6076, WA, Australia; rmartin@physics.uwa.edu.au, andrew@physics.uwa.edu.au
- ⁵⁶ South African Astronomical Observatory, P.O. Box 9, Observatory 7935, South Africa
- ⁵⁷ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA
- ⁵⁸ Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, Juliane Maries Vej 30, 2100 København Ø, Denmark
- ⁵⁹ Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg (ZAH), Mönchhofstr. 12-14, 69120 Heidelberg, Germany
- ⁶⁰ Institute of Astronomy, University of Zielona Góra, Lubuska st. 2, 66-265 Zielona Góra, Poland
- ⁶¹ School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK
- ⁶² Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Liverpool CH41 1LD, UK
- ⁶³ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany
- ⁶⁴ Deutsches SOFIA Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Germany
- ⁶⁵ SOFIA Science Center, NASA Ames Research Center, Mail Stop N211-3, Moffett Field CA 94035, USA
- ⁶⁶ Jodrell Bank Centre for Astrophysics, The University of Manchester, Oxford Road, Manchester M13 9PL, UK; Eamonn.Kerins@manchester.ac.uk
- ⁶⁷ Max Planck Institute for Solar System Research, Max-Planck-Str. 2, 37191 Katlenburg-Lindau, Germany
- ⁶⁸ Astronomy Unit, School of Mathematical Sciences, Queen Mary, University of London, Mile End Road, London, E1 4NS, UK
- ⁶⁹ Centre for Star and Planet Formation, Københavns Universitet, Øster Voldgade 5-7, 1350 København Ø, Denmark
- ⁷⁰ Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago, Chile
- ⁷¹ Università degli Studi di Salerno, Dipartimento di Fisica "E. R. Caianiello," Via Ponte Don Melillo, 84085 Fisciano (SA), Italy
- ⁷² INFN, Gruppo Collegato di Salerno, Sezione di Napoli, Italy
- ⁷³ Istituto Internazionale per gli Alti Studi Scientifici (IIASS), Via G. Pellegrino 19, 84019 Vietri sul Mare (SA), Italy
- ⁷⁴ Armagh Observatory, College Hill, Armagh, BT61 9DG, UK
- ⁷⁵ Institut für Astrophysik, Georg-August-Universität, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany
- ⁷⁶ Dipartimento di Ingegneria, Università del Sannio, Corso Garibaldi 107, 82100 Benevento, Italy
- ⁷⁷ Bellatrix Astronomical Observatory, Via Madonna de Loco 47, 03023 Ceccano (FR), Italy
- ⁷⁸ Department of Physics, Sharif University of Technology, P.O. Box 11155-9161, Tehran, Iran
- ⁷⁹ Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Allée du 6 Août 17, Sart Tilman, Bât. B5c, 4000 Liège, Belgium
- ⁸⁰ Astrophysics Group, Keele University, Staffordshire, ST5 5BG, UK
- ⁸¹ INAF, Osservatorio Astronomico di Brera, 23806 Merate (LC), Italy

Received 2010 January 5; accepted 2010 July 8; published 2010 August 17

⁸² Sagan Fellow.

⁸³ RoboNet.

⁸⁴ Royal Society University Research Fellow.

⁸⁵ Einstein Fellow.

ABSTRACT

We present the first measurement of the planet frequency beyond the “snow line,” for the planet-to-star mass-ratio interval $-4.5 < \log q < -2$, corresponding to the range of ice giants to gas giants. We find

$$\frac{d^2 N_{\text{pl}}}{d \log q d \log s} = (0.36 \pm 0.15) \text{ dex}^{-2}$$

at the mean mass ratio $q = 5 \times 10^{-4}$ with no discernible deviation from a flat (Öpik’s law) distribution in log-projected separation s . The determination is based on a sample of six planets detected from intensive follow-up observations of high-magnification ($A > 200$) microlensing events during 2005–2008. The sampled host stars have a typical mass $M_{\text{host}} \sim 0.5 M_{\odot}$, and detection is sensitive to planets over a range of planet–star-projected separations ($s_{\text{max}}^{-1} R_E, s_{\text{max}} R_E$), where $R_E \sim 3.5 \text{ AU} (M_{\text{host}}/M_{\odot})^{1/2}$ is the Einstein radius and $s_{\text{max}} \sim (q/10^{-4.3})^{1/3}$. This corresponds to deprojected separations roughly three times the “snow line.” We show that the observations of these events have the properties of a “controlled experiment,” which is what permits measurement of absolute planet frequency. High-magnification events are rare, but the survey-plus-follow-up high-magnification channel is very efficient: half of all high-mag events were successfully monitored and half of these yielded planet detections. The extremely high sensitivity of high-mag events leads to a policy of monitoring them as intensively as possible, independent of whether they show evidence of planets. This is what allows us to construct an unbiased sample. The planet frequency derived from microlensing is a factor 8 larger than the one derived from Doppler studies at factor ~ 25 smaller star–planet separations (i.e., periods 2–2000 days). However, this difference is basically consistent with the gradient derived from Doppler studies (when extrapolated well beyond the separations from which it is measured). This suggests a universal separation distribution across 2 dex in planet–star separation, 2 dex in mass ratio, and 0.3 dex in host mass. Finally, if all planetary systems were “analogs” of the solar system, our sample would have yielded 18.2 planets (11.4 “Jupiters,” 6.4 “Saturns,” 0.3 “Uranuses,” 0.2 “Neptunes”) including 6.1 systems with two or more planet detections. This compares to six planets including one two-planet system in the actual sample, implying a first estimate of 1/6 for the frequency of solar-like systems.

Key words: gravitational lensing: micro – planetary systems

Online-only material:

1. INTRODUCTION

To date, 10 microlensing-planet discoveries have been published, which permit, at least in principle, a measurement of planet parameter distribution functions. Of course, the size of this sample is small, both absolutely and relative to the dozens of planets that have been discovered from transit surveys and the hundreds from Doppler (radial velocity, hereafter RV) surveys. However, microlensing probes a substantially different part of parameter space from these other methods. The majority of RV planets, and the overwhelming majority of transiting planets are believed to have reached their present locations, generally well within the “snow line,” by migrating by a factor $\gtrsim 10$ inward from their birthplace. By contrast, microlensing planets are generally found beyond the snow line, where gas giants (analogs of Jupiter and Saturn) and ice giants (analogs of Uranus and Neptune) are thought to form. Thus, it would be of substantial interest to compare the properties of microlensing planets, which have not suffered major migrations, to other planets that have.

In this paper, we analyze a sample of 13 high-magnification microlensing events that are well monitored by “follow-up” observation after their initial discovery. This represents a seemingly tiny fraction of the 5000+ microlensing events discovered to date. However, from the standpoint of planet detection, high-magnification events are incredibly efficient, accounting for about half of all microlensing-planet detections. Moreover, in contrast to their more common low-magnification cousins, high-magnification events are monitored essentially without reference to whether they have planets or not. This means that they constitute an unbiased sample from which one can measure the absolute frequency of planets simply by comparing the number

of detected planets with the calculated detection efficiency of the event sample.

In Section 2, we document the historical developments that made high-mag microlensing planet searches feasible, both the intellectual recognition of the high sensitivity of well-monitored high-mag events and the practical advances that ultimately yielded a significant sample of such events to monitor.

In Section 3, we develop selection criteria that isolate an unbiased sample of high-mag events. We show that for a threshold magnification $A_{\text{max}} > 200$, the magnification distribution of well-monitored events is the same as that of the parent distribution from which they are selected. This statistical property is a reflection of our observational policy to activate intensive observations of high-magnification events and to continue observations until well past peak, regardless of whether planets are detected or not.

In Section 4, we derive an analytic expression for the sensitivity of an ensemble of high-magnification events monitored densely over their peak, and in Section 5, we calculate numerical sensitivities and use these to measure the frequency of ice giants and gas giants beyond the snow line. Finally, in Section 6, we discuss some implications of our results.

2. HISTORY OF HIGH-MAGNIFICATION PLANET SEARCHES

2.1. Microlensing-Planet-Search Modes

Microlensing planet searches were first suggested by Liebes (1964) and Mao & Paczyński (1991). In their present incarnation, planet detection occurs through several different routes, with various degrees of “human intervention.” At one extreme,

planets can be detected simply on the basis of survey data, without even the knowledge that a planet was present until after the event is over. This is the plan for so-called second-generation microlensing planet surveys, which will permit rigorous, particle-physics-like objective analysis of a “controlled experiment.” In fact, Tsapras et al. (2003) and Snodgrass et al. (2004) have already carried out such analyses of first-generation survey-only data. However, to date only one secure microlensing planet has been discovered from survey-only data, MOA-2007-BLG-192Lb (Bennett et al. 2008).

Rather, most microlensing planet detections have taken place through a complex interplay of survey and follow-up observations. Only a year after the first microlensing events were discovered, the MACHO collaboration issued an IAU circular urging follow-up observations of a microlensing event, and the OGLE collaboration initiated its Early Warning System (EWS; Udalski et al. 1994; Udalski 2003), which regularly issued “alerts” of ongoing microlensing events, usually well before peak, as soon as they were reliably detected. EWS, together with a similar program soon initiated by the MACHO collaboration (Alcock et al. 1996) with their much larger camera, enabled the formation in 1995 of the first microlensing follow-up teams, PLANET (Albrow et al. 1998) and MACHO/GMAN (Alcock et al. 1997), and soon thereafter, MPS (Rhie et al. 1999). The EROS team issued only a few alerts, but one of these led to the first mass measurement of an unseen object (An et al. 2002), and the first spatially resolved high-resolution spectrum of another star (Castro et al. 2001). OGLE-II inaugurated wide-field observations as well in 1998. In order to cover large areas of the sky (even with wide-field cameras), the survey teams would generally obtain only ~ 1 point per night per field. Since typical planetary deviations from “normal” (point-lens) microlensing light curves last only of order a day or less, this was not generally adequate to detect a planet. Hence, Gould & Loeb (1992) already advocated the formation of follow-up teams that would choose several favorable events to monitor more frequently, using telescopes on several continents to permit 24 hr coverage. In 2000, MACHO ceased operations, but a new survey group, MOA, had already begun survey observations.

Once this synergy between survey and follow-up teams was established, it evolved quickly on both sides. Both types of teams developed the capacity for “internal alerts,” whereby real-time photometry was quickly analyzed to find hints of an anomaly. If these hints were regarded as sufficiently interesting, they would trigger additional observations by the team. The first such alert was by MACHO/GMAN in 1996 and several followed the next year from PLANET. In 2003, OGLE developed the Early EWS, which automatically alerted the observer to possible anomalies, who then would make additional observations and, if these were confirming, publicize them to the community. OGLE also pioneered making their data publicly available, which greatly facilitated follow-up work. These developments generally evolved into a system of mutual alerts, open transfer of data between teams, and active ongoing email discussion of developing events.

The first secure microlensing planet, OGLE-2003-BLG-235Lb (Bond et al. 2004) was discovered by means of such an internal alert. The MOA team noticed deviations in their data (initially not definitively interpreted), and initiated intensive follow-up of this event. In retrospect, one can see that even without this internal alert, the combined OGLE and MOA data would have been sufficient to show that the star had a companion. However, the normal survey data would not have permitted one

to tell whether this companion was a planet or a low-mass star (or possibly a brown dwarf).

Detections of this type are at the opposite extreme from the pure-survey detection, which can be modeled as a controlled experiment. Without understanding the efficiency at which the observers issue their real-time alerts, one cannot measure the absolute rate of planets from observations that are triggered by the presence of the planet itself. Another planet, OGLE-2007-BLG-368Lb (Sumi et al. 2010) falls partly into this category. In this case, the alert was triggered by ARTEMIS (Dominik et al. 2008), whose ultimate goal is to communicate such alerts directly to the follow-up telescopes without human interference (and so bring such alerts into the fold of “rigorous controlled experiments”), although at this stage ARTEMIS alerts were still vetted by humans. A further anomaly was soon detected by the MOA observer. But even without follow-up observations triggered by these alerts, this companion probably could have been constrained to be planetary, although with larger errors, so this detection could still be integrated into the “controlled experiment” framework even without trying to model the alert process.

However, if follow-up observations are carried out without being significantly influenced by the possible presence of a planet, then these also can be treated as a controlled experiment, and absolute rates can be derived using either the method of Gaudi & Sackett (2000) or of Rhie et al. (2000). Such an analysis was carried out for the first 43 events monitored by the PLANET Collaboration (Albrow et al. 2001; Gaudi et al. 2002). In particular, since no planets were detected (and so only upper limits obtained), there was no possibility of recognition of a possible planet playing any role in the observation strategy. But, as emphasized above, once planets started to be discovered, the situation became more nuanced.

One path toward obtaining follow-up observations that are triggered on potentially planetary anomalies, without compromising the “controlled experiment” ideal, is to establish robotic triggering programs that communicate directly to robotic telescopes. This has been the goal of the RoboNet Collaboration since its inception in 2004 (Tsapras et al. 2009). Algorithms for detecting anomalies in robotically acquired real-time data (Dominik et al. 2007, 2008) and directing robotic telescopes (Horne et al. 2009) have been devised and are being further developed, and will expand their scope as the Las Cumbres Observatory Global Telescope Network (LCOGT) itself expands. But to date, the most effective RoboNET observations have been “hand triggered” (e.g., for OGLE-2007-BLG-349Lb).

In spite of this nuanced situation, Sumi et al. (2010) were nevertheless able to extract relative frequencies of planets from the ensemble of all 10 microlensing planets. They argued that each of these planet detections was characterized by a sensitivity $g(q) \propto q^m$, where q is the planet/star mass ratio. While m varies from event to event, they argued that $m = 0.6 \pm 0.1$ was an appropriate average value. They then fit the ensemble of detections to a power-law mass distribution $f(q)d \log q \propto q^n d \log q$ and found $n = -0.68 \pm 0.20$. But they did not attempt to extract absolute frequencies from their sample.

2.2. The High-magnification Technique

Here, we analyze an important subclass of microlensing planet searches: high-magnification events that are intensively monitored over the peak. The observations of these events are always frenetic, sometimes even comical, so it may seem surprising that they nevertheless constitute a “controlled experiment,” or very nearly so, and hence are subject to rigorous analysis.

More than a decade ago, Griest & Safizadeh (1998) pointed out that high-mag events are much more sensitive to planets than their far more common cousins, the low-magnification events. The reason is fairly simple. Magnification is, almost by definition, the inverse second derivative of the time-delay surface. Hence, high-magnification implies small second derivatives and, consequently, extreme instability of the images. During the peak of a high-mag point-lens event, the two images sweep around opposite sides of the Einstein ring, together probing almost 2π . If they encounter a small planet near the Einstein ring or a large one farther away, these highly unstable images will be easily perturbed leading to a pronounced deviation in magnification. The key point is that the planet can be at a broad range of separations and at virtually any angle relative to the source trajectory and still create a caustic that will perturb the light curve.

However, following this seminal paper, microlensing follow-up monitoring groups continued to focus primarily on garden variety microlensing events, which are only sensitive to so-called “planetary caustics”. These are formed by the action of the primary-star gravitational field on the planet gravitational field, and as such are bigger and so have larger cross sections than central caustics. At first sight, this makes them more favorable targets, but this conclusion only holds if one has unlimited telescope time for monitoring. Then one would monitor all available events (and hence primarily low-mag events) and would find most planets in these events (just because the caustics have a larger cross section). But if observing resources are limited, then one should focus these on high-mag events because these can be predicted (at least in principle) from the pre-peak part of the light curve and have individually higher sensitivity to planets. By contrast, there is no way to predict that a source is approaching a planetary caustic.

Nevertheless, within the context of continued focus on planetary caustics in normal events, there were significant efforts to take advantage of high-mag events as well. In 1998 MPS issued the first high-mag alert for MACHO-98-BLG-35, which received an enthusiastic response from the MOA group, leading to the possible detection of a planet (Rhie et al. 2000; Bond et al. 2002b), but with too-low significance to be confident. From the inception of its survey, MOA made real-time alerts of high-magnification events a priority and attempted to organize follow-up from other continents, with 10 such alerts the first year (Bond et al. 2002a). The most spectacular success of this program was MOA-2003-BLG-32/OGLE-2003-BLG-219, which was densely sampled over its $A_{\max} = 520$ peak by the Wise observatory in Israel after such an alert, and which yielded the best upper limits on planetary companions to a lens to that date (Abe et al. 2004). Theoretical work was also done to optimize observations of high-mag events for planet sensitivity (Rattenbury et al. 2002).

2.3. Evolution of μ FUN Strategy

When the Microlensing Follow Up Network (μ FUN) began operations in 2001, it followed the already-established model of follow-up observations, which did include high-mag events (Yoo et al. 2003), but did not emphasize them. However, three things happened to change its orientation toward concentrating on high-mag events. First, the OGLE-III survey came on line in 2002 with a discovery rate of 350 events per year, moving up to 600 events per year in 2004. This compared with 40–80 events per year discovered by OGLE-II in 1998–2000. The number of events alerted per year has a direct impact on whether or not one is in the regime of “limited” or “unlimited”

resources. Before 2002, if one restricted oneself to high-mag events, one would mostly be sitting on one’s hands. For example, when Albrow et al. (2001) and Gaudi et al. (2002) analyzed five years of PLANET Collaboration data, they reported only two events with $A_{\max} > 100$. OGLE-III dramatically changed that situation. More recently, the MOA collaboration inaugurated MOA-II (2007 first full season), which has had the net effect of increasing the total rate of reported events by about 50%.

Second, μ FUN began attracting the intrinsically “limited” observing resources of amateur astronomers. These contrast with the larger dedicated professional observatories in two key ways. First, the observers generally cannot observe all night, every night, or they will be unable to keep their day jobs. Second, the smaller apertures of their telescopes restrict them to relatively brighter targets. Both “limitations” naturally drive amateurs to high-mag events, which have a bigger chance of science payoff and are brighter (because highly magnified). Moreover, there is one crucial dimension in which amateurs are not limited: they have completely free and almost instantaneous access to their telescopes at any time. Thus, while dedicated follow-up telescopes are typically operated only in the 3–4 month core of the season (when microlensing targets are observable for at least half the night), amateurs can react to alerts deep into the wings of the season, close to doubling the number of high-mag events that can be monitored. In 2004, one amateur began observing μ FUN targets on her own initiative. She requested regular alerts and began organizing other amateurs to join in, who in turn self-organized a network. About half of the μ FUN authors of this paper are amateurs.

Third, μ FUN had to become aware of this changed situation, i.e., that it had moved from the domain of unlimited to limited resources. This transition was partly aided by the fact that μ FUN access to two of its professional telescopes (Wise and SMARTS CTIO) was limited by their being shared resources. But throughout 2003–2004, μ FUN “straddled two horses,” focusing on high-mag events when available, but trying to keep to the old planetary-caustic strategy most of the time. Preparations for the 2005 season were significantly influenced by preliminary work (ultimately, Dong et al. 2006) showing that unless high-mag events were intensively monitored over their peak, much of their sensitivity to planets is compromised.

Then in 2005 April, μ FUN intensively followed the (by those days’ standards) high-mag event OGLE-2005-BLG-071, which resulted in the detection of the second microlensing planet (Udalski et al. 2005). This detection led to μ FUN consciously changing its orientation, procedures, recruitment, etc., with the aim of focusing primarily on high-mag events.

2.4. A Controlled Experiment

From 2005 onward, considerable effort has gone into identifying potential high-mag events, and in some cases obtaining additional data to improve the prediction of A_{\max} . If an event is deemed a plausible high-mag candidate, then observers are notified by email, without necessarily being urged to observe, just to put them on alert. Once high magnification seems probable, observations are requested with various degrees of urgency. The urgency is conditioned by the fact that peak sensitivity is usually less than a day (the normal human cycle time) but more than a few hours (so requiring observations from multiple continents). Many factors enter into the quality of the final light curve, including weather conditions on six continents plus Pacific Islands, observer availability, communication problems,

etc. Indeed, it is difficult to convey the level of chaos during one of these events.

Despite (and also because of) this chaos, the resulting data stream generally retains the character of a “controlled experiment.” In the “ideal incarnation” of this search mode, the event is recognized (with greater or lesser certainty) to be approaching a high-magnification peak, and an alert is issued to interested observers urging them to observe it intensively over the predicted peak. The observations take place regardless of whether the planet is present or not. The very chaos, remoteness of observing locations, and communication problems make it difficult to gain knowledge of planetary perturbations until after the key observations are over.

3. SELECTION CRITERIA AND DATA

We begin by designing criteria for selecting events and planets to be included in the analysis that enable the detections and non-detections to be analyzed on the same footing. This is essential to the goal of defining a data sample that can be treated as a “controlled experiment.”

3.1. Selection Criteria for Events

(E1) High-cadence (<10 minutes) μ FUN data over some portion of the peak.

(E2) High-cadence data covering at least one wing of the peak, $|t - t_0| < t_{\text{eff}}$, with no major gaps.

(E3) High signal-to-noise ratio (S/N) data ($\sum_i \sigma_i^{-2} > 50,000$) covering the other wing, where the σ_i are the data-point errors in magnitudes.

(E4) Light curve is not dominated by binary (non-planetary) features.

Here, t is time and t_0 is the time when $u = u_0$, i.e., the time of the closest lens–source approach. We define $t_{\text{eff}} \equiv u_0 t_E$ for point-lens/point–source events, where t_E is the Einstein crossing time. For point-lens events that suffer finite-source effects, we generalize this definition to the time interval during which the magnification is within $\sqrt{2}$ of the peak. And for planetary events, we further generalize it to the time interval that the magnification would have been within $\sqrt{2}$ of the peak if the lensing star had lacked planets.

We now justify these criteria.

In addition to reflecting the fact that we are summarizing μ FUN work, criterion (E1) ensures that we can rigorously review the available data on ~ 3000 events discovered during 2005–2008, and reduce them to a manageable subset of “only” 315 that can be investigated using μ FUN files. These 315 were then quickly pared down to a few dozen events that are consistent with high-magnification and actually meet criterion (E1).

Criteria (E2) and (E3) should be considered together. Our underlying requirement is to have enough coverage of the event so that planetary deviations that give rise to a $\Delta\chi^2 = 500$ deviation (for the rereduced data set), have a high probability of yielding a unique scientific interpretation. See criterion (P2), below. These two criteria are basically derived from the experience analyzing the event OGLE-2005-BLG-169 (Gould et al. 2006), which does somewhat better than barely satisfy both. The analysis of this event was already fairly difficult because of the multiple χ^2 minima and would have been quite degenerate if, for example, it lacked high S/N data on the rising side. Hence, it would not have led to a publishable planet with a reasonably well-defined mass ratio.

Table 1
Monitored Events with Magnification $A > 100$

Name	A_{max}	t_0 (HJD)	t_E	M/M_{\odot}	Method
OGLE-2007-BLG-224	2424	4233.7	7	0.056 ± 0.004	$M = \theta_E/\kappa\pi_E$
OGLE-2008-BLG-279	1600	4617.3	101	0.64 ± 0.10	$M = \theta_E/\kappa\pi_E$
OGLE-2005-BLG-169	800	3491.9	43	$0.49^{+0.23}_{-0.29}$	$\text{GM} \oplus \theta_E \oplus t_E$
MOA-2007-BLG-400	628	4354.6	14	$0.30^{+0.19}_{-0.12}$	$\text{GM} \oplus \theta_E \oplus t_E$
OGLE-2007-BLG-349	525	4348.6	121	~ 0.6	$M = \theta_E/\kappa\pi_E$
OGLE-2007-BLG-050	432	4222.0	68	0.50 ± 0.14	$M = \theta_E/\kappa\pi_E$
MOA-2008-BLG-310	400	4656.4	11	$\leq 0.67 \pm 0.14$	AO
OGLE-2006-BLG-109	289	3831.0	127	$0.51^{+0.05}_{-0.04}$	$M = \theta_E/\kappa\pi_E$, AO
OGLE-2005-BLG-188	283	3500.5	14	$0.16^{+0.21}_{-0.08}$	$\text{GM} \oplus \theta_E \oplus t_E$
MOA-2008-BLG-311	279	4655.4	18	$0.20^{+0.26}_{-0.09}$	$\text{GM} \oplus \theta_E \oplus t_E$
MOA-2008-BLG-105	267	4565.8	10		
OGLE-2006-BLG-245	217	3885.1	59		
OGLE-2006-BLG-265	211	3893.2	26		
OGLE-2007-BLG-423	157	4320.3	29		
OGLE-2005-BLG-417	108	3568.1	23		

Criterion (E4) is adopted for two reasons. First, in contrast to point-lens events, most binary events are not modeled with sufficient precision to measure the u_0 parameter well enough to construct a well-defined sample of events with maximum magnification greater than some threshold A_{max} . Second, the problem of detecting planets in the presence of light-curve features dominated by a binary is not well understood. Hence, the results we derive here really apply to stars not giving rise to strong binary features, which excludes roughly 3%–6% of all stars (Alcock et al. 2000; Jaroszyński et al. 2006).

Table 1 lists all events from 2005 to 2008 that satisfy these four criteria and that had peak magnifications $A_{\text{max}} > 100$. Column 1 is the event name, Column 2 is the maximum magnification, Column 3 is the time of closest approach between the source and lens t_0 , Column 4 is the Einstein timescale t_E , Column 5 gives the mass of the lens star for cases that it is known, and Column 6 gives the method by which it is derived. These lens masses and methods are discussed in Section 5.2. The events are listed in inverse order of A_{max} .

Figure 1 shows the cumulative distribution A_{max}^{-1} for the 15 events in Table 1. It displays a clear break at $A_{\text{max}} = 200$. Below this value, the distribution is uniform in A_{max}^{-1} , which is the expected behavior for a complete sample (ignoring finite-source effects), i.e., uniform in u_0 , which is the impact parameter in units of the Einstein radius. The dashed line, with slope of $dN_{\text{ev}}/dA_{\text{max}}^{-1} = 2600$ is a good match to the $A_{\text{max}} > 200$ data. Cohen et al. (2010) found such uniformity for the underlying sample of OGLE events in 2008, with a slope of $dN_{\text{ev}}/du_0 = 1080$ for $u_0 < 0.05$. From this comparison, we learn two things. First, μ FUN was aggressive enough to achieve a uniform subsample only for events with $A_{\text{max}} > 200$. Second, μ FUN was able to intensively monitor half of all events in the $A_{\text{max}} > 200$ subsample. That is, assuming that OGLE found similar numbers of high-mag events in 2005–2007, and accounting for the fact that MOA found 50% more events (not found by OGLE) in 2007–2008, the full sample of high-mag events was about $dN_{\text{ev}}/du_0 \sim 5 \times 1080 = 5400$, of which μ FUN effectively monitored about 48%.

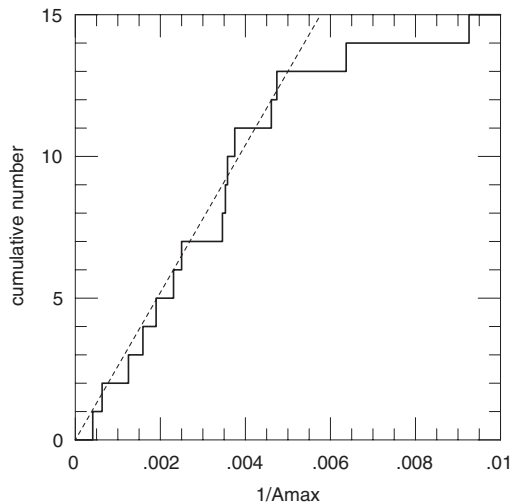


Figure 1. Cumulative distribution of inverse maximum magnification A_{\max}^{-1} for high-mag events observed by μ FUN during the years 2005–2008. The distribution is uniform in A_{\max}^{-1} for high-mag events $A_{\max} > 200$, with a slope of $dN_{\text{ev}}/dA_{\max}^{-1} = 2600$ (dashed line). A “controlled experiment” therefore requires a selection criterion $A_{\max} > 200$ (see Section 3.1).

Although it may not be immediately obvious, Figure 1 implies that we *must* impose a fifth criterion.

(E5) $A_{\max} > 200$.

Figure 1 demonstrates that μ FUN was substantially less enthusiastic about events $A_{\max} < 200$ than $A_{\max} > 200$, whether because it simply did not act on events known in advance to be in the former category or just became less enthusiastic about observations once these events were recognized near peak not to be extremely magnified. This bias is a natural consequence of μ FUN’s limited observing resources (as discussed in Section 2): there are four times as many events with $A_{\max} > 50$ as $A_{\max} > 200$ and their duration of peak, $2t_{\text{eff}} \sim 2t_{\text{E}}A_{\max}^{-1}$, lasts four times as long, so 16 times more observing resources would be required to follow them all. Hence, if an event proved midway to be one that the objective evidence demonstrates μ FUN cared less about, there would be a tendency on the part of observers to slacken efforts (whether or not the internal alert was officially called off). Then the event would have less chance of meeting the selection criteria. But if a planet were detected during the peak observations (and there is a greater chance of recognizing a planet in real time for lower A_{\max} because the peak lasts longer) then observations would not slacken, but rather intensify. Since this bias cannot be rigorously quantified, planets and non-detections from $A_{\max} < 200$ events must both be excluded from the sample.

3.2. Selection Criteria for Planets

(P1) Planet must be discovered in an event that satisfies (E1)–(E5).

(P2) Planetary fit yields improvement $\Delta\chi^2 > 500$.

(P3) Planet–star mass ratio q must lie in the range

$$q_- < q < q_+, \quad q_- = 10^{-4.5}, \quad q_+ = 10^{-2}. \quad (1)$$

Criterion (P1) is self-evident but is stated explicitly for completeness and emphasis. Criterion (P2) may appear at first sight somewhat draconian, but it is realistic. To explain this,

Table 2
Planets in Densely Monitored High-mag Events

Name	$\log u_0$	$\log \rho$	$\log q$	$ \log s $	$ \log s_{\max} $
OGLE-2005-BLG-169Lb	−2.9	−3.4	−4.1	0.009	0.19
OGLE-2006-BLG-109Lb	−2.5	−3.5	−2.9	0.20	0.39
OGLE-2006-BLG-109Lc	−2.5	−3.5	−3.3	0.017	0.27
OGLE-2007-BLG-349Lb	−2.7	−3.3	−3.5	0.099	0.48
MOA-2007-BLG-400Lb	−3.6	−2.5	−2.6	0.47	0.55
MOA-2008-BLG-310Lb	−2.5	−2.3	−3.5	0.035	0.14

we first note that among the six planets listed in Table 2, the “weakest” detection is $\Delta\chi^2 = 880$, which is for MOA-2008-BLG-310Lb (Janczak et al. 2010). Now, it is certainly possible to recognize systematic residuals from a point-lens fits “by eye” at a much lower level, even $\Delta\chi^2 = 100$. Indeed, Batista et al. (2009) argued that no systematic residuals were present in the fit to OGLE-2007-BLG-050 at a much lower level, $\Delta\chi^2 = 60$. But if such deviations had been observed in an event, this would not have necessarily enabled discovery of a planet, where “discovery” here means “publication.” First, $\Delta\chi^2 = 100$ in the final, rereduced and carefully cleaned data implies something like $\Delta\chi^2 = 50$ in the standard pipeline data, and systematic deviations due to a planet at this level would probably not be recognized as significant, i.e., clearly distinguishable from systematics that appear in dozens of other events, and which just reflect instrumental, weather, or data-reduction problems. But more to the point, even if the unrereduced-data were $\Delta\chi^2 = 100$, triggering strenuous efforts to clean and rereduce the data set, resulting in, say, a $\Delta\chi^2 = 200$ improvement, it is far from clear that this deviation (even if strongly believed to be real) would lead to a publishable planet detection. This is because, in addition to obtaining an acceptable fit to the data, such a paper would have to demonstrate that there could be no acceptable fits to the data for non-planetary solutions. We have already designed criteria (E2) and (E3) to eliminate those events for which very high $\Delta\chi^2$ is possible without leading to a unique interpretation (due to incomplete coverage of the deviation). But we still must set the threshold high enough so that if an anomalous event survives criteria (E2), (E3), and (P2), it has a small chance of being ambiguous in its interpretation. Our best estimate of this, from experience fitting events, is $\Delta\chi^2 = 500$. However, we regard other values in the range 350–700 as also being plausible candidates for this threshold. We will show in Section 5 that our basic conclusions are robust to changes within this range.

The upper boundary in Equation (1), criterion (P3), is necessary because at high mass ratios q , one cannot be confident that the event will not be rejected (consciously or unconsciously) as a “brown dwarf” or “low-mass star,” and therefore not be monitored as intensively as it might be (and so not pass criteria (E2) and (E3)). To illustrate this, we review how OGLE-2008-BLG-513Lb (J. C. Yee et al., in preparation) was “almost rejected” as a binary, even though it is probably a planet. This event has a large, strong, resonant caustic that was initially mistaken for a binary. During the long intra-caustic period, it was realized that the companion might be a planet, and that intensive observations of the caustic exit would be necessary to resolve this question. Such observations were obtained, and from these we know that the impact parameter was $u_0 \sim 0.039$, so $A_{\max} \sim 26$, which means that the event fails criterion (E5) and so is excluded from our sample. But if these data had not been obtained, then u_0

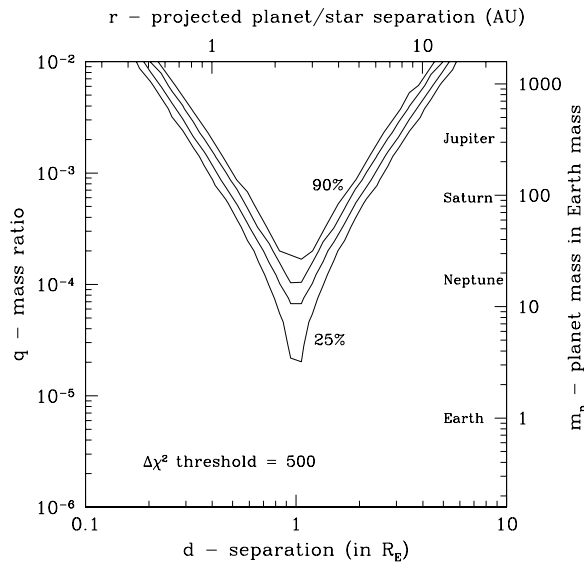


Figure 2. Triangle diagram for OGLE-2007-BLG-050 (adapted from Figure 9 of Batista et al. 2009) showing sensitivity to planets of planet/star mass ratio q and planet–star–projected separation d (alias s in the current paper). Planets within the contours would be detectable at $\Delta\chi^2 > 500$ for 25%, 50%, 75%, and 90% of source–lens trajectories. Since these trajectories are random, the contours reflect the probability of detecting the planet at a given s and q . The slope of the contours is $\eta = 0.32$.

for this event would not be known, and it would not be known whether the event was in the sample or not, and if it were, whether the companion was a planet or not.

Why does this example then not just prove that the whole concept of “controlled experiment” is unviable? The answer is given by Figures 2 and 3. One sees from these that at high mass ratios, $q \sim 10^{-2}$, there is an extremely wide range of s for which the planet is “detectable.” Only a small fraction of these “detectable” events have $s \sim 1$, which produce large resonant caustics that might be mistaken for binaries. Hence, while in principle some of these “detections” might be lost to this confusion, the great majority would not cause any confusion. The reason that planets like OB08513Lb make their way into the detections at all, despite their relative rarity, is that the caustics are so large that they are detectable over a wide range of u_0 , only a small fraction of which would pass the “high-mag” criteria of Section 3.1. Nevertheless, as q grows, this potential problem grows with it. We adopt $\log q_+ = -2$, but recognize that values ranging from -2.3 to -1.8 might also have been plausible choices. (Note that OGLE-2008-BLG-513 itself has a mass ratio $q \sim 0.026$, well above our adopted q_+ .)

The lower boundary $q_- = 10^{-4.5}$ is established because of concerns of the real “detectability” of low-mass planets in the presence of higher-mass planets in the same system. In the method of Rhie et al. (2000), which we employ in Section 5.1, planet sensitivity is determined by fitting simulated star–planet light curves that are constructed to have the same error properties as the actual data, to point-lens models. If the best such model increases χ^2 by more than a given threshold (say $\Delta\chi^2 > 500$), then the planet is said to be detectable. Since this method directly mimics the process of planet detection for single-planet systems, it is a good way to characterize the detectability of such systems. But high-magnification events are particularly sensitive to *multiple planets* (Gaudi et al. 1998) and why should

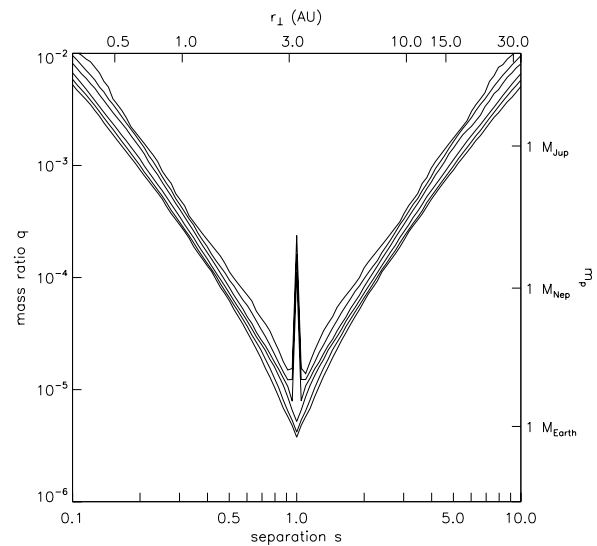


Figure 3. Triangle diagram of planet sensitivities for OGLE-2008-BLG-279 (adapted from Figure 7 of Yee et al. 2009). Similar to Figure 2 except with contours of $\Delta\chi^2 > 500$ detectability with 10%, 25%, 50%, 75%, 90%, and 99% probability. Contour slope is $\eta = 0.35$.

this approach tell us anything about the detectability of a second planet in a system already containing one planet? As first shown by Bozza et al. (1999), the net perturbations of such two-planet high-magnification light curves usually “factor” into the sum of perturbations induced by each planet separately. For example, the only published two-planet system has this property (Gaudi et al. 2008; Bennett et al. 2010). Of course, the factoring is not perfect, but in this real case (and in many simulated cases), once the dominant-planet perturbation is removed, the secondary perturbation is easily recognized, leading to an excellent starting point for a combined fit to both planets simultaneously. For reasonably comparable planet mass ratios, the only exception to this is if the planet–star axes are closely (within $\lesssim 20^\circ$) aligned (Rattenbury et al. 2002; Han 2005). In this case, the single-planet fit still fails, but the residuals to this fit are not easily recognizable. While such difficulties might impede recognition of the second planet, the required alignment is so close, that such cases would be a small minority of two-planet systems.

However, this factoring has only been studied in detail for planets with relatively comparable masses (Han 2005). The situation may not be as simple when the mass ratio of the two planets is extreme. Based on analysis of the events listed in Table 2, below, we cannot be confident of excluding all “second planets” with $q < 10^{-5}$. To be “conservative,” we have moved the boundary to $q_- = 10^{-4.5}$.

Because both q_- and q_+ have some uncertainty, we must ask how robust our conclusions are to changes in these parameters within a reasonable range. We show in Section 5 that our basic conclusions about planet frequency are not seriously affected by uncertainty in q_- and q_+ . However, these uncertainties will prevent us from deriving a slope of the mass-ratio function.

Six planets satisfy criteria (P1)–(P3). Table 2 displays their characteristics. Columns 2–5 are the parameters ($u_0, \rho, q, |\log s|$) measured from the event, where ρ is the source radius in units of the angular Einstein radius θ_E . In several cases, there is an unresolved $s \leftrightarrow s^{-1}$ degeneracy, which

is irrelevant to the current study, so we just display the absolute value of the log. The final column is the maximum detectable value of $|\log s|$ according to calculations reported in Section 5.1.

3.3. Were Discovery Observation Cadences Really Independent of the Planet?

Were the observations that led to the discovery of the six planets in fact carried out independent of the presence of the planet? The key point is that it is our policy to intensively monitor high-mag events, whether or not they have planets, and this policy is reflected in the data streams of the planet-bearing events. For three of these events, OGLE-2005-BLG-169Lb (Gould et al. 2006), MOA-2007-BLG-400Lb (Dong et al. 2009b), and MOA-2008-BLG-310Lb (Janczak et al. 2010), the planet was not recognized until after the event had returned to baseline. All three were monitored very intensively from the time they were alerted as high-mag until well past peak. (OGLE-2005-BLG-169 was not alerted until near peak due to poor weather and technical problems.) OGLE-2007-BLG-349 (S. Dong et al., in preparation) was recognized to have a significant deviation possibly due to a planet based on observations in Chile, 36 hr after the call for intensive observations based on its high-mag trajectory, and roughly 7 hr after observations had begun in South Africa. While it is true that reports of this potential planet heightened excitement, and could in principle have increased the commitment of observers to get observations, the data record shows that the density of observations (from four continents plus Oceania) did not qualitatively change after the potentially planetary anomaly was recognized. This is the only one of the six planets in our sample that is not yet published. The reason is that the system contains a third body, which has proven difficult to fully characterize. However, the characteristics of OGLE-2007-BLG-349Lb are very well established, and the third body is certainly not in the mass range being probed in the current analysis. Hence, we feel confident including this planet in the sample.

The two planets OGLE-2006-BLG-109Lb,c (Gaudi et al. 2008; Bennett et al. 2010) require closer examination. OGLE-2006-BLG-109 was recognized to be an interesting event almost 10 days prior to peak due to detection of what turned out to be the resonant caustic of OGLE-2006-BLG-109Lc, the Saturn mass-ratio planet in this system. This anomaly did indeed trigger some additional observations, which did help characterize this planet. But a review of email communications that initiated follow-up observations during the event shows that far more intensive observations were triggered several days later, after the event had appeared to return to “normal” (point-lens-like) microlensing, exactly by its high-mag trajectory. Although these emails remark on the possible presence of a planet, they place primary emphasis on this being an otherwise “normal” microlensing event that was reaching extreme magnification. (Note that the appearance of extreme magnification was not itself an artifact of the presence of planets(s), but was simply due to low source–lens impact parameter.) It was the intensive observations from New Zealand, triggered by these emails, that captured the “central structure” of the caustic due to OGLE-2006-BLG-109c. These would have enabled basic characterization of this planet even without the flurry of follow-up observations 10 days earlier. Moreover, it was the same email that triggered intensive observations from two widely separated locations (Israel and Chile), that enabled detection of the “central caustic” due to OGLE-2006-BLG-109Lb, the Jupiter mass-ratio planet. Thus, all detections were in reasonable accord with the “controlled experiment” ideal.

4. ANALYTIC TREATMENT

4.1. Triangle Diagrams

Batista et al. (2009) and Yee et al. (2009) recently analyzed the sensitivity to planets of two events in our sample from Table 1, OGLE-2007-BLG-050 and OGLE-2008-BLG-279, respectively. Figures 2 and 3 are versions of their results, but with the detection threshold used in this paper, $\Delta\chi^2 = 500$. In contrast to the wide range of detection-sensitivity morphologies shown in Figure 8 of Gaudi et al. (2002), both of these diagrams have a simple triangular appearance, which is basically described by a two-parameter equation

$$|\log s|_{\max}(q) = \eta \log \frac{q}{q_{\min}}, \quad (2)$$

where q is the planet/star mass ratio, s is the planet–star projected separation in units of the Einstein radius, η is the slope of the triangle, and q_{\min} defines the “bottom” of the triangle. Planets lying inside the triangle are detected with 100% efficiency and those lying outside are undetectable. The boundary region is quite narrow. In principle, planet detection is a function not only of (s, q) , but also α , the angle of the source–lens trajectory relative to the planet–star axis. The narrowness of the boundary reflects that detection is almost independent of α . See Batista et al. (2009) and Yee et al. (2009) for concrete illustrations.

It is also striking that the slopes $\eta \sim 0.32$ and $\eta \sim 0.35$ are nearly the same for the two diagrams, leading to the conjecture that η is very nearly constant for well-monitored high-magnification events. Indeed, of the 43 events analyzed by Albrow et al. (2001) and Gaudi et al. (2002), two are relatively high mag ($A_{\max} > 100$) and both have the same triangular appearance and very similar slope η , as does the extreme $A_{\max} = 3000$ event OGLE-BLG-2004-343 with simulated coverage analyzed by Dong et al. (2006). If truly generic, this would mean that high-mag event sensitivities have an extremely simple triangular form characterized by a single parameter, q_{\min} .

Moreover, while q_{\min} , i.e., the depth of the triangles in Figures 2 and 3, obviously depends on the intensity, quality, and uniformity of coverage, one expects the fundamental scaling to be

$$q_{\min} = \xi A_{\max}^{-1}, \quad (3)$$

where ξ is a parameter that depends on the data quality, etc. The reason for this expected scaling is that the size of the central caustic is proportional to q , and A_{\max}^{-1} measures how closely the source probes the center, which is roughly the maximum of the impact parameter u_0 and the source size ρ (Han & Kim 2009; Batista et al. 2009).

Hence, armed with an empirical estimate of ξ , one can quickly gage the sensitivity of one event or an ensemble of events to planets, which is quite useful both to guide observations and as a check on “black-box” simulations of event sensitivity. Indeed as we will show below, one can approximately “read off” the frequency of planets by just counting the number detected and the number of high-mag events surveyed.

Based on this handful of published analyses, we estimated $\xi \sim 1/70$ for a $\Delta\chi^2 = 500$ threshold. Since these analyses (naturally) focused on events with better-than-average coverage, we estimate that $\xi \sim 1/50$ is more appropriate for a sample such as ours.

4.2. Analytic Estimate From Triangles

We now assume that planets are distributed uniformly in $\log s$ (Öpik's law (Opik 1924)) in the neighborhood of the Einstein ring.⁸⁶ We will show further below that this assumption is consistent with current microlensing data. Then, assuming $\eta = 0.32$ to be universal, we have

$$P_i(q)d \log q = 2\eta f_i(q) \log \frac{q}{q_{\min,i}} \Theta(q - q_{\min,i}) d \log q, \quad (4)$$

where $f(q)$ is the number of planets per dex of projected separation per dex of mass ratio and Θ is a step function. The expected number of planets detected in high-mag events is then just the sum of Equation (4) over all high-mag events with good coverage

$$\frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} = \sum_{i=1}^{N_{\text{ev}}} P_i(q). \quad (5)$$

Figure 1 demonstrates that the μ FUN sample is uniform for $0 < A_{\text{max}}^{-1} < \epsilon$, where $\epsilon = 0.005$. Hence, we can turn this sum into an integral,

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} &= \sum_{i=1}^{N_{\text{ev}}} P_i(q) \rightarrow \frac{N_{\text{ev}}}{\epsilon} \int_0^\epsilon P_{A_{\text{max}}}(q) dA_{\text{max}}^{-1} \\ &= 2\eta f(q) \frac{N_{\text{ev}}}{\epsilon} \int_0^\epsilon \log[q/(\xi/A_{\text{max}})] \Theta(q - \xi/A_{\text{max}}) dA_{\text{max}}^{-1} \\ &= \frac{2\eta}{\xi} f(q) \frac{N_{\text{ev}}}{\epsilon} \int_0^{\xi\epsilon} \log(q/q_{\min}) \Theta(q - q_{\min}) dq_{\min} \\ &= \frac{2\eta}{\xi \ln 10} f(q) \frac{N_{\text{ev}}}{\epsilon} \int_0^{\min(q, \xi\epsilon)} \ln(q/q_{\min}) dq_{\min}, \end{aligned} \quad (6)$$

which may be evaluated,

$$\frac{dN_{\text{pl}}}{d \log q} = \frac{2\eta N_{\text{ev}}}{\ln 10} g(q) f(q), \quad (7)$$

$$g(q) = \frac{q}{q_{\text{thr}}} \quad (q < \xi\epsilon); \quad g(q) = 1 + \ln \frac{q}{q_{\text{thr}}} \quad (q > \xi\epsilon), \quad (8)$$

where $q_{\text{thr}} \equiv \xi\epsilon$. Below this threshold, detection efficiency falls linearly with q . Above the threshold, it rises logarithmically with q . Note that the appearance of “ $\ln 10$ ” in these formulae is an artifact of our having chosen to express the density of planets in units of dex of separation, rather than the “natural unit” of an e -folding.

Both the break at q_{thr} in the normalized survey sensitivity $g(q)$ and the functional forms of $g(q)$ on either side of this break are easily understood from the triangular form of the individual-event sensitivity diagrams. For $q > q_{\text{thr}}$, all N_{ev} events contribute sensitivity. If we compare two mass ratios, $\log q$ and $\log q + d \log q$, the latter is sensitive to a log-separation interval on the triangle that is larger by exactly $2\eta d \log q$ for each individual event, so the sensitivity of the ensemble of events is simply $2\eta \log q + \text{const}$. On the other hand, for $q < q_{\text{thr}}$, only a fraction q/q_{thr} of the events contribute, which breaks the logarithmic form of $g(q)$.

⁸⁶ If in fact planets are distributed $dN/d \log s \propto s^p$, then Equation (4) is in error by $\sinh x/x$ with $x = \eta p \ln q/q_{\min}$. For $\eta = 0.32$, $p = 0.4$ and $q/q_{\min} = 100$, this is still only a factor 1.06.

Note that our estimate $\xi = 1/50$ implies that our $A_{\text{max}} < \epsilon^{-1} = 200$ survey has

$$q_{\text{thr}} = \epsilon \xi = 10^{-4}, \quad (9)$$

i.e., twice the mass ratio of Neptune. We discuss the implications of this threshold in Section 6.

5. NUMERICAL EVALUATION

5.1. Sensitivities for the Full Sample

To more accurately determine the sensitivity of our survey and to infer the frequency of planets, we carry out a detailed sensitivity analysis of all 13 of the $A_{\text{max}} > 200$ events in Table 1 (except the two that were already done). We use the method of Rhie et al. (2000) (outlined in Section 3.2) except that we take full account of finite-source effects (Dong et al. 2006), which are much more important for the present sample of events because of their higher magnification. For the last three events above the cut in Table 1, θ_E (and hence $\rho \equiv \theta_*/\theta_E$) is not well measured. For these, we follow the procedure of Gaudi et al. (2002) and adopt $\rho = \theta_*/(\mu_{\text{typ}} t_E)$, where θ_* is determined from the instrumental color–magnitude diagram in the standard way (Yoo et al. 2004), t_E is the measured Einstein timescale, and $\mu_{\text{typ}} = 4 \text{ mas yr}^{-1}$ is the typical source–lens proper motion toward the Galactic bulge. Figure 4 is a “portrait album” of the resulting triangle diagrams (only one side shown to conserve space) and Figure 5 shows the integrated sensitivity of each event as a function of mass ratio q . That is, it is the integral of the sensitivity (in Figures 2–4) over horizontal slices. Hence, if the sensitivity were truly a triangle, the curves in Figure 5 would be perfectly straight lines, with slope 2η (illustrated by the bold black line segment) and x -intercepts at q_{\min} . Most of the curves do have this behavior over the range $-4 \lesssim \log q \lesssim -2$, which is the main range of sensitivity of this technique and also where the planets in Table 2 are located. Moreover, the inferred intercepts of the straight-line portion of these curves do generally reach to lower mass ratio q_{\min} for higher A_{max} events, although with considerable scatter. However, while some events (like OGLE-2008-BLG-279) are almost perfectly straight down to zero, others (like OGLE-2005-BLG-169 and OGLE-2006-BLG-109) show a pronounced flattening toward lower mass ratios. There are two reasons for this. Events like OGLE-2005-BLG-169 have non-uniform coverage over peak, which makes detectability a strong function of angle. The contours in the triangle diagram separate, so that while the 50% sensitivity contour is fairly straight, there is still substantial sensitivity below q_{\min} , which is defined by where the two 50% contours meet, creating a long tail of sensitivity below this threshold. Events like OGLE-2006-BLG-109 have very small source size relative to impact parameter, $\rho/u_0 \ll 1$, which enables detection of small mass-ratio planets that are very close to the Einstein ring because the relatively large, but very weak, caustics of these planets are then not “washed out” as they would be for larger ρ (Bennett & Rhie 1996). Hence, the entire “triangle” has a curved appearance, although the contours are tightly packed together.

The black bold dashed curve in Figure 5 is the combined sensitivity, i.e., the sum of the sensitivities for all 13 events (divided by 10, so it fits on the same plot), which we call $G(q)$.

The curves in Figure 5 allow us to compare the observed log projected separation s , with the maximum detectable separation (see Table 2). Because some planets suffer from the $s \leftrightarrow s^{-1}$ degeneracy, we only show the absolute value of $\log s$. The

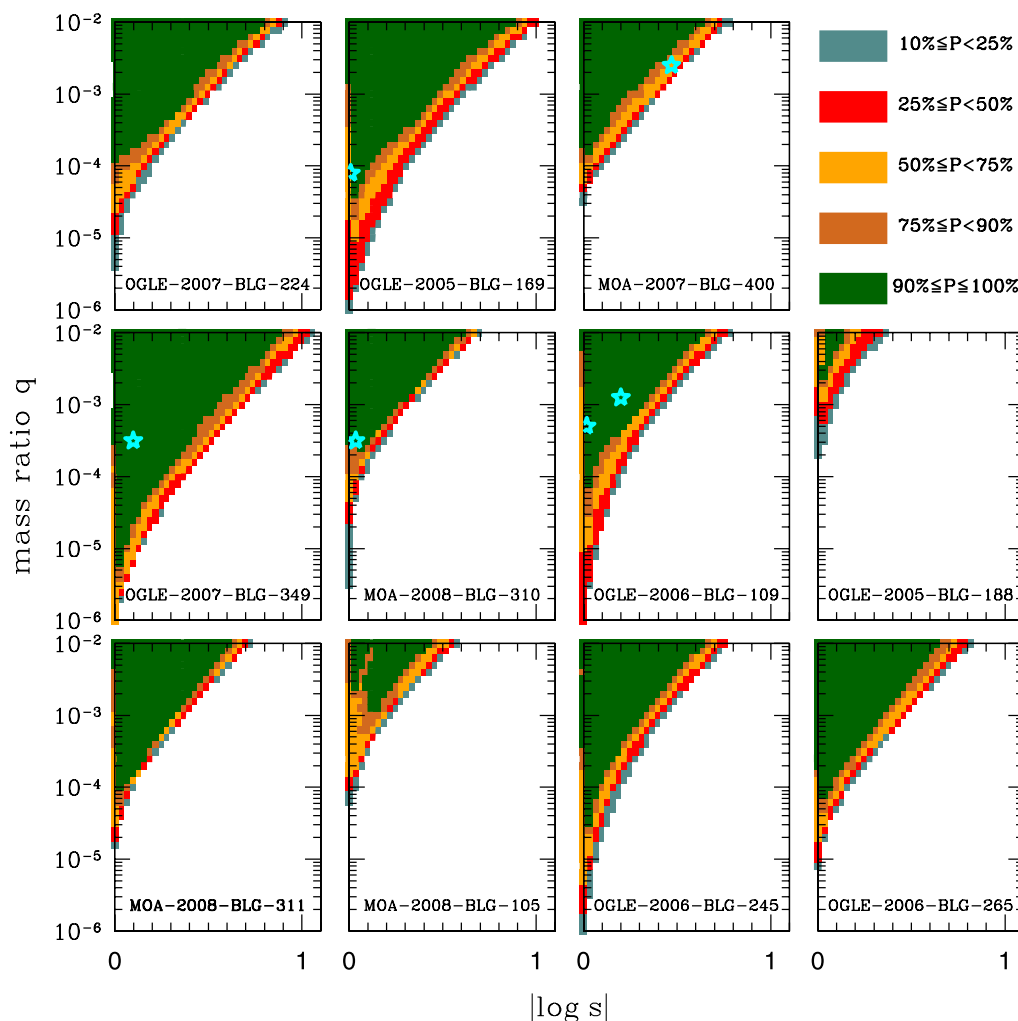


Figure 4. New “triangle diagram” sensitivities for all events in our sample except the two shown in Figures 2 and 3. Sensitivity is the fraction of all trajectory angles α that a planet would have been detected at $\Delta\chi^2 > 500$, if a planet of mass ratio q had been present at projected separation s (in units of the Einstein radius). Only half of the diagram (which is almost perfectly symmetric) is shown here to conserve space. Positions $(\log q, |\log s|)$ of all detected planets from Table 2 are shown as cyan stars.

cumulative distribution of the ratios of these quantities is shown in Figure 6. The separations are consistent with being uniform in $\log s$, with Kolmogorov–Smirnov (K-S) probability of 20%. (Moreover, in general, the high-magnification events with the greatest values of $|\log s|$ —and so the greatest potential leverage for probing the distribution as a function of s —are also the most severely affected by the $s \leftrightarrow s^{-1}$ degeneracy. This applies, for example, to MOA-2007-BLG-400Lb. Thus, the dependence on s will be much better explored using “planetary caustics” in low-magnification events, for which the $s \leftrightarrow s^{-1}$ degeneracy is easily resolved; Gould & Loeb 1992; Gaudi & Gould 1997).

5.2. Masses of Host Stars

Now, $f(q)$ may in principle be a function of the host mass M (and perhaps other variables as well). With only six detections, we are obviously in no position to subdivide our sample. Nevertheless, it is important to assess what host mass range we are actually probing. There do exist mass estimates or limits

for all five hosts of the planets that have been detected, and there are also mass estimates for 5 of the 8 lensing stars in the sample for which no planet was detected, which are given in Table 1 together with the method of estimation. For five of the events, both the angular Einstein radius θ_E and the “microlens parallax” π_E are measured, which together permit a mass measurement $M = \theta_E / \kappa \pi_E$, where $\kappa \equiv 4G/(c^2 \text{AU}) \sim 8.1 \text{ mas } M_\odot^{-1}$ (Gould 2000b). The measurement for OGLE-2007-BLG-349 is preliminary (S. Dong et al., in preparation) but the others are secure. For four of the events, there is a measurement of $\theta_E = \sqrt{\kappa M \pi_{\text{rel}}}$, where π_{rel} is the source–lens relative parallax, but not π_E . This measurement of the product of M and π_{rel} combined with the lens–source relative proper motion $\mu = \theta_E / t_E$ and a Galactic model (GM) permit a Bayesian estimate of M . Finally, there are two events for which adaptive optics (AO) observations provide information on the host. For OGLE-2006-BLG-109, AO resolution of the host confirms the microlensing mass determination from θ_E and π_E . For MOA-2008-BLG-310, AO observations detect excess light (not due

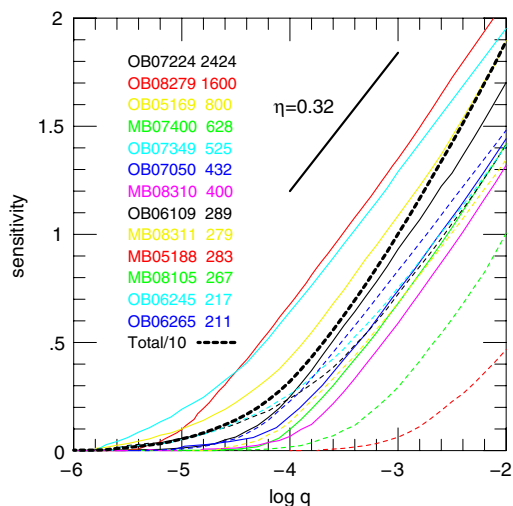


Figure 5. Calculated sensitivities for each of the 13 microlensing events. These are integrals over horizontal cuts (at fixed q) in Figures 2–4. Events are shown in “rainbow order” according to magnification, with the first seven in solid lines and the last six in dashed lines. The bold dashed black curve represents the total sensitivity of the sample (divided by 10).

to the source) but it is not known whether this excess is due to the lens or another star. So only an upper limit on the mass is obtained.

Seven of these 10 measurements are in the range of middle M to middle K stars, while one is a brown dwarf and another is likely to be a late M dwarf. They cover a fairly broad range approximately centered on $0.5 M_{\odot}$, with a tail toward lower mass. (Note that this range includes white dwarfs as well as main-sequence stars.) Of course, there are also three lenses in the $A_{\max} > 200$ sample for which there is no mass measurement or estimate. These have timescales t_E of 10, 26, and 59 days, which are quite typical of microlensing events. If these are otherwise typical events, then the lenses probably lie mostly in the Galactic bulge (Kiraga & Paczyński 1994), in which case their mean mass is roughly $0.4 M_{\odot}$ (Gould 2000a). Given that this is a minority of the sample, that the information about this minority is far less secure, and that the difference from the sample with harder information is not very large, we adopt

$$M \sim 0.5 M_{\odot} \quad (10)$$

for the typical mass of the sample. However, we note that the implications discussed in Section 6 would not be greatly affected if we had adopted $M \sim 0.4 M_{\odot}$.

5.3. Likelihood Analysis

To evaluate the mass-ratio distribution function $f(q) = Aq^n$, we maximize the likelihood:

$$L = -N_{\text{exp}} + \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \ln G(q_i) f(q_i); \quad N_{\text{exp}} = \int_{q_-}^{q_+} dq G(q) f(q) \quad (11)$$

and find

$$f(q) = \frac{dN_{\text{ev}}}{d \log q d \log s} = (0.36 \pm 0.15) \times \left(\frac{q}{5 \times 10^{-4}} \right)^{-0.60 \pm 0.20} \text{dex}^{-2}. \quad (12)$$

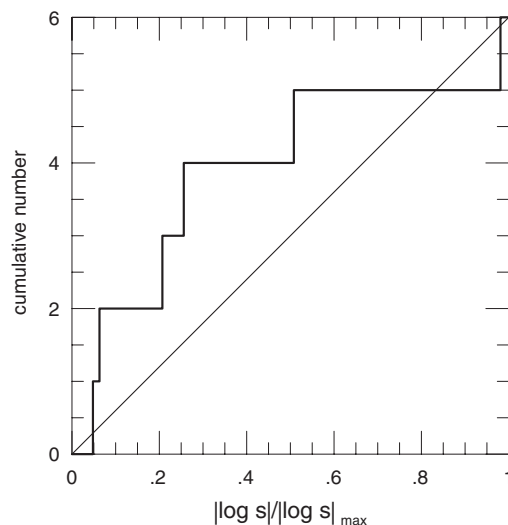


Figure 6. Cumulative distribution of the (absolute value of the log of the) measured projected separation, $|\log s|$, in units of the maximum value of this parameter, derived in Section 5.1. The observed distribution is consistent with planets being distributed uniformly in $\log s$, with Kolmogorov–Smirnov probability of 20%.

However, as we now argue, while the normalization of Equation (12) is robust, the slope is not.

In Section 3.2, we summarized why there must be some boundaries q_{\pm} beyond which the experiment is seriously degraded, but argued that there is no “impartial algorithm” for deciding exactly where those boundaries should be. We find that if we vary q_+ between -2.3 and $-2.$, and we vary q_- between -5 and -4.5 , that the normalization in Equation (12) varies by only $\pm 10\%$, which is much smaller than the statistical errors. However, the power-law index varies between -0.6 and -0.2 . If we had a much larger sample of planets, then we could set the boundaries at various places within the range of our detections, thereby simultaneously reducing both the number of detections and N_{exp} in Equation (11). For an infinite sample, such a procedure should lead to no variation in either slope or normalization. For a finite sample, the variation would provide an estimate of the error in these quantities due to the uncertainty in knowledge of these boundaries. However, when we apply this procedure to our small sample, we find quite wild variations, implying that we cannot derive a reliable slope from these data.

In Section 3.2, we mentioned that the threshold value $\Delta\chi^2 > 500$ also had some intrinsic uncertainty. However, in this case the effect is very small. For example, if we decrease the threshold to $\Delta\chi^2 > 350$, then the normalization in Equation (12) decreases by only 7%, much less than the Poisson error. Given that the normalization in Equation (12) is robust but the slope is not, we give our final result as

$$\frac{dN_{\text{ev}}}{d \log q d \log s} = (0.36 \pm 0.15) \text{dex}^{-2} \quad \text{at } q \sim 5 \times 10^{-4}. \quad (13)$$

Figure 7 summarizes the principal inputs to the modeling. The top panel shows the cumulative distribution of the detections. The bottom panel shows the sensitivity of the survey as function of planet mass, both the analytic approximation derived in Section 4.2 and the numerical determination derived in Section 5.1. These hardly differ.

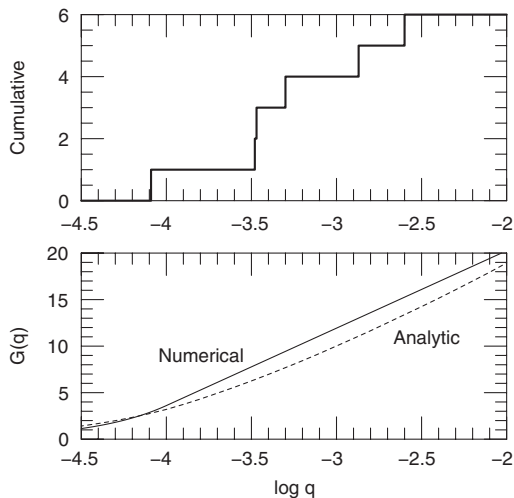


Figure 7. Principal inputs to the modeling. Top panel: cumulative distribution of planet detections in four years of intensive monitoring of high-magnification events. Bottom panel: sensitivity of the survey as a function of planet/star mass ratio q , both the analytic approximation derived in Section 4.2 and the numerical determination derived in Section 5.1 and shown in Figure 5. These hardly differ.

The density given in Equation (13) can be obtained by a very simple argument. The “triangle” for each event has sensitivity to $(1/2 \text{ base} \times \text{height}) = \eta[\log(0.01 A_{\max}/\xi)]^2 \sim 1.7[1 + 0.42 \log(A_{\max}/400)]^2 \text{ dex}^2$ of planet parameter space. We observed $N = 13$ events and found six planets, so $6/(13 \times 1.7) \sim 0.27 \text{ dex}^{-2}$, i.e., correct within the statistical error.

6. DISCUSSION

We have presented the first measurement of the absolute frequency of planets beyond the snow line over the mass-ratio range $-4.5 \lesssim \log q \lesssim -2$. The resulting planet frequency, Equation (13), can be understood directly from the data and the “triangle” sensitivity diagrams. The result is applicable to a range of host masses centered near $M \sim 0.5 M_{\odot}$. The distribution is consistent with being flat in log-projected separation s , with sensitivity spanning a range $|\log s| \lesssim (1/3)(\log q - 4.3)$, and peak sensitivity at projected separation $r_{\perp} \sim 2.5 \text{ AU}(M_{\text{host}}/0.5 M_{\odot})^{1/2}$.

6.1. Comparison with Previous Microlensing Results

Gould et al. (2006) had earlier concluded that “cool Neptunes are common” based on one of the planets analyzed here (OGLE-2005-BLG-169Lb) and another planet with similar mass ratio, OGLE-2005-BLG-390Lb (Beaulieu et al. 2006), which had been detected through another channel: follow-up observations of low-magnification events. OGLE-2005-BLG-390Lb was actually recognized as a possible planetary event during the planetary deviation, but detailed review of these communications and their impact on the observing schedule shows that this “feedback” was not critical to robust detection. Moreover, at that time there had been no other detections through this channel, so the Beaulieu et al. (2006) detection could also be treated as a “controlled experiment.” These could then be combined to obtain an absolute rate for “cool Neptunes,” albeit with large errors. However, with only two detections, Gould et al. (2006) were not able to specify the mass range of “cool

Neptunes” and hence were not able to express their results in units of dex^{-2} as we have done here. If we nevertheless, somewhat arbitrarily, say that the Beaulieu et al. (2006) and Gould et al. (2006) result applies to 1 dex in $\log q$, centered at the $q = 8 \times 10^{-5}$ of their two detections, and adopt their 0.4 dex interval in $\log s$, their estimated density of cool Neptunes can be translated to $0.95^{+0.77}_{-0.55} \text{ dex}^{-2}$ (1σ). To make a fair comparison with Equation (13), it is necessary to adopt some slope for the mass function in order to account for the factor ~ 6 difference in mass. If we adopt the Sumi et al. (2010) slope of $n = -0.68$ from microlensing, then our prediction for this mass range would be 1.25 dex^{-2} . If we adopt the Cumming et al. (2008) slope of $n = -0.31$ from RV, it would be 0.64 dex^{-2} . Either way, these are consistent.

Sumi et al. (2010) analyzed all 10 published microlensing planets, including the five that we analyze here. They approximated the sensitivity functions of this heterogeneous sample by a single power law ($\propto q^m$, $m = 0.6 \pm 0.1$) and derived a power-law mass-ratio distribution $dN_{\text{pl}}/d \log q \sim q^n$, $n = -0.68 \pm 0.2$. Since we are unable to derive a slope from our analysis, and they do not derive a normalization, there can be no direct comparison of results.

6.2. Comparison with Radial Velocity Results

Based on an analysis of RV planets, Cumming et al. (2008) derive a normalization of 0.029 dex^{-2} , a factor 12 ± 5 smaller than the one found here. A factor $(5 \times 10^{-4}/1.66 \times 10^{-3})^{-0.31} = 1.5$ of this difference is due to the fact that they normalize at higher mass ratio. The remaining factor 8 ± 3 difference is most likely due to the different star–planet separations probed by current microlensing and RV experiments. The Cumming et al. (2008) study targets stars with periods of 2–2000 days, corresponding to a mean semimajor axis of $a = 0.31 \text{ AU}$. Microlensing probes a factor ~ 3 beyond the snow line (Figure 8 from Sumi et al. 2010).⁸⁷ To make contact between microlensing observations of primarily lower-mass stars with RV observations of typically solar-type stars, we should consider planets in similar physical conditions, which we choose to normalize by the snow line. That is, we should compare to G-star planets at 3 “snow-line radii,” i.e., $a \sim 8 \text{ AU}$. Hence, the inferred slope between the RV and microlensing measurements is $d \ln N/d \ln a = \log(8 \pm 3)/\log(8/0.31) = 0.64 \pm 0.16$, which is consistent (at 1.1σ) with the slope of $d \ln N/d \ln a = 0.39 \pm 0.15$ derived by Cumming et al. (2008) for RV stars within their period range. Thus, simple extrapolation of the RV density profile derived from planets thought to have migrated large distances, adequately predicts the microlensing results based on planets beyond the snow line that are believed to have migrated much less (see Figure 8). Figure 9 compares microlensing and RV detections as a function of mass ratio q .

6.3. Prospects for Sensitivity to Very Low Mass Planets

Equation (8) and Figure 5 show a break in sensitivity at $q_{\text{thr}} \simeq 10^{-4}$. For a power-law mass-ratio distribution, the ratio

⁸⁷ Just as RV measurements respond to projected stellar velocities, and so measure $m \sin i$ of the planet which is always less than or equal to the planet mass m , so microlensing observations measure the projected separation s , which for circular orbits is related to the semimajor axis by $R_E s = a \sin \gamma$ where γ is the angle between the star–planet axis and the line of sight. The statistical distribution $\sin \gamma$ is exactly the same as for $\sin i$ in RV. Hence, except for rare cases when the orbit is constrained by higher-order effects (Dong et al. 2009a; Bennett et al. 2010), a must be statistically estimated from s (and R_E), which is what is done in Figure 8 of Sumi et al. (2010).

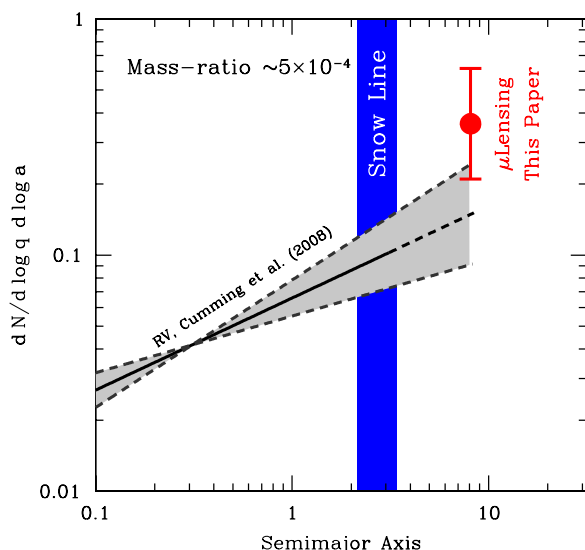


Figure 8. Planet frequencies determined from microlensing (this paper) and RV (Cumming et al. 2008) at different semimajor axes. The RV result is scaled to mass ratio $q = 5 \times 10^{-4}$, using the RV-derived slope, $n = -0.31$. In order to take account of the different host star masses ($M \sim 1 M_{\odot}$ for RV, $M \sim 0.5 M_{\odot}$ for microlensing) we have placed the microlensing point at 8 AU, i.e., three times the solar-system “snow line” distance. This is because microlensing planets are typically detected at three times the distance of their own systems’ snow line (which is of course much closer than 8 AU).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

of planets expected above and below this threshold is

$$\frac{N_{\text{pl}}(q > q_{\text{thr}})}{N_{\text{pl}}(q < q_{\text{thr}})} = \frac{n+1}{n} \left[z^n \ln(z) + \left(\frac{n-1}{n} \right) (z^n - 1) \right], \quad (14)$$

where $z \equiv 0.01/q_{\text{thr}}$. This ratio is an extremely strong function of the adopted slope of the mass function, n . For $n = -0.68$ (Sumi et al. 2010), it is 1.0, whereas for $n = -0.31$ (Cumming et al. 2008), it is 4.7. The fraction of planets within the lower domain that lies below q is simply q^{n+1} . Hence, while several authors have shown that individual planets at or near Earth mass ratio are detectable in high-magnification events (Abe et al. 2004; Dong et al. 2006; Yee et al. 2009; Batista et al. 2009), the actual rate of detection will be strongly influenced by the actual value of n . As discussed in Section 3.2, probing to lower masses will require technical advances to robustly identify low-mass planets in the presence of higher-mass planets. But it will also require increasing the number of events that are monitored.

There is some potential to do this. First, as shown in Section 5, only about half of events that are announced by search teams are intensively monitored. Hence, there is room to double the rate by more aggressive monitoring. This will be aided by inauguration of OGLE-IV, which will have much higher time sampling and so will permit more accurate prediction of high-mag events. Second, it is possible that the more intensive OGLE-IV survey will increase the underlying sample of high-mag events. Finally, systematic analysis of high-mag events could bring down the effective $\Delta\chi^2$ threshold from 500 to, say, 200, which would decrease ξ (and so q_{thr}) by a factor $(500/200)^{2/3} \sim 1.8$. This would bring only a modest (logarithmic) increase in the sensitivity in the range $q > q_{\text{thr}}$ but would aid linearly for $q < q_{\text{thr}}$.

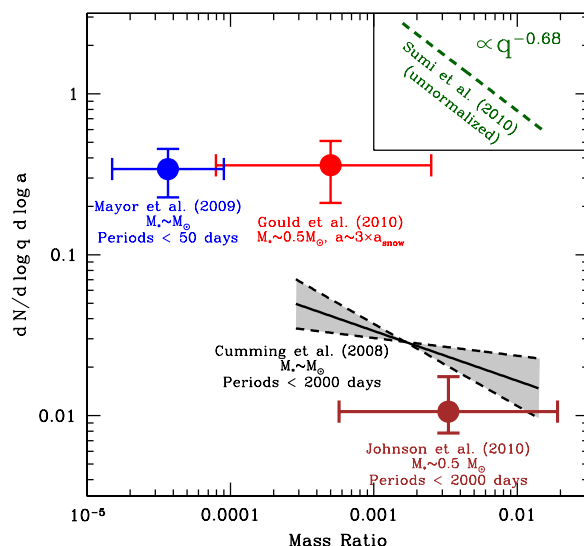


Figure 9. Planet frequencies as a function of mass ratio for microlensing (this paper) and RV (Cumming et al. 2008; Mayor et al. 2009; Johnson et al. 2010) detections. As illustrated in Figure 8, the Cumming et al. (2008) RV sample and the microlensing sample are consistent with each other (despite different frequencies in this figure) because they are at different distances. The Cumming et al. (2008) and Mayor et al. (2009) RV samples are directly comparable on this diagram because both are G stars, and they are consistent. However, there is some tension between the Johnson et al. (2010) RV measurement and the microlensing measurement, since both are similar type stars. This is because Cumming et al. (2008) and Johnson et al. (2010) are “inconsistent” with each other, if one assumes that the frequency of planets as a function of mass ratio is independent of host mass, as we have done in arguing for the consistency of microlensing with Cumming et al. (2008). Also shown is the (unnormalized) slope derived from microlensing observations by Sumi et al. (2010).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

6.4. Constraints on Migration Scenarios

We showed in Section 6.2 that the planet density derived here, $dN_{\text{pl}}/d \log q d \log s = 0.36 \text{ dex}^{-2}$ is consistent with the density derived from RV studies, if the latter are extrapolated to ~ 25 times the semimajor axis where the measurement is made. Regardless of the details of this comparison, the fact that the density of planets beyond the snow line is eight times higher than that at 0.3 AU, indicates that *most giant planets (that survive migration) do not migrate very far*.

Moreover, the fact that the slope found in RV studies at small s adequately predicts the density at large s , would seem to imply that whatever is governing the amount of migration is a *continuous* parameter. That is, it is not the case that there are two classes of planetary systems: those with migration and those without. Rather, all systems have migration, but by a continuously varying amount. This picture would be in accord with the evolving view of the solar system that even though the giant planets are in the general area of their birth “beyond the snow line,” they have migrated to a modest degree. However, this “continuous” distribution of migrations may well contain additional substructure. For example, Figure 11 from Cumming et al. (2008) shows a “pile-up” of orbits at $P \sim 1$ yr, even though the overall distribution is broadly defined by a power law.

6.5. Comparison to Solar System

Another interesting point of comparison is to the planet density in the solar system, where there are four planets in the

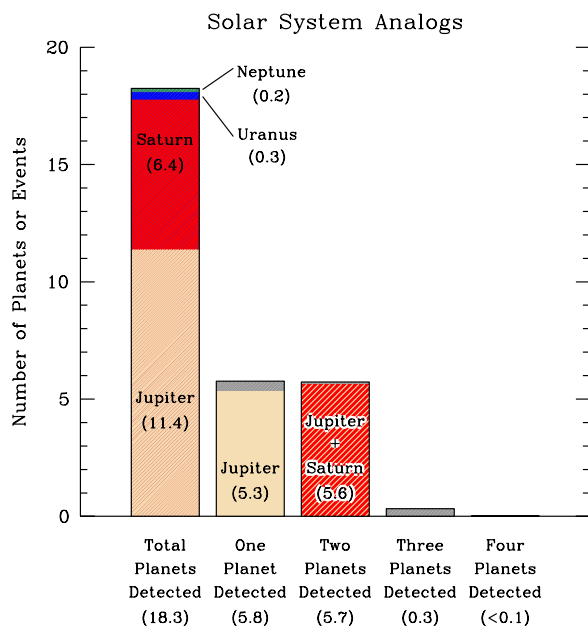


Figure 10. Results of Monte Carlo simulation of the anticipated results of our microlensing survey assuming that every star toward the Galactic bulge had a “scaled solar system,” as specified by Equations (15) and (16). A total of 18 planets would have been detected, including six two-planet systems, compared to the actual detections of six planets including one two-planet system. This seems to indicate that the solar system is overdense in planets, especially multiple planets. Also shown are the frequencies of various specific combinations.

mass-separation regime that microlensing currently explores, Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune. How common are “solar-system analogs,” i.e., systems with several giant planets out beyond the snow line?

To address this question, we ask what the result of our study would have been if every microlensed star possessed a “scaled version” of our own solar system in the following sense: four planets with the same planet-to-star mass ratios and same ratios of semimajor axes as the outer solar-system planets, but with the overall scale determined by the “snow line.” While there is observational evidence from the asteroid belt that the solar-system snow line is near $R_{\text{snow},\odot} = 2.7 \text{ AU}$ (Morbidelli et al. 2000), there is considerable uncertainty on how this scales with stellar mass (Sasselov & Lecar 2000; Kennedy & Kenyon 2008). We therefore parameterize this relation by

$$R_{\text{snow}}(M) = R_{\text{snow},\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\nu}, \quad (15)$$

and consider a range $0.5 < \nu < 2$, adopting $\nu = 1$ for our fiducial value. We consider that the typical Einstein radius is $R_E = 3.5 \text{ AU} (M/M_{\odot})^{1/2}$ and the typical lensed star is $M = 0.5 M_{\odot}$. Then scaling down the semimajor axis of a Jupiter analog so $a_{\text{Jup-analog}}/R_{\text{snow}} = a_{\text{Jup}}/R_{\text{snow},\odot}$ implies

$$\frac{a_{\text{Jup-analog}}}{R_E} = \frac{a_{\text{Jup}}}{3.5 \text{ AU}} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\nu-0.5}, \quad (16)$$

and similarly for the other three planets. We then imagine that these systems are viewed at random orientations, with the individual planets in random phases. From a Monte Carlo simulation, we find that we would then have expected (for our

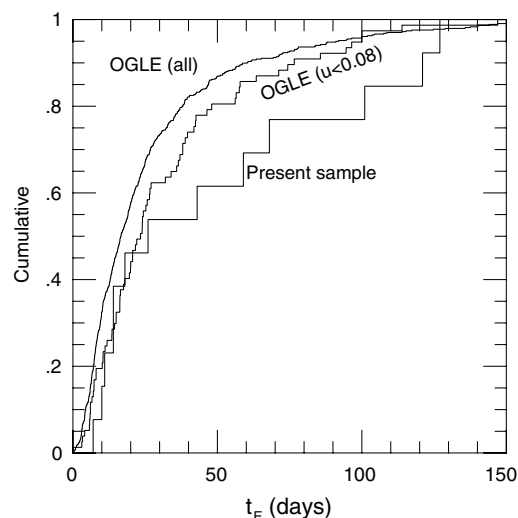


Figure 11. Cumulative timescale (t_E) distributions of all 537 OGLE events from 2008 that were included in the reanalysis by Cohen et al. (2010) (left), the 77 relatively high-mag ($u_0 < 0.08$) events among these (center), and the well-monitored high-mag sample of 13 events from this paper (right). Each selection appears to result in longer mean timescales. However, a K-S test shows that two right distributions (13 well-monitored high mag and 77 relatively high mag) can be drawn from the same distribution at 45% probability. And the corresponding probability for the all-537 and 13-event samples is 18%. Even if real, the bias toward long timescale events would not impact the planet frequencies derived in this paper. Rather, they would affect our interpretation of the underlying sample of the host stars that we are probing, primarily by indicating a larger fraction of hosts in the Galactic disk versus the bulge. As such, this bias would have to be accounted for in studies of the Galactic distribution of planets.

fiducial $\nu = 1$) to have detected 18.2 planets (11.4 “Jupiters,” 6.4 “Saturns,” 0.3 “Uranuses,” 0.2 “Neptunes”) including 6.1 systems with two or more planet detections (see Figure 10). For $1 < \nu < 2$, the planet totals and multi-planet detections barely change. However, they fall somewhat for smaller ν , reaching 15.3 planets and 3.8 two-planet systems at $\nu = 0.5$.

These results compare to six planets including one two-planet system in the actual sample.

Hence, our solar system appears to be three times richer in planets than other stars along the line of sight toward the Galactic bulge. The single detection of a multi-planet system (Gaudi et al. 2008) allows the first estimate of the frequency of stars with “solar-like systems,” defined as having multiple giants in the snow zone: $1/6$, albeit with large errors.

6.6. Sample Bias

A considerable fraction of this paper was devoted to demonstrating that the sample of 13 high-mag events is not biased with respect to the presence (or absence) of planets over the adopted mass-ratio range $-4.5 < \log q < -2.0$. Because of its central importance, we briefly recapitulate this argument immediately below. But there is also a second issue as to whether these 13 events represent a “fair sample” of *microlenses*, i.e., Galactic stars that give rise to microlensing events. As we will explain, this question has no direct implications for the conclusions of this paper, which is why we have not discussed it up to this point. However, it may have implications for future work carried out on this sample and therefore warrants some comment.

The key point was to design criteria such that for the selected sample, the sensitivity of observations to planets did not depend significantly on the presence or absence of planets. Such a correlation could be introduced if tentative information on the possible presence of a planet caused the observational cadence to increase. Then the (possible) presence of a planet would itself act to increase the $\Delta\chi^2$ of detection, perhaps from below to above the adopted threshold. Alternatively, if no planet were detected prior to or during the peak, observations might slacken, causing the sensitivity of the event to fall. Note that both of these potential biases would tend to increase the apparent frequency of planets (by increasing the numerator or decreasing the denominator).

The argument against the first bias (Section 3.3) had two parts. First, for three of the five planet-bearing events, there was no knowledge of the planetary perturbation until well after the event. Second, for the remaining two events, review of the actual observational cadence as well as email traffic showed no substantial deviations from normal monitoring of high-mag events.

The argument against the second bias (Section 3.1 and Figure 1) was that for events with $A_{\max} > 200$, the distribution of events meeting the other selection criteria was uniform in A_{\max}^{-1} . This is the expected behavior both theoretically and of the full sample of events that are actually observed (whether or not they are monitored for planets).

The requirement for independence of observing cadence from planet presence also sets the upper limit for planet–star mass ratio q to which the experiment is robustly sensitive. Figures 2–4 show that at the adopted limit, $q_+ = 0.01$, most events in the sample are formally sensitive to planets to within a factor 5 (0.7 dex) of the Einstein ring. In fact (as discussed in Section 3.2), the great majority of such events will (prior to perturbations near peak) look like standard, unperturbed, prospective high-mag events, and so will generate “high-mag alerts” in the same way as any other high-mag event. However, for a small fraction, those with separations very close to the Einstein ring, the caustic will be quite large and hence the perturbation will come early, and so may influence (positively or negatively) the decision to take data. At $q = 0.01$, this fraction is still small, $\lesssim 20\%$, which can be seen as follows. About 80% of detection space lies at $|\log s| \geq 20\% \times 0.7 \text{ dex} = 0.14 \text{ dex}$, at which point the caustic has a half-diameter of $u_{\text{caustic}} = 1.8q = 0.018$ (Chung et al. 2005). Since high-mag alerts are typically issued at $u \gtrsim 0.04$ (i.e., $A \lesssim 25$) when such a caustic does not yet strongly affect the light curve, and since alerts are never canceled because of caustics encountered at $A \gtrsim 50$, fewer than 20% of perturbed $q = 0.01$ events can have their observing cadence affected by the presence of the planet.

As discussed in Section 3.2, the lower-mass-ratio limit is set by the (technological) difficulty of recognizing low-mass-ratio planets in the presence of other planets. That is, our sensitivity calculations accurately reflect our ability to detect planets in single-planet systems. And for two-planet systems in which the two mass ratios are within about an order of magnitude, the perturbations are known to “factor,” which means that these same calculations can be used to evaluate sensitivity to a second planet in the presence of the first. However, the effect of combining two-planet perturbations when one has extremely low mass is poorly understood at present. Since 5 of the 13 events had at least one planet, this implies that our sensitivity to low-mass planets is not well understood. We have good confidence in our ability to detect “second planets” at $q > 10^{-5}$, but set $q_- = 10^{-4.5}$ to be conservative.

Finally, we examine the issue of “bias” in the timescale distribution. The first question is “bias with respect to what”? In principle, our densely monitored high-mag sample may be biased with respect to the high-mag events alerted by survey teams, half of which are not densely monitored. And this high-mag alert sample might be biased relative to the ensemble of all events alerted by survey groups. Finally, these alerted events might themselves be biased relative to a hypothetical survey that “impartially” recorded all events entering the Einstein ring. And indeed, we expect a bias toward longer timescales at all three levels. Regarding the densely monitored sample, it is easier to recognize events as being high-mag before peak (and so to initiate pre-peak observations) if the event is more drawn out. Regarding survey alerts, high-magnification can bring otherwise undetectable sources above the detection threshold, but this is more likely to yield an alert if the event duration (and so enhanced brightness) lasts longer. The cumulative distributions in Figure 11 are in accord with both these first two expectations, although with at most modest statistical significance. And regarding the third, all microlensing surveys have found that their “detection efficiency” rises monotonically with timescale, until very long timescales are reached.

But what practical implications does this have? For the present study: essentially none. The biases toward longer timescales implies a bias in the underlying lens population. Disk lenses tend to have longer timescales than bulge lenses, and this applies more strongly to relatively nearby disk lenses. Hence, a more timescale-biased sample will have relatively more disk lenses than a less biased sample. But this just means that the planet frequencies derived in this paper apply to whatever disk+bulge sample of lenses is being probed. Whatever the exact breakdown, *all* of the lenses being probed are much farther from the Sun than the RV samples, so when we compare our results to RV, they are for two different populations. This situation is not altered by the relative fraction of disk stars.

Since the Einstein radius is proportional to the square root of the host mass, more timescale-biased samples will tend to have higher-mass hosts compared to less timescale-biased samples. But this is also of no direct relevance, since we have estimated the typical lens mass based on mass measurements and estimates of lenses in our actual sample (rather than on general theoretical considerations).

As discussed by Janczak et al. (2010), the issue of timescale bias will play an important role if this (or another) sample is used to extract information on the *relative* frequency of planets orbiting hosts in the disk versus the bulge. For example, of the six planets in our study, three are definitely in the disk (OGLE-2006-BLG-109Lb,c and OGLE-2007-BLG-349Lb) and one other is almost certainly in the disk (OGLE-2005-BLG-169Lb), while the remaining two are uncertain. By contrast, the majority of lenses seen toward the bulge, are bulge lenses (Kiraga & Paczyński 1994). However, no conclusion can be drawn about the relative frequency of bulge and disk planets from this comparison until the timescale (and other) biases are fully analyzed. Since this is not the subject of the present work, we do not attempt such an analysis, but merely alert the reader to the possible presence of these biases.

Work by A.G. was supported in part by NSF grant AST 0757888 and in part by NASA grant 1277721 issued by JPL/Caltech. Work by S.D. was performed under contract with the California Institute of Technology (Caltech) funded by NASA

through the Sagan Fellowship Program. This work was supported in part by an allocation of computing time from the Ohio Supercomputer Center. The OGLE project is partially supported by the Polish MNiSW grant N20303032/4275 to AU. The MOA collaboration was supported by the Marsden Fund of New Zealand. The MOA collaboration and a part of authors are supported by the Grant-in-Aid for Scientific Research, JSPS Research fellowships and the Global COE Program “Quest for Fundamental Principles in the Universe” from JSPS and MEXT of Japan. T.S. acknowledges support from grants JSPS18749004, JSPS20740104, and MEXT19015005. The RoboNet project acknowledges support from PPARC (Particle Physics and Astronomy Research Council) and STFC (Science and Technology Facilities Council). C.H. was supported by Creative Research Initiative Program (2009-0081561) of National Research Foundation of Korea. AGY’s activity is supported by a Marie Curie IRG grant from the EU, and by the Minerva Foundation, Benozziyo Center for Astrophysics, a research grant from Peter and Patricia Gruber Awards, and the William Z. and Eda Bess Novick New Scientists Fund at the Weizmann Institute. D.P.B. was supported by grants AST-0708890 from the NSF and NNX07AL71G from NASA. Work by S.K. was supported at the Technion by the Kitzman Fellowship and by a grant from the Israel-Niedersachsen collaboration program. Mt Canopus observatory is financially supported by Dr. David Warren.

REFERENCES

- Abe, F., et al. 2004, *Science*, 305, 1264
 Albrow, M., et al. 1998, *ApJ*, 509, 687
 Albrow, M., et al. 2001, *ApJ*, 556, L113
 Alcock, C., et al. 1996, *ApJ*, 463, L67
 Alcock, C., et al. 1997, *ApJ*, 491, 436
 Alcock, C., et al. 2000, *ApJ*, 541, 270
 An, J., et al. 2002, *ApJ*, 572, 521
 Batista, V., et al. 2009, *A&A*, 508, 467
 Beaulieu, J.-P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
 Bennett, D. P., & Rhie, S.-H. 1996, *ApJ*, 472, 660
 Bennett, D. P., et al. 2008, *ApJ*, 684, 663
 Bennett, D. P., et al. 2010, *ApJ*, 713, 837
 Bond, I. A., et al. 2002a, *MNRAS*, 331, L19
 Bond, I. A., et al. 2002b, *MNRAS*, 333, 71
 Bond, I. A., et al. 2004, *ApJ*, 606, L155
 Bozza, V. 1999, *A&A*, 348, 311
 Castro, S., Pogge, R. W., Rich, R. M., DePoy, D. L., & Gould, A. 2001, *ApJ*, 548, L197
 Chung, S.-J., et al. 2005, *ApJ*, 630, 535
 Cohen, J., et al. 2010, *ApJ*, 711, L48
 Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Wright, J. T., & Fischer, D. A. 2008, *PASP*, 120, 531
 Dominik, M., et al. 2007, *MNRAS*, 307, 792
 Dominik, M., et al. 2008, *Astron. Nachr.*, 329, 248
 Dong, S., et al. 2006, *ApJ*, 642, 842
 Dong, S., et al. 2009a, *ApJ*, 695, 442
 Dong, S., et al. 2009b, *ApJ*, 698, 1826
 Gaudi, B. S., & Gould, A. 1997, *ApJ*, 486, 85
 Gould, A., & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104
 Gaudi, B. S., Naber, R. M., & Sackett, P. D. 1998, *ApJ*, 502, L33
 Gaudi, B. S., & Sackett, P. D. 2000, *ApJ*, 528, 56
 Gaudi, B. S., et al. 2002, *ApJ*, 566, 463
 Gaudi, B. S., et al. 2008, *Science*, 319, 927
 Gould, A., et al. 2000a, *ApJ*, 535, 920
 Gould, A., et al. 2000b, *ApJ*, 542, 785
 Gould, A., et al. 2006, *ApJ*, 644, L37
 Griest, K., & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
 Han, C. 2005, *ApJ*, 629, 1102
 Han, C., & Kim, D. 2009, *ApJ*, 693, 1835
 Horne, K., Tsapras, Y., & Snodgrass, C. 2009, *MNRAS*, 396, 2087
 Janczak, J., et al. 2010, *ApJ*, 711, 731
 Jaroszyński, J., et al. 2006, *Acta Astron.*, 56, 307
 Johnson, J. A., et al. 2010, *PASP*, 122, 149
 Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
 Kiraga, M., & Paczyński, B. 1994, *ApJ*, 430, L101
 Liebes, S. 1964, *Phys. Rev.*, 133, 835
 Mao, S., & Paczyński, B. 1991, *ApJ*, 374, L37
 Mayor, M., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
 Morbidelli, A., Chambers, J., Lunine, J. I., Petit, J. M., Robert, F., Valsecchi, G. B., & Cyr, K. E. 2000, *Meteorit. Planet. Sci.*, 35, 1309
 Öpik, E. 1924, *Pulications de. L’Observatoire Astronomique de l’Université de Tartu*, 25, 6
 Rattenbury, N. J., Bond, I. A., Skuljan, J., & Yock, P. C. M. 2002, *MNRAS*, 335, 159
 Rhie, S. H., Becker, A. C., Bennett, D. P., Fragile, P. C., Johnson, B. R., King, L. J., Peterson, B. A., & Quinn, J. 1999, *ApJ*, 522, 1037
 Rhie, S. H., et al. 2000, *ApJ*, 533, 378
 Sasselov, D. D., & Lecar, M. 2000, *ApJ*, 528, 995
 Snodgrass, C., Horne, K., & Tsapras, Y. 2004, *MNRAS*, 351, 967
 Sumi, T., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1641
 Tsapras, Y., Horne, K., Kane, S., & Carson, R. 2003, *MNRAS*, 343, 1131
 Tsapras, Y., et al. 2009, *Astron. Nachr.*, 330, 4
 Udalski, A. 2003, *Acta Astron.*, 53, 291
 Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzemiński, W., & Paczyński, B. 1994, *Acta Astron.*, 44, 317
 Udalski, A., et al. 2005, *ApJ*, 628, L109
 Yee, J. C., et al. 2009, *ApJ*, 703, 2082
 Yoo, J., et al. 2003, *ApJ*, 616, 1204
 Yoo, J., et al. 2004, *ApJ*, 603, 139

EXTREME MAGNIFICATION MICROLENSING EVENT OGLE-2008-BLG-279: STRONG LIMITS ON PLANETARY COMPANIONS TO THE LENS STAR

J. C. YEE^{1,36}, A. UDALSKI^{2,37}, T. SUMI^{3,38}, SUBO DONG^{1,36}, S. KOZŁOWSKI^{1,36}, J. C. BIRD^{1,36}, A. COLE^{4,39}, D. HIGGINS^{5,36},
 J. MCCORMICK^{6,36}, L. A. G. MONARD^{7,36}, D. POLISHOOK^{8,36}, A. SHPORER^{8,36}, O. SPECTOR^{8,36},

AND

M. K. SZYMAŃSKI², M. KUBIAK², G. PIETRZYŃSKI^{2,9}, I. SOSZYŃSKI², O. SZEWCZYK⁹, K. ULACZYK², Ł. WYRZYKOWSKI^{2,10},
 R. POLESKI²

(THE OGLE COLLABORATION),

W. ALLEN¹¹, M. BOS¹², G. W. CHRISTIE¹³, D. L. DEPOY¹⁴, J. D. EASTMAN¹, B. S. GAUDI¹, A. GOULD^{1,15}, C. HAN¹⁶, S. KASPI⁸,
 C.-U. LEE¹⁷, F. MALLIA¹⁸, A. MAURY¹⁸, D. MAOZ⁸, T. NATUSCH¹⁹, B. -G. PARK¹⁷, R. W. POGGE¹, R. SANTALLO²⁰

(THE μ FUN COLLABORATION),

F. ABE³, I. A. BOND²¹, A. FUKUI³, K. FURUSAWA³, J. B. HEARNshaw²², S. HOSAKA³, Y. ITOW³, K. KAMIYA³, A. V. KORPELA²³,
 P. M. KILMARTIN²⁴, W. LIN²¹, C. H. LING²¹, S. MAKITA³, K. MASUDA³, Y. MATSUBARA³, N. MIYAKE³, Y. MURAKI²⁵,
 M. NAGAYA³, K. NISHIMOTO³, K. OHNISHI²⁶, Y. C. PERROTT²⁷, N. J. RATTENBURY²⁷, T. SAKO³, TO. SAITO²⁸, L. SKULJAN²¹,

D. J. SULLIVAN²³, W. L. SWEATMAN²¹, P. J. TRISTRAM²⁴, P. C. M. YOCK²⁷

(THE MOA COLLABORATION),

M. D. ALBROW²², V. BATISTA¹⁵, P. FOUQUÉ²⁹, J. -P. BEAULIEU^{15,30}, D. P. BENNETT³¹, A. CASSAN³², J. COMPARAT¹⁵,
 C. COUTURES¹⁵, S. DIETERS¹⁵, J. GREENHILL⁴, K. HORNE³³, N. KAINS³³, D. KUBAS³³, R. MARTIN³⁴, J. MENZIES³⁵,

J. WAMBSGANSS³², A. WILLIAMS³⁴, M. ZUB³²

(THE PLANET COLLABORATION)

¹ Department of Astronomy, Ohio State University, 140 W. 18th Ave., Columbus, OH 43210, USA; dong@astronomy.ohio-state.edu,
gaudi@astronomy.ohio-state.edu, gould@astronomy.ohio-state.edu, jyee@astronomy.ohio-state.edu, pogge@astronomy.ohio-state.edu

² Warsaw University Observatory, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland; udalski@astrouw.edu.pl, msz@astrouw.edu.pl, mk@astrouw.edu.pl,
pietrzyn@astrouw.edu.pl, soszynsk@astrouw.edu.pl, kulaczyk@astrouw.edu.pl, rpolesk@astrouw.edu.pl

³ Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya 464-8601, Japan; sumi@stelab.nagoya-u.ac.jp

⁴ School of Mathematics and Physics, University of Tasmania, Private Bag 37, Hobart, Tasmania 7001, Australia

⁵ Hunters Hill Observatory, Canberra, Australia; higginsdj@bigpond.com

⁶ Farm Cove Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pakuranga, Auckland, New Zealand; farmcoveobs@xtra.co.nz

⁷ Bronberg Observatory, Centre for Backyard Astrophysics, Pretoria, South Africa; lagmonar@nmisa.org

⁸ School of Physics and Astronomy and Wise Observatory, Tel-Aviv University, Tel-Aviv 69978, Israel

⁹ Universidad de Concepción, Departamento de Física, Casilla 160-C, Concepción, Chile; szewczyk@astro-udec.cl

¹⁰ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK; wyrzykow@ast.cam.ac.uk

¹¹ Vintage Lane Observatory, Blenheim, New Zealand; whallen@xtra.co.nz

¹² Molehill Astronomical Observatory, Auckland, New Zealand; molehill@ihug.co.nz

¹³ Auckland Observatory, Auckland, New Zealand; gwchristie@christie.org.nz

¹⁴ Department of Physics, Texas A&M University, College Station, TX, USA; depo@physics.tamu.edu

¹⁵ Institut d'Astrophysique de Paris UMR7095, 98bis Boulevard Arago, 75014, Paris, France; beaulieu@iap.fr, coutures@iap.fr

¹⁶ Department of Physics, Institute for Basic Science Research, Chungbuk National University, Chongju 361-763, Republic of Korea;

cheongho@astroph.chungbuk.ac.kr

¹⁷ Korea Astronomy and Space Science Institute, Daejeon 305-348, Republic of Korea; leecu@kasi.re.kr, bgpark@kasi.re.kr

¹⁸ Campo Catino Austral Observatory, San Pedro de Atacama, Chile; francomallia@campocatinobservatory.org

¹⁹ AUT University, Auckland, New Zealand; tim.natusch@aut.ac.nz

²⁰ Southern Stars Observatory, Faaa, Tahiti, French Polynesia; santallos@southernstars-observatory.org

²¹ Institute of Information and Mathematical Sciences, Massey University, Auckland, New Zealand; i.a.bond@massey.ac.nz

²² Department of Physics and Astronomy, University of Canterbury, Private Bag 4800, Christchurch, New Zealand

²³ School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University, Wellington, New Zealand

²⁴ Mt. John Observatory, P.O. Box 56, Lake Tekapo 8770, New Zealand

²⁵ Konan University, Kobe, Japan

²⁶ Nagano National College of Technology, Nagano 381-8550, Japan

²⁷ Department of Physics, University of Auckland, Auckland, New Zealand

²⁸ Tokyo Metropolitan College of Aeronautics, Tokyo 116-8523, Japan

²⁹ LATT, Université de Toulouse, CNRS, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

³⁰ Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London, WC1E 6BT, UK

³¹ Department of Physics, University of Notre Dame, IN 46556, USA; bennett@nd.edu

³² Astronomisches Rechen-Institut (ARI), Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg (ZAH), Mönchhofstrasse 12–14, 69120 Heidelberg, Germany

³³ Scottish Universities Physics Alliance, School of Physics & Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, UK

³⁴ Perth Observatory, Walnut Road, Bickley, Perth 6076, Australia

³⁵ South African Astronomical Observatory, P.O. Box 9 Observatory 7935, South Africa

Received 2009 July 30; accepted 2009 August 18; published 2009 September 16

ABSTRACT

We analyze the extreme high-magnification microlensing event OGLE-2008-BLG-279, which peaked at a maximum magnification of $A \sim 1600$ on 2008 May 30. The peak of this event exhibits both finite-source effects and terrestrial

parallax, from which we determine the mass of the lens, $M_l = 0.64 \pm 0.10 M_\odot$, and its distance, $D_l = 4.0 \pm 0.6$ kpc. We rule out Jupiter-mass planetary companions to the lens star for projected separations in the range 0.5–20 AU. More generally, we find that this event was sensitive to planets with masses as small as $0.2 M_\oplus \simeq 2 M_{\text{Mars}}$ with projected separations near the Einstein ring (~ 3 AU).

Key words: gravitational lensing – planetary systems – planetary systems: formation

1. INTRODUCTION

A complete census of planets beyond the snow line will be crucial for testing the currently favored core-accretion theory of planet formation since that is the region where this model predicts that giant planets form. For example, Ida & Lin (2004) find that gas giant planets around solar-type stars preferentially form in the region between the snow line at 2.7 AU and ~ 10 AU. While radial velocity and transit searches account for most of the more than 300 planets known to date, microlensing has the ability to probe a different region of parameter space that reaches far beyond the snow line and down to Earth-mass planets. Microlensing is most sensitive to planets near the Einstein ring radius, which Gould & Loeb (1992) showed lies just outside the snow line:

$$r_E \simeq 4 \left(\frac{M_l}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{ AU}, \quad (1)$$

for reasonable assumptions. This sensitivity to planets beyond the snow line is demonstrated by the nine announced planets found by microlensing, which range in mass from super-Earths to Jupiters and more massive objects (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005; Beaulieu et al. 2006; Gould et al. 2006; Bennett et al. 2008; Dong et al. 2009; Gaudi et al. 2008; Janczak et al. 2009).

In high-magnification microlensing events ($A \gtrsim 100$), the images finely probe the full angular extent of the Einstein ring, making these events particularly sensitive to planets over a wide range of separations (Griest & Safizadeh 1998). Additionally, because the time of maximum sensitivity to planets (the peak of the event) can be determined in advance, intensive observations can be planned resulting in improved coverage of the event, particularly given limited resources. Even when a planet is not detected, the extreme sensitivity of such an event can be used to put broad constraints on planetary companions.

High magnification events are also useful because it is more likely that secondary effects such as the finite-source effect and terrestrial parallax can be measured (Gould 1997). These effects can be used to break several microlensing degeneracies and allow a measurement of the mass of the lens and its distance. This allows us to determine a true mass of a planet rather than the planet/star mass ratio and a true projected separation rather than a relative one. Thus, in addition to being more sensitive to planets, high-magnification events allow us to make more specific inferences about the nature of the system.

Previous work has empirically demonstrated the sensitivity of high-magnification events to giant planets by analyzing observed events without detected planets and explicitly computing the detection sensitivity of these events to planetary companions. The first high-magnification event to be analyzed in such a way was MACHO 1998-BLG-35 (Rhie et al. 2000). Rhie et al.

(2000) found that planets with a Jupiter-mass ratio ($q = 10^{-3}$) were excluded for projected separations in units of the Einstein ring radius of $d = 0.37$ – 2.70 . Since then, many other authors have analyzed the planet detection sensitivity of individual high-magnification events (Bond et al. 2002; Gaudi et al. 2002; Yoo et al. 2004; Abe et al. 2004; Dong et al. 2006; Batista et al. 2009). In particular, prior to the work presented here, the most sensitive event with the broadest constraints on planetary companions was MOA 2003-BLG-32, which reached a magnification of 520 (Abe et al. 2004). Dong et al. (2006) found that this event had sensitivity to giant planets out to $d \lesssim 4$.⁴⁰

This paper presents the analysis of OGLE-2008-BLG-279, which reached a magnification of $A \sim 1600$ and was well covered over the peak, making it extremely sensitive to planetary companions. In fact, as we will show, this event has the greatest sensitivity to planetary companions of any event yet analyzed, and we can exclude planets over a wide range of separations and masses. Furthermore, this event exhibited finite-source effects and terrestrial parallax, allowing a measurement of the mass and distance to the lens. This allows us to place constraints on planets in terms of their mass and projected separation in physical units. We begin by describing the data collection and alert process in Section 2. In Section 3 we describe our fits to the light curve and the source parameters. We then go on to discuss the blended light and the shear contributed by a nearby star in Section 4. Finally, we place limits on planetary companions in Section 5. We conclude in Section 6.

2. DATA COLLECTION

On 2008 May 13 (HJD' \equiv HJD-2,450,000 = 4600.3604), the OGLE collaboration announced the discovery of a new microlensing event candidate OGLE-2008-BLG-279 at R.A. = $17^{\text{h}}58^{\text{m}}36^{\text{s}}.17$ decl. = $-30^{\circ}22'08''.4$ (J2000.0). This event was independently announced by the MOA collaboration on 2008 May 26 as MOA-2008-BLG-225. Based on the available OGLE and MOA data, μ FUN began observations of this event on 2008 May 27 from the CTIO SMARTS 1.3 m in Chile, acquiring observations in both the V and I bands, and the next day identified it as likely to reach very high magnification 2 days hence. This event was monitored intensively over the peak by MOA, the PLANET collaboration, and many μ FUN observatories. Specifically, the μ FUN observatories Bronberg, Hunters Hill, Farm Cove, and Wise obtained data over the peak of this event (see Figure 1). OGLE-2008-BLG-279 peaked on 2008 May 30 at HJD' = 4617.3481 with a magnification $A \sim 1600$.

Because there were so many data sets, this analysis focuses on the μ FUN data from observatories that covered the peak of the event (μ FUN Bronberg (South Africa), Hunters Hill (Australia), Farm Cove (New Zealand), and Wise (Israel)) and PLANET Canopus (Australia) combined with the data from OGLE and

³⁶ Microlensing Follow Up Network (μ FUN).

³⁷ Optical Gravitational Lens Experiment (OGLE).

³⁸ Microlensing Observations in Astrophysics (MOA).

³⁹ Probing Lensing Anomalies NETwork (PLANET).

⁴⁰ Dong et al. (2006) also analyzed the event OGLE-2004-BLG-343, which reached a peak magnification of $A \sim 3000$. Although this is the highest magnification event analyzed for planets, sparse observational coverage over the peak greatly reduced its sensitivity.

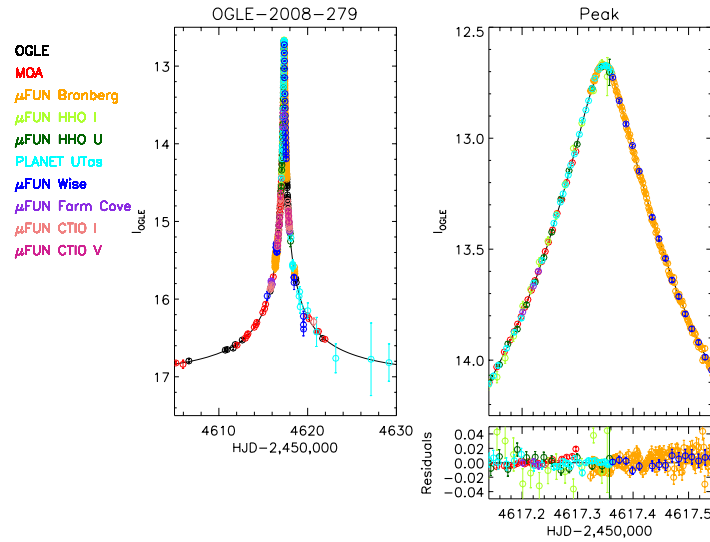


Figure 1. Light curve of OGLE-2008-BLG-279 near its peak. The left panel shows the entire event, while the right panel shows a close-up of the peak with residuals from the point-lens model including finite-source effects. The black solid line shows this best-fit model. For clarity, the data have been binned and rescaled to the OGLE flux.

MOA which cover both peak and baseline. We used the data from CTIO to measure the colors of the event but not in other analyses. Early fits of the data indicated that the Bronberg data from HJD/4617.0–4617.32 suffer from systematic residuals that are more severe than those seen in any of the other data, so these data were excluded from subsequent analysis.

The data were all reduced using difference imaging analysis (DIA; Wozniak 2000) with the exception of the CTIO data which were reduced using the DoPHOT package (Schechter et al. 1993). The uncertainties in all the data sets were normalized so that the $\chi^2/\text{degree of freedom} \sim 1$, and we removed $>3\sigma$ outliers whose deviations were not confirmed by near simultaneous data from other observatories. The normalization factors for each observatory are as follows: OGLE(1.8), MOA(1.0), μ FUN Bronberg(1.4), μ FUN Hunters Hill I(2.7) and U(1.5), μ FUN Farm Cove(2.1), μ FUN Wise(3.8), PLANET Canopus(4.6), and μ FUN CTIO I(1.4) and V(2.0).

3. POINT-LENS ANALYSIS

The data for OGLE-2008-BLG-279 appear to be consistent with a very high magnification, $A = 1570 \pm 120$, single-lens microlensing event. We therefore begin by fitting the data with a point-lens model and then go on to place limits on planetary companions in Section 5. In this section, we describe our fits to the data and address the second-order, finite-source and parallax effects on the light curve.

3.1. Angular Einstein Ring Radius

From the V - and I -band images taken with CTIO both during the peak and after the event, we construct a color–magnitude diagram (CMD) of the event (Figure 2). We calibrate this CMD using stars that are also in the calibrated OGLE-III field. For the source, we measure $[I, (V - I)] = [21.39 \pm 0.09, 2.53 \pm 0.01]$. If we assume that the source is in the bulge and thus behind the same amount of dust as the clump, we can compute the dereddened color and magnitude. We measure the color and magnitude of the clump: $[I, (V - I)]_{\text{cl}} = [16.48, 2.71]$. The absolute color and magnitude of the clump

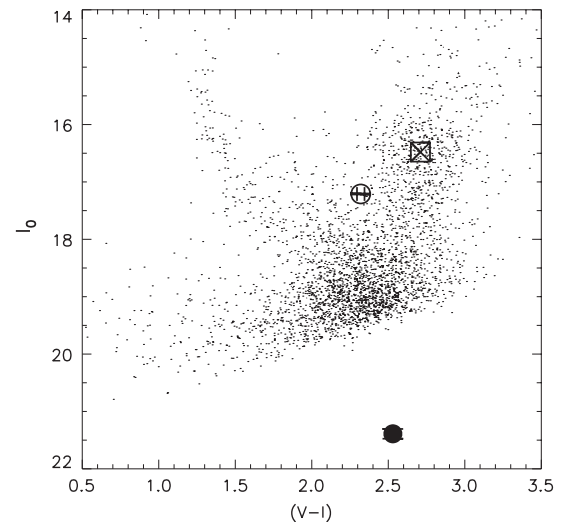


Figure 2. Calibrated CMD constructed from the CTIO and OGLE data. The square indicates the centroid of the red clump, the open circle shows the blended light, and the solid circle indicates the source. The small black points are field stars. The error bars are shown but are smaller than the size of the points.

are $[M_I, (V - I)_{\text{cl}}] = [-0.20, 1.05]$, which at a distance of 8.0 kpc would appear to be $[I, (V - I)]_{0,\text{cl}} = [14.32, 1.05]$. We find $A_I = I_{\text{cl}} - I_{0,\text{cl}} = 16.48 - 14.32 = 2.16$ and $E(V - I) = (V - I)_{\text{cl}} - (V - I)_{0,\text{cl}} = 1.66$. We then calculate the dereddened color and magnitude of the source to be $[I, (V - I)]_0 = [19.23, 0.87]$.

The angular Einstein ring radius can be determined by combining information from the light curve and the CMD. Finite source effects in the light curve enable us to determine the ratio of the source size, θ_* , to the Einstein radius, θ_E :

$$\rho_* = \theta_*/\theta_E. \quad (2)$$

We can then estimate θ_* from the color and magnitude of the source measured from the CMD, and solve for θ_E .

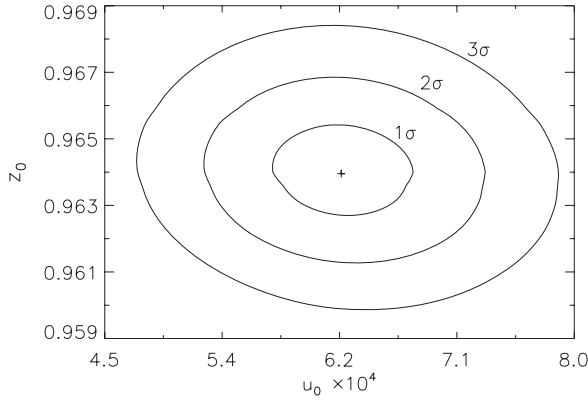


Figure 3. χ^2 contours as a function of impact parameter, u_0 , and $z_0 \equiv u_0/\rho_*$ where $\rho_* = \theta_*/\theta_E$ is the normalized source size. The best fit is marked with a plus sign.

3.1.1. Finite-source Effects

If the source passes very close to the lens star, finite-source effects will smooth out the peak of the light curve and allow a measurement of the source size ρ_* . Although finite-source effects are not obvious from a visual inspection of the light curve, including them yields a dramatic improvement in χ^2 . In order to fit for finite-source effects, we first estimate the limb darkening of the source from its color and magnitude. We combine the color and magnitude of the source with the Yale–Yonsei isochrones (Demarque et al. 2004), assuming a distance of $D_s = 8$ kpc and solar metallicity, to estimate $T_{\text{eff}} = 5250$ K and $\log g = 4.5$. We use these values to calculate the limb-darkening coefficients, u , from Claret (2000), assuming a microturbulent velocity of 2 km s^{-1} . We calculate the linear limb-darkening parameters Γ_V and Γ_I using $\Gamma = 2u/(3 - u)$ to find $\Gamma_V = 0.65$ and $\Gamma_I = 0.47$. We use these values in our finite-source fits to the data. We find that a point-lens fit including finite-source effects is preferred by $\Delta\chi^2$ of 2647.85 over a fit assuming a point source. We search a grid of u_0 and ρ_* near the minimum to confirm that this is a well-constrained result. We use $z_0 = u_0/\rho_*$ as a proxy for ρ_* following Yoo et al. (2004). The resultant χ^2 map in the u_0 – z_0 plane is shown in Figure 3. Our best-fit value for ρ_* is $(6.6 \pm 0.6) \times 10^{-4}$. For this value of ρ_* , z_0 is almost unity, indicating that the source just barely grazed the lens star. The other parameters for our best-fit including finite-source effects are given in Table 1.

3.1.2. Source Size

We convert the dereddened color and magnitude of the source to $(V - K)$ using Bessell & Brett (1988), and combine them with the surface brightness relations in Kervella et al. (2004) to derive a source size of $\theta_* = 0.54 \pm 0.4 \mu\text{as}$. The uncertainty in θ_* comes from two sources: the uncertainty in the flux and the uncertainty in the conversion from the observed $(V - I)$ color to surface brightness. The uncertainty in the flux (i.e., the model fit parameter $f_{s,I}$) is 8.5%, and we adopt 7% as the uncertainty due to the surface brightness conversion. From Equation (2), we find that $\theta_E = \theta_*/\rho_* = 0.81 \pm 0.07 \text{ mas}$. We also calculate the (geocentric) proper motion of the source: $\mu_{\text{geo}} = \theta_E/t_E = 2.7 \pm 0.2 \text{ mas yr}^{-1}$. Because the peak flux ($\propto f_{s,I}/\rho_*$) and source crossing time ($\rho_* t_E$) are both essentially direct observables, and so are well constrained by the light curve,

the fractional uncertainties in θ_E and μ_{geo} are comparable to the fractional uncertainty in θ_* . This result is generally applicable to point-lens/finite-source events and is discussed in detail in the Appendix.

3.2. Parallax

Given that we have a measurement for θ_E , if we can also measure microlens parallax, π_E , we can combine these quantities to derive the mass of the lens and its distance. The mass of the lens is given by

$$M_l = \frac{\theta_E}{\kappa \pi_E}, \quad \kappa \equiv \frac{4G}{c^2 \text{ AU}} \simeq 8.14 \frac{\text{mas}}{M_\odot}. \quad (3)$$

Its distance D_l is

$$\frac{1 \text{ AU}}{D_l} = \pi_l = \pi_s + \pi_{\text{rel}}, \quad (4)$$

where π_l is the parallax of the lens, $\pi_s = 0.125 \text{ mas}$ is the parallax of the source (assuming a distance of $D_s = 8$ kpc), and $\pi_{\text{rel}} = \theta_E \pi_E$.

Microlens parallax is the combination of two observable parallax effects in a microlensing event. Terrestrial parallax occurs because observatories located on different parts of the Earth have slightly different lines of sight toward the event and so observe slight differences in the peak magnification and in the timing of the peak, described by the parameters u_0 and t_0 , respectively (Hardy & Walker 1995; Holz & Wald 1996). Orbital parallax occurs because the Earth moves in its orbit during the event, again, changing the apparent line of sight. Gould (1997) argued that one might expect to measure both finite-source effects and terrestrial parallax in extreme high-magnification events. We fit the light curve for both of the sources of parallax, including finite-source effects. Fitting for both kinds of parallax simultaneously yields a $\Delta\chi^2$ improvement of 165 (see Table 1). We find $\pi_E = (\pi_{E,E}, \pi_{E,N}) = (-0.15 \pm 0.02, 0.02 \pm 0.02)$, where $\pi_{E,E}$ and $\pi_{E,N}$ are the projections of π_E in the east and north directions, respectively.

Smith et al. (2003) showed that for orbital parallax and a constant acceleration, u_0 has a sign degeneracy. This degeneracy may be broken if terrestrial parallax is observed (see also Gould 2004). In the fits described above, we assumed $u_0 > 0$. We repeat the parallax fit fixing $u_0 < 0$. We find that the $+u_0$ solution is preferred over the $-u_0$ case by $\Delta\chi^2 = 37$ (see Table 1).

We perform a series of fits in order to isolate the source of the parallax signal, i.e., whether it is primarily due to orbital parallax or terrestrial parallax. We first fit the light curve for orbital parallax alone and then fit for terrestrial parallax alone. The results are given in Table 1. For $+u_0$, the orbital parallax fit gives $(\pi_{E,E}, \pi_{E,N}) = (1.5 \pm 0.4, -0.3 \pm 0.2)$ and a $\Delta\chi^2$ improvement of ~ 16 over the finite-source fit without parallax. In contrast, the $+u_0$ fit for terrestrial parallax alone yields $\Delta\chi^2 = 166$ and $(\pi_{E,E}, \pi_{E,N}) = (-0.16 \pm 0.02, 0.03 \pm 0.02)$. While the orbital and terrestrial parallaxes are nominally inconsistent at more than 3σ , from previous experience (Poindexter et al. 2005) we know that low-level orbital parallax can be caused by small systematic errors orallax (the orbital motion of the source due to a companion), so we ignore this discrepancy. From the $\Delta\chi^2$ values, it is clear that terrestrial parallax dominates the microlens parallax signal in this event, so any spurious orbital parallax signal does not affect our final results.

We also confirm that the terrestrial parallax signal is seen in multiple observatories, and thus cannot be attributed to

Table 1
Light Curve Fits

Effects				Fit Parameters						
Finite-Source	Orbital Parallax	Terrestrial Parallax	$-u_0$	$-\Delta\chi^2$	$t_0 - 4617.34$ (days)	u_0 (θ_E)	t_E (days)	ρ_* (θ_E)	$\pi_{E,E}$ (10)	$\pi_{E,N}$ (11)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
✓				0.00	0.00783(7)	$6.4(5) \times 10^{-4}$	111.(9)	$6.6(6) \times 10^4$
✓	✓	✓		164.50	0.00787(8)	$6.6(5) \times 10^{-4}$	106.(9)	$6.8(6) \times 10^4$	-0.15(2)	0.02(2)
✓	✓	✓	✓	127.97	0.0081(1)	$-6.4(6) \times 10^{-4}$	109.(9)	$6.7(6) \times 10^4$	0.11(2)	0.09(2)
✓	✓			15.52	0.00784(8)	$8.(1) \times 10^{-4}$	84.(12)	$9.(1) \times 10^4$	1.5(4)	-0.3(2)
✓	✓		✓	15.51	0.00786(8)	$-8.(1) \times 10^{-4}$	84.(12)	$9.(1) \times 10^4$	1.5(4)	-0.3(2)
✓		✓		166.40	0.00787(8)	$6.9(6) \times 10^{-4}$	101.(8)	$7.2(6) \times 10^4$	-0.16(2)	0.03(2)
✓		✓	✓	129.59	0.0081(1)	$-6.9(5) \times 10^{-4}$	102.(8)	$7.1(6) \times 10^4$	0.11(2)	0.11(3)

Notes. The first 4 columns indicate which effects were included in the point-lens fit. The $\Delta\chi^2$ improvement for each fit (Column 5) is given relative to the best fit including finite-source effects but without parallax. There are 5731 data points in the fit light curve. The numbers in parentheses indicate the uncertainty in the final digit or digits of the fit parameters.

systematics in a single data set. To test this, we repeat the fits for parallax excluding the data from an individual observatory. If a data set is removed and the parallax becomes consistent with zero, then that observatory contributed significantly to the detection of the signal. Using this process of elimination, we find that the signal comes primarily from the MOA and Bronberg data sets.

Given the results of these various fits, we conclude that the best fit to the data is for the $+u_0$ solution, and we include both forms of parallax for internal consistency. Combining this parallax measurement with our measurement of θ_E from Section 3.1, we find $M_l = 0.64 \pm 0.1 M_\odot$ and $D_l = 4.0 \pm 0.6$ kpc ($\pi_{\text{rel}} = 0.13 \pm 0.02$ mas) using Equations (3) and (4).

4. THE BLENDED LIGHT

The centroid of the light at baseline when the source is faint is different from the centroid at peak magnification, indicating that light from a third star is blended into the point-spread function (PSF). The measured color and magnitude of blended light are $[I, (V - I)]_b = [17.21 \pm 0.01, 2.32 \pm 0.02]$. Stars of this magnitude are relatively rare, and so the most plausible initial guess is that the third star is either a companion to the source or a companion to the lens. If the former, we can use the values of A_I and $E(V - I)$ we found above to derive the intrinsic color of the blend: $[I, (V - I)]_{0,b} = [15.05, 0.66]$. This assumes that the blend is in the bulge at a distance of 8 kpc, giving an absolute magnitude of $M_{I,b} = 0.53$ and $M_{V,b} = 1.19$. Figure 4 shows this point (open square) compared to solar ($Z=0.02$) and sub-solar metallicity ($Z=0.001$) Yale–Yonsei isochrones at 1, 5, and 10 Gyr (Demarque et al. 2004). These isochrones show that the values of $[M_V, (V - I)]_b$ may be consistent with a sub-giant that is a couple Gyr old, but a more precise determination of age is not possible since the age is degenerate with the unknown metallicity of the blend.

If the blend is a companion to the lens, however, it lies in front of some fraction of the dust. In order to derive a dereddened color and absolute magnitude to this star, we need a model for the dust. We explore this scenario using a simple model for the extinction that is constant in the plane of the disk and decreases exponentially out of the plane with a scale height of $H_0 = 100$ pc:

$$A_I(d) = K_1 \left[1 - \exp\left(\frac{-D \sin b}{H_0}\right) \right], \quad (5)$$

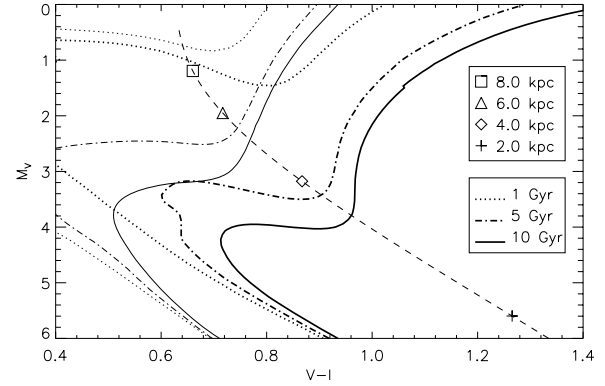


Figure 4. Possible absolute magnitudes and colors for the blend plotted with Yale–Yonsei isochrones (Demarque et al. 2004). The isochrones plotted are the Y^2 isochrones for solar (thick) and sub-solar metallicities (thin) for populations 1 (dotted), 5 (dot-dashed), and 10 Gyr old (solid). The dashed line shows the color and magnitude of the blend for a continuous distribution of distances assuming a dust model that decreases exponentially with scale height. The square shows the absolute magnitude and color of the blend assuming it has the same distance (8 kpc) and reddening as the clump. The plus sign, diamond, and triangle show the absolute magnitude and color using our simple dust model and distances of 2, 4, and 6 kpc, respectively. If the blend is a companion to the lens, it would be at a distance of 4 kpc (diamond).

where D is the distance to a given point along the line of sight, b is the Galactic latitude, and K_1 is a constant. We can solve for K_1 by substituting in the value of A_I that we find for the source at 8 kpc. We then model the selective extinction in a similar manner:

$$E(V - I) = K_2 \left[1 - \exp\left(\frac{-D \sin b}{H_0}\right) \right], \quad (6)$$

and solve for K_2 using the value of $E(V - I)$ calculated for the source at 8 kpc. From Equations 5 and 6, we can recover the intrinsic color and magnitude of the blend assuming it is at various distances. In Figure 4, we plot a point assuming that the blend is at a distance of the lens, 4.0 kpc. By interpolating the isochrones and assuming a solar metallicity, we find that the blend is consistent with being a $1.4 M_\odot$ sub-giant companion to the lens with an age of 3.8 Gyr. For comparison, we also plot a line showing how the inferred color and magnitude of the blend vary with the assumed distance.

4.1. Astrometric Offset

From the measured blend flux, one can determine the astrometric offset of the source and blend by comparing the centroid of light during and after the event. At a given epoch, the centroid is determined by the ratio of the flux of the blend to the sum of the fluxes of the source and lens. That ratio depends on the magnification of the source. Thus, if we know the magnification of the source at two different epochs and the intrinsic magnitude of the source and the blend, we can solve for the separation of the lens and the blend. We find $\Delta\theta = 153 \pm 18$ mas. Given this offset, we will show below that based on the lack of shear observed in the light curve, the blended light cannot lie far in the foreground and thus cannot be the sub-giant companion to the lens hypothesized above.

4.2. Search for Shear

Because all stars have gravity, if the blend described above lies between the observer and the source, it will induce a shear γ in the light curve. We can estimate the size of the shear using the observed astrometric offset and assuming that the blend is a $1.4 M_\odot$ companion to the lens:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\theta_{E,b}^2}{\Delta\theta^2} = \frac{\kappa\pi_{\text{rel},b}M_b}{\Delta\theta^2}, \\ &= 6.2 \times 10^{-5} \left(\frac{\pi_{\text{rel}}}{0.13 \text{ mas}} \right) \left(\frac{M_b}{1.4 M_\odot} \right) \left(\frac{\Delta\theta}{153 \text{ mas}} \right)^{-2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Using the 1σ upper limit on the separation (171 mas), we find a minimum shear of $\gamma = 4.9 \times 10^{-5}$ if the blend is a companion to the lens. To determine if this value is consistent with the light curve, we perform a series of fits to the data using binary-lens models that cover a wide range of potential shears. The effect of the shear is to introduce two small bumps into the light curve as the small binary caustic crosses the limb of the source, and this is indeed what we see in the binary-lens models we calculate.

Because the separation between the lens and a companion is large ($B = \Delta\theta/\theta_E \gg 1$), the shear can be approximated as $\gamma \simeq Q/B^2$, where $Q = M_b/M_l$ is the mass ratio of the companion and the lens. This reduces the number of parameters that need to be considered from three to two: γ and α , the angular position of the blend with respect to the motion of the source. We use a grid search of γ and α to place limits on the shear. For each combination of γ and α , we generate a binary light curve in the limit $B \gg 1$ that satisfies $Q = \gamma B^2$ and fit it to the data using a Markov Chain Monte Carlo with 1000 links. We bin the data over the peak to reduce the computing time. We compute the difference in χ^2 between the binary model and the best-fit finite-source point-lens model. Figure 5 shows the results of the grid search overplotted with the upper and lower limits on the shear assuming the blend is a companion to the lens. From this figure, we infer that a shear of 6.2×10^{-5} is inconsistent with our data since it is in a region where the fit is worse by $\Delta\chi^2 > 36$.

The two minima in the χ^2 map at $\gamma \sim 10^{-4}$, $\alpha = \pi/2, \pi$ are well defined but appear to be due to a single, deviant data point. Fits to the data with these binary models show improvement in the fit to this data point, but the residuals from these fits for the other data points are large and show increased structure. Thus, we believe these minima to be spurious and conclude that the maximum shear that is consistent with our data ($\Delta\chi^2 \leq 9$) is $\gamma_{\text{max}} = 1.6 \times 10^{-5}$.

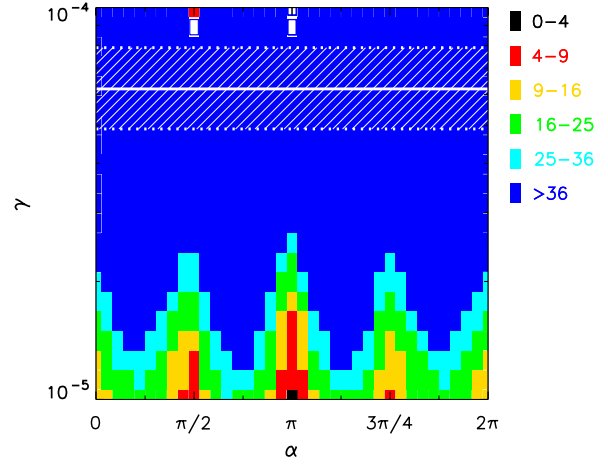


Figure 5. Shear as a function of α (angular position with respect to the motion of the source). Open symbols indicate an improved χ^2 compared to the finite-source point-lens fit. Filled symbols indicate a worse fit. The magnitude of $\Delta\chi^2$ is indicated by the color legend shown. The solid line indicates our calculated value for the shear assuming the blend is at the same distance as the lens. The shaded area shows the 1σ limits on this value from the uncertainty in the centroid of the PSF (see the text).

Since we have ruled out the scenario where the blend is a companion to the lens, we need to ask what possible explanations for the blend are consistent both with γ_{max} and with the observed color and magnitude. Given γ_{max} , we can place constraints on the distance to the blend, D_b , for a given mass. The distance is given by

$$D_b = \frac{1}{\pi_b}, \quad (8)$$

$$\text{where } \pi_b = \pi_s + \pi_{\text{rel},b} = \pi_s + \frac{\gamma(\Delta\theta)^2}{\kappa M_b}. \quad (9)$$

If we assume $M_b = 1 M_\odot$, $\gamma = \gamma_{\text{max}}$, and use previously stated values for the other parameters, we find $D_b > 5.8$ kpc. A metal-poor sub-giant with this mass located at or beyond this distance would be consistent with the observed color and magnitude of the blend given the simple extinction model described above. However, other explanations are also possible. For example, if the mass of the blend were decreased, π_b would increase, and a slightly closer distance would be permitted. Thus, we cannot definitively identify the source of the blended light. However, given that γ_{max} is very small, we can ignore any potential shear contribution in later analysis.

5. LIMITS ON PLANETS

We use the method described by Rhie et al. (2000) to quantify the sensitivity of this event to planets. This approach is used for events such as this one for which the residuals are consistent with a point lens. Rather than fitting binary models for planetary companions to our data as advocated by Gaudi & Sackett (2000), we generate a binary model from the data and fit it with a point-lens model. When the single-lens parameters are well constrained (as is the case with OGLE-2008-BLG-279), these two approaches are essentially equivalent (see the discussion in Gaudi et al. 2002 and Dong et al. 2006). We create a magnification map assuming an impact parameter, d , and star/planet mass ratio, q , using a lens with the characteristics from

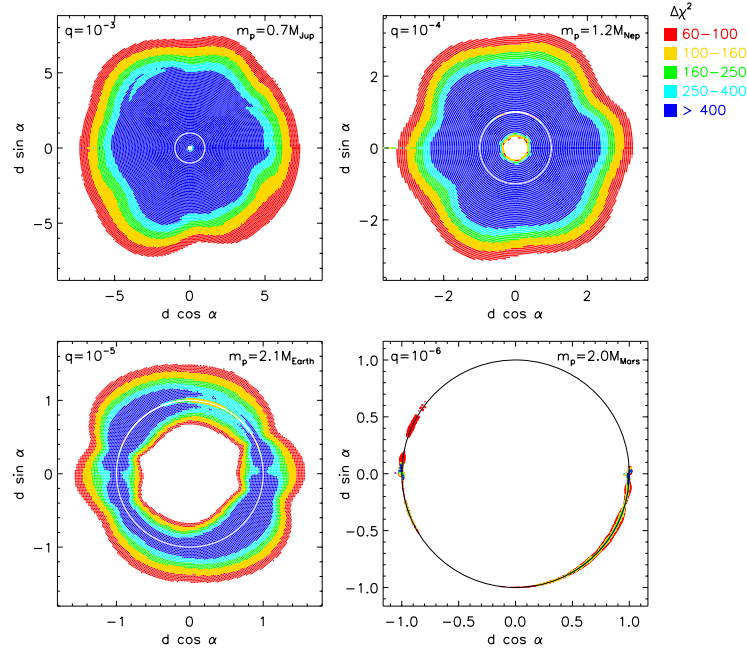


Figure 6. Planet sensitivity as a function of distance from the lens in units of Einstein radii. The white/black circle indicates the Einstein ring ($d = 1$). The mass ratios and corresponding planet masses are indicated on each plot. The colors indicate the $\Delta\chi^2$ that would be caused by a planet at that location.

our finite-source fit. The method for creating the magnification map is described in detail in Dong et al. (2006, 2009). For each epoch of our data, we generate a magnification due to the binary lens assuming some position angle, α , of the source’s trajectory relative to the axis of the binary and assign it the uncertainty of the datum at that epoch. As in Section 4.2, we use binned data for this analysis.

For $q = 10^{-3}$, 10^{-4} , 10^{-5} , and 10^{-6} we search a grid of d , α and compute the $\Delta\chi^2$. Based on the systematics in our data, we choose a threshold $\Delta\chi_{\min}^2 = 160$ (Gaudi & Sackett 2000). For $\Delta\chi^2 > \Delta\chi_{\min}^2$, the fit is excluded by our data, and we are sensitive to a planet of mass ratio q at that location. We repeat the analysis using unbinned data for a small subset of points and confirm that the $\Delta\chi^2$ for fits with the unbinned data is comparable to fits with binned data. Figure 6 shows the sensitivity maps for four values of q . These maps show good sensitivity to planets with mass ratios $q = 10^{-3}$, 10^{-4} , and 10^{-5} and some sensitivity to planets with $q = 10^{-6}$. For our measured value of $M_l = 0.64 M_\odot$, a mass ratio of $q = 10^{-3}$ corresponds to a planet mass $m_p = 0.67 M_{\text{Jup}}$ and a mass ratio of $q = 10^{-6}$ corresponds to $m_p \simeq 2 M_{\text{Mars}}$. The results bear a striking resemblance to the hypothetical planet sensitivity of the $A_{\max} \sim 3000$ event OGLE-2004-BLG-343 if it had been observed over the peak (Dong et al. 2006). In particular, this event shows nearly uniform sensitivity to planets at all angles α for large mass ratios. The hexagonal shape of the sensitivity map is the imprint of the difference between the magnification maps of planetary-lens models and their corresponding single-lens models (see upper panel of Figure 3 in Dong et al. 2009).

Figure 7 shows a map of the planet detection efficiency for this event. The efficiency is the percentage of trajectories, α , at a given mass ratio and separation that have $\Delta\chi^2 > \Delta\chi_{\min}^2$ (Gaudi & Sackett 2000). The efficiency contours are all quite close together because of the angular symmetry described above for

the planet sensitivity maps. Because we measure the distance to the lens, we know the projected separation, r_\perp , in physical units:

$$r_\perp = d\theta_E D_l. \quad (10)$$

Since we know M_l , we also know the planet mass, $m_p = qM_l$. We can rule out Neptune-mass planets with projected separations of 1.5–7.2 AU ($d = 0.5$ –2.2) and Jupiter-mass planets with separations of 0.54–19.5 AU ($d = 0.2$ –6.0). We are also able to detect Earth-mass planets near the Einstein ring, although the efficiency is low. The region where this event is sensitive to giant planets probes well beyond the snow line of this star, which we estimate to be at 1.1 AU assuming $a_{\text{snow}} = 2.7 \text{ AU} (M_*/M_\odot)^2$ (Ida & Lin 2004). The observed absence of planets, especially Neptunes, immediately beyond the snow line of this star is interesting given that core-accretion theory predicts that Neptune-mass planets should preferentially form around low-mass stars (Laughlin et al. 2004; Ida & Lin 2005).

It is also interesting to consider how the sensitivity of this event to planets compares to the sensitivity of other planet-search techniques. Obviously, because of the long timescales involved, most transit searches barely probe the region of sensitivity for this event. As a space-based mission, the Kepler satellite has the best opportunity to probe some of the microlensing parameter space using transits. Using Equation (21) from Gaudi & Winn (2007), we can estimate Kepler’s sensitivity to transits around this star:

$$m_p = 0.22 \left(\frac{S/N}{10} \right)^{3/2} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{3/4} 10^{0.3(m_V - 12)} M_{\text{Earth}}, \quad (11)$$

where (S/N) is the signal-to-noise ratio, a is the semimajor axis of the planet, and m_V is the apparent magnitude of the star.

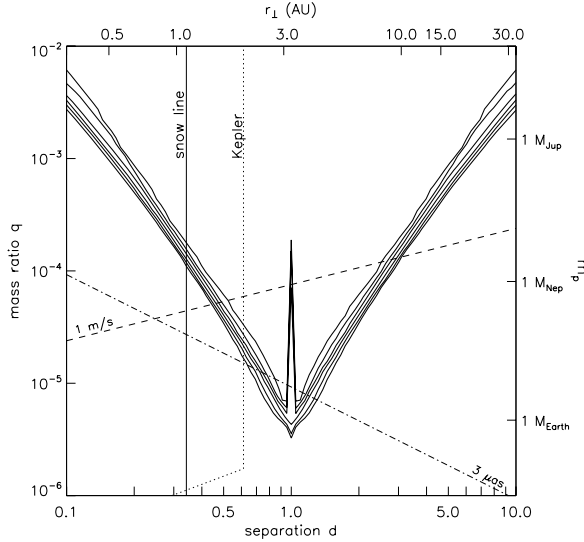


Figure 7. Detection efficiency map in the (d, q) plane, i.e., projected separation in units of θ_E and planet-star mass ratio. The contours show detection efficiencies of 0.99, 0.90, 0.75, 0.50, 0.25, and 0.10 from inside to outside. The inner spike is due to resonant caustic effects at the Einstein ring. The upper and right axes translate (d, q) into physical units (r_\perp, m_p) , i.e., physical projected separation and planet mass. The vertical solid line shows the position of the snow line for this star. The dotted line shows Kepler’s sensitivity to planets around the lens star assuming $m_V = 12$. The cutoff in separation ($d \simeq 0.6$) occurs where a planet’s orbital period is equal to Kepler’s mission lifetime of 3.5 yr. The dashed line shows the sensitivity limit for radial velocity observations with 1 m s^{-1} precision. The dot-dashed line shows the sensitivity limit for a space-based astrometry mission with a precision of $3 \mu\text{as}$ assuming the star is at 10 pc.

We have assumed that the density of the planet is the same as the density of the Earth and the stellar mass–radius relation $R_\star = k M_\star^{0.8}$ (Cox 2000, p. 389). Kepler is also limited by its mission lifetime of 3.5 yr. For periods longer than this, it becomes increasingly unlikely that Kepler will observe a transit (Yee & Gaudi 2008). This limits the sensitivity to planets within $\sim 2 \text{ AU}$ where the period is less than the mission lifetime. These boundaries are plotted in Figure 7.

For comparison, we can also estimate the sensitivity of the radial velocity technique to planets around a star of this mass assuming circular orbits and an edge-on system. Radial velocity is sensitive to planets of mass

$$m_p = 8.9 \left(\frac{\sigma_{\text{RV}}}{1 \text{ m s}^{-1}} \right) \left(\frac{S/N}{10} \right) \left(\frac{N}{100} \right)^{-1/2} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} M_{\text{Earth}}, \quad (12)$$

where σ_{RV} is the precision, and N is the number of observations. The limit of radial velocity sensitivity is plotted in Figure 7 as a function of separation assuming a precision of 1 m s^{-1} . Additionally, we can consider how this microlensing event compares to the sensitivity of a space-based astrometry mission with microarcsecond precision ($\sigma_a = 3 \mu\text{as}$):

$$m_p = 6.4 \left(\frac{\sigma_a}{3 \mu\text{as}} \right) \left(\frac{S/N}{10} \right) \left(\frac{N}{100} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{10} \right) M_{\text{Earth}}. \quad (13)$$

We assume circular face-on orbits. We show the limiting mass as a function of the semimajor axis in Figure 7 for $3 \mu\text{as}$ precision.

While these contours encompass a large region of the parameter space, they do not take into account the time it takes to make the observations, which increases with increasing semimajor axis. Furthermore, we only expect this kind of astrometric precision from a future space mission, whereas this event shows that microlensing is currently capable of finding these planets from the ground. This discussion shows that microlensing is sensitive to planets in regions not probed by transits and radial velocity and will be particularly important for finding planets at wide separations where the periods are long. For example, for the semimajor axis $a = 4 \text{ AU}$ (near the maximum sensitivity shown in Figure 7), the period is $P \simeq 10 \text{ yr}$.

6. SUMMARY

The extreme magnification microlensing event OGLE-2008-BLG-279 allowed us to place broad constraints on planets around the lens star. Even with a more conservative detection threshold ($\Delta\chi^2 > 160$), this event is more sensitive than any previously analyzed event (the prior record holder was MOA-2003-BLG-32; Abe et al. 2004). Furthermore, because we observe both parallax and finite-source effects in this event, we are able to measure the mass and distance of an isolated star ($M_l = 0.64 \pm 0.10 M_\odot$, $D_l = 4.0 \pm 0.6 \text{ kpc}$). Using these properties of the lens star, we convert the mass ratio and projected separation to physical units. We can exclude giant planets around the lens star in the entire region where they are expected to form, out beyond the snow line. For example, Jupiter-mass planets are excluded from 0.54–19.5 AU. Events like this that can detect or exclude a broad range of planetary systems out beyond the snow line will be important for determining the planet frequency at large separations and constraining models of planet formation and migration.

We acknowledge the following support: NSF AST-0757888 (A.G., S.D., J.C.Y.), NASA NNG04GL51G (D.D., A.G., and R.P.), Polish MNiSW N20303032/4275 (A.U.), Korea Astronomy and Space Science Institute (B.-G.P. and C.-U.L.), Creative Research Initiative Program (2009-008561) of Korea Science and Engineering Foundation (C.H.), and David Warren for his support of Mt. Canopus Observatory.

APPENDIX

UNCERTAINTY IN θ_\star , μ , AND θ_E

In the present case, the fractional errors in θ_\star , μ , and θ_E are all very nearly the same, although for somewhat different reasons. Since the same convergence of errors is likely to occur in many point-lens/finite-source events, we briefly summarize why this is the case. We first write (generally),

$$\theta_\star = \sqrt{f_s}/Z,$$

where f_s is the source flux as determined from the model, and Z is the remaining set of factors, which generally include the surface brightness of the source, uncertainties due to the calibration of the source flux, and numerical constants. Next, we write

$$\mu = \frac{\theta_E}{t_E} = \frac{\theta_\star}{t_\star} = \frac{\sqrt{f_s}}{Z} \frac{1}{t_\star} \quad \theta_E = \frac{\theta_\star}{\rho} = \frac{1}{Z\sqrt{f_s}} f_{\text{grand}},$$

where $f_{\text{grand}} \equiv f_s/\rho$ and $t_\star \equiv \rho t_E$. We note that for point-lens events with strongly detected finite source effects, t_\star and f_{grand} are quasi-observables, and so have extremely small errors. For

example, if $u_0 = 0$, then $2t_*$ is just the observed source crossing time while $2f_{\text{grand}}[1 + (3\pi/8 - 1)\Gamma]$ is the observed peak flux. Even for $u_0 \neq 0$, these quantities are very strongly constrained, with errors $\sigma_{f_{\text{grand}}} = 0.4\%$ and $\sigma_{t_*} = 0.3\%$ in the present case. Since the errors in f_s and Z are independent, the fractional errors in θ_* , μ , and θ_E are each equal to $[(1/4)(\sigma_{f_s}/f_s)^2 + (\sigma_Z/Z)^2]^{1/2}$. In the present case, σ_{f_s}/f_s is given by the fitting code to be 8.5%, while we estimate σ_Z/Z to be 7%, and therefore find a net error in all three quantities (θ_* , θ_E , and μ) of 8%.

REFERENCES

- Abe, F., et al. 2004, *Science*, 305, 1264
 Batista, V., et al. 2009, *A&A*, submitted (arXiv:0907.3471)
 Beaulieu, J.-P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
 Bennett, D. P., et al. 2008, *ApJ*, 684, 663
 Bessell, M. S., & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
 Bond, I. A., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 71
 Bond, I. A., et al. 2004, *ApJ*, 606, L155
 Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
 Cox, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities* (Melville, NY: AIP)
 Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667
 Dong, S., et al. 2006, *ApJ*, 642, 842
 Dong, S., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1826
 Gaudi, B. S., & Sackett, P. D. 2000, *ApJ*, 528, 56
 Gaudi, B. S., & Winn, J. N. 2007, *ApJ*, 655, 550
 Gaudi, B. S., et al. 2002, *ApJ*, 566, 463
 Gaudi, B. S., et al. 2008, *Science*, 319, 927
 Gould, A. 1997, *ApJ*, 480, 188
 Gould, A. 2004, *ApJ*, 606, 319
 Gould, A., & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104
 Gould, A., et al. 2006, *ApJ*, 644, L37
 Griest, K., & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
 Hardy, S. J., & Walker, M. A. 1995, *MNRAS*, 276, L79
 Holz, D. E., & Wald, R. M. 1996, *ApJ*, 471, 64
 Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 604, 388
 Ida, S., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 626, 1045
 Janczak, J., et al. 2009, *ApJ*, submitted (arXiv:0908.0529)
 Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004, *A&A*, 426, 297
 Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
 Poindexter, S., Afonso, C., Bennett, D. P., Glicenstein, J.-F., Gould, A., Szymański, M. K., & Udalski, A. 2005, *ApJ*, 633, 914
 Rhie, S. H., et al. 2000, *ApJ*, 533, 378
 Schechter, P. L., Mateo, M., & Saha, A. 1993, *PASP*, 105, 1342
 Smith, M. C., Mao, S., & Paczyński, B. 2003, *MNRAS*, 339, 925
 Udalski, A., et al. 2005, *ApJ*, 628, L109
 Wozniak, P. R. 2000, *Acta Astron.*, 50, 421
 Yee, J. C., & Gaudi, B. S. 2008, *ApJ*, 688, 616
 Yoo, J., et al. 2004, *ApJ*, 616, 1204

****FULL TITLE****

*ASP Conference Series, Vol. **VOLUME**, **YEAR OF PUBLICATION***

****NAMES OF EDITORS****

EUCLID : Dark Universe Probe and Microlensing planet Hunter

J.P. Beaulieu^{1,2,3}, D.P. Bennett^{4,3}, V Batista^{1,3}, A Cassan^{1,3}, D. Kubas^{1,3}, P. Fouqué^{5,3}, E. Kerrins⁶, S. Mao⁶, J. Miralda-Escudé⁷, J. Wambsganss⁸, B.S. Gaudi⁹, A. Gould^{9,3} and S. Dong¹⁰

Abstract. There is a remarkable synergy between requirements for Dark Energy probes by cosmic shear measurements and planet hunting by microlensing. Employing weak and strong gravitational lensing to trace and detect the distribution of matter on cosmic and Galactic scales, but as well as to the very small scales of exoplanets is a unique meeting point from cosmology to exoplanets. It will use gravity as the tool to explore the full range of masses not accessible by any other means. EUCLID is a 1.2m telescope with optical and IR wide field imagers and slitless spectroscopy, proposed to ESA Cosmic Vision to probe for Dark Energy, Baryonic acoustic oscillation, galaxy evolution, and an exoplanet hunt via microlensing. A 3 months microlensing program will already efficiently probe for planets down to the mass of Mars at the snow line, for free floating terrestrial or gaseous planets and habitable super Earth. A 12+ months survey would give a census on habitable Earth planets around solar like stars. This is the perfect complement to the statistics that will be provided by the KEPLER satellite, and these missions combined will provide a full census of extrasolar planets from hot, warm, habitable, frozen to free floating.

1. Introduction

In the last fifteen years, astronomers have found over 400 exoplanets (Schneider 2009), including some in systems that resemble our very own solar system (Gaudi et al., 2008). These discoveries have already challenged and revolutionized our theories of planet formation and dynamical evolution. Several different

¹Institut d’Astrophysique de Paris, 75014 Paris, France

²Department of Physics and Astronomy, University College London, London WC1E 6BT, UK

³HOLMES collaboration

⁴University of Notre Dame, Department of Physics, Notre Dame IN 46556, USA

⁵Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5572, 31400 Toulouse, France

⁶Jordrell Bank Center for Astrophysics, Univ of Manchester, Manchester, UK

⁷ICREA/ICC-IEEC, Univ of Barcelona, Barcelona, Spain

⁸Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie, 69120 Heidelberg, Germany

⁹Department of Astronomy, Ohio State University, Columbus OH 43210, USA

¹⁰Institute for advance studies, School of Natural Sciences, Princeton NJ 08540, USA

methods have been used to discover exoplanets, including radial velocity, stellar transits, and gravitational microlensing. Exoplanet detection via gravitational microlensing is a relatively new method (Mao and Paczynski, 1991, Gould and Loeb, 1992, Wambsganss, 1997) and is based on Einsteins theory of general relativity. So far 9 exoplanets have been published with this method. While this number is relatively modest compared with that discovered by the radial velocity method, microlensing probes a part of the parameter space (host separation vs. planet mass) not accessible in the medium term to other methods (see Figure 1.).

The mass distribution of microlensing exoplanets has already revealed that cold super-Earths (at or beyond the snow line and with a mass of around 5 to $15M_{\oplus}$) appear to be common (Beaulieu et al., 2006, Gould et al., 2006, Gould et al., 2007, Kubas et al., 2008, Bennett 2010, this volume). Microlensing is currently capable of detecting cool planets of super-Earth mass from the ground and, with a network of wide-field telescopes strategically located around the world, could detect planets with mass as low as the Earth. Old, free-floating planets can also be detected; a significant population of such planets are expected to be ejected during the formation of planetary systems (Juric and Tremaine, 2008). Microlensing is roughly uniformly sensitive to planets orbiting all types of stars, as well as white dwarfs, neutron stars, and black holes, while other method are most sensitive to FGK dwarfs and are now extending to M dwarfs. It is therefore an independent and complementary detection method for aiding a comprehensive understanding of the planet formation process. Ground-based microlensing mostly probes exoplanets outside the snow line, where the favoured core accretion theory of planet formation predicts a larger number of low-mass exoplanets (Ida and Lin, 2005). The statistics provided by microlensing will enable a critical test of the core accretion model.

Exoplanets probed by microlensing are much further away than those probed with other methods. They provide an interesting comparison sample with nearby exoplanets, and allow us to study the extrasolar population throughout the Galaxy. In particular, the host stars with exoplanets appear to have higher metallicity (e.g. Fischer and Valenti, 2005). Since the metallicity is on average higher as one goes towards the Galactic centre, the abundance of exoplanets may well be somewhat higher in microlensing surveys.

2. Basic microlensing principles

The physical basis of microlensing is the deflection of light rays by a massive body. A distant source star is temporarily magnified by the gravitational potential of an intervening star (the lens) passing near the line of sight, with an impact parameter smaller than the Einstein ring radius R_E , a quantity which depends on the mass of the lens, and the geometry of the alignment. For a source star in the Bulge, with a $0.3 M_{\odot}$ lens, $R_E \sim 2$ AU, the angular Einstein ring radius is ~ 1 mas, and the time to transit R_E is typically 20-30 days, but can be in the range 5-100 days. The lensing magnification is determined by the degree of alignment of the lens and source stars. The closer the alignment the higher the magnification.

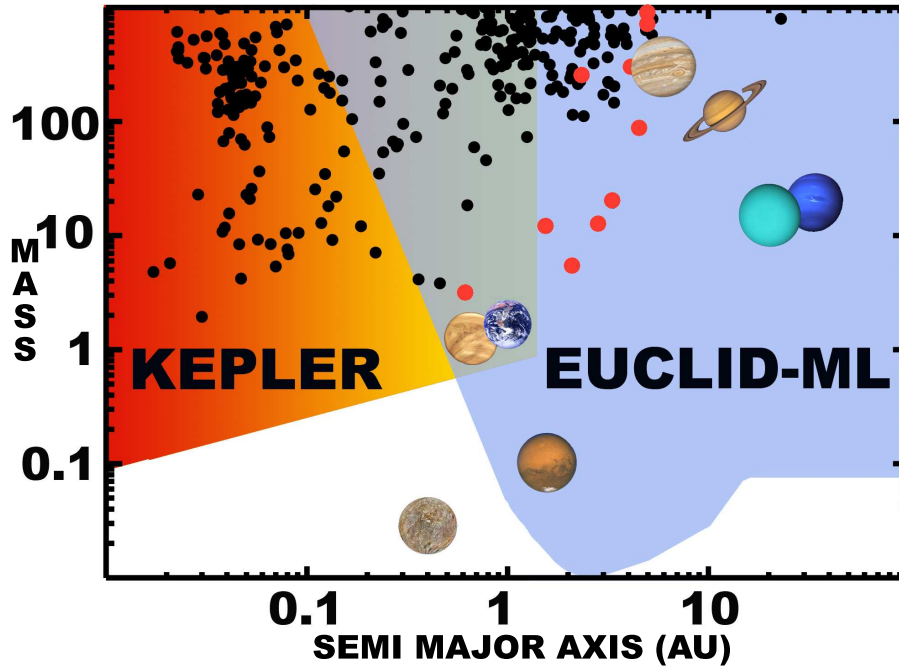


Figure 1. Semi major axis as a function of mass for all exoplanets discovered as of September 2009 (microlensing planets are plotted as red dots) and the planets from our solar system. We also plot the sensitivity of KEPLER and of space based microlensing observations.

A planetary companion to the lens star will induce a perturbation to the microlensing light curve with a duration that scales with the square root of the planets mass, lasting typically a few hours (for an Earth) to a few days (for a Jupiter). Hence, planets can be discovered by dense photometric sampling of ongoing microlensing events (Mao and Paczynski 1991, Gould and Loeb 1992). The limiting mass for the microlensing method occurs when the planetary Einstein radius becomes smaller than the projected radius of the source star (Bennett and Rhie1996). The $\sim 5.5M_{\oplus}$ planet detected by Beaulieu et al., (2006) is near this limit for a giant source star, but most microlensing events have G or K-dwarf source stars with radii that are at least 10 times smaller than this. High angular resolution to resolve dwarf sources of the galactic bulge (≤ 0.5 arcsec) will open the sensitivity below a few Earth masses (Figure 2).

The inverse problem, finding the properties of the lensing system (planet/star mass ratio, star-planet projected separation) from an observed light curve, is a complex non-linear one within a wide parameter space. In general, model distributions for the spatial mass density of the Milky Way, the velocities of potential lens and source stars, and a mass function of the lens stars are required in order to derive probability distributions for the masses of the planet and the lens star, their distance, as well as the orbital radius and period of the planet by means of Bayesian analysis. With complementary high angular resolution observations,

4

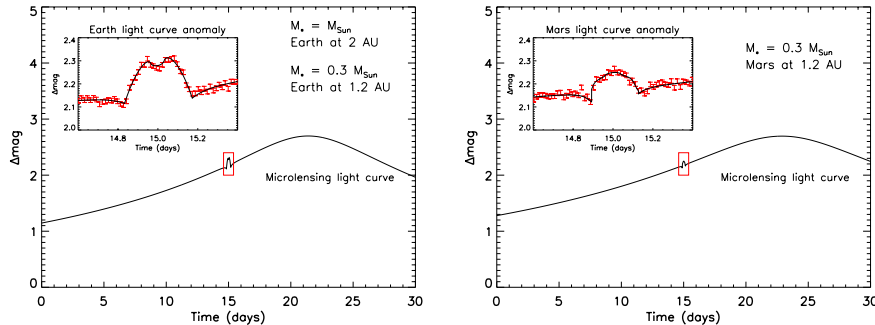


Figure 2. The two figures illustrate the detection capability of the microlensing technique in the very low-mass exoplanet regime. Here, the source star and the lens (the planet host star) are both located in the Galactic Bulge. The sampling interval is twenty minutes, and the photometric precision is one percent. The planetary signal on the left figure is expected from an Earth-mass planet at 2 AU around a solar star, or from an Earth at 1.2 AU but orbiting an $0.3 M_{\odot}$ M-dwarf star. A planet of the mass of Mars ($0.1 M_{\oplus}$) at 1.2 AU can also be detected around such a low-mass host star (right figure). These are typical examples of low mass telluric planets to be detected by EUCLID.

currently done either by HST or with adaptive optics, it is possible to get additional constraints to the parameters of the system, and determine masses to 10 % by directly constraining the light coming from the lens and measuring the lens and source relative proper motion (Bennett et al. 2006, Bennett et al., 2007, Dong et al., 2009). A space-based microlensing survey can provide the planet mass, projected separation from the host, host star mass and its distance from the observer for most events using this method.

Different papers have presented the future strategies in the near, medium and long term, with the ultimate goal of achieving a full census of Earth-like planets with either a dedicated space mission (Microlensing Planet Finder, MPF) or advocating for synergy between Dark Energy Probes and microlensing. There is a general consensus in the microlensing community about these mile stones, and this consensus has been endorsed by the US ExoPlanet Task Force (ExoPTF)”. White papers submitted to the ExoPTF (Bennett et al., 2007, Gould et al., 2007), the exoplanet forum (Gaudi et al., 2009a), the JDEM request for information, ESA-EPRAT (ExoPlanetary Roadmap Advisory Team) (Beaulieu et al., 2008) and Astro2010 PSF (Bennett et al. 2009, Gaudi et al., 2009b), and the Pathways conference in Barcelona (Bennett 2010).

3. A program on board EUCLID to hunt for planets

Space based microlensing observations

The ideal satellite is a 1m class space telescope with a focal plane of 0.5 square degree or more in the visible or in the near infra red. The Microlensing Planet

Finder is an example of such a mission (Bennett et al. 2007), which has been proposed to NASAs Discovery program, and endorsed by the ExoPTF. Despite the fact that the designs were completely independent, there is a remarkable similarity between the requirements for missions aimed at probing Dark Energy via cosmic shear (Refregier et al., 2010) and a microlensing planet hunting mission (Beaulieu et al., 2008, Bennett et al. 2007, 2009). EUCLID is a proposed mission to measure parameters of dark energy using weak gravitational lensing and baryonic acoustic oscillation, test the general relativity and the Cold Dark Matter paradigm for structure formation submitted to the ESA COSMIC VISION program. It is a 1.2m Korsch telescope with in particular a 0.48 square degree imager in a broad optical band consisting of R+I+Z (0.1 arcsec per pixel) and in the Y, J, H band (0.3 arcsec per pixel). Microlensing benefits from the strong requirement from cosmic shear on the imaging channel, and does not add any constraint to the design of EUCLID.

Observing strategy

We will monitor 2 square degree of the area with highest optical depth to microlensing from the galactic Bulge with a sampling rate once every twenty minutes. Observations will be conducted in the optical and NIR channel.

Angular resolution is the key to extend sensitivity below few earth masses

Microlensing relies upon the high density of source and lens stars towards the Galactic bulge to generate the stellar alignments that are needed to generate microlensing events, but this high star density also means that the bulge main sequence source stars are not generally resolved in groundbased images. This means that the precise photometry needed to detect planets of $\leq 1M_{\oplus}$ is not possible from the ground unless the magnification due to the stellar lens is moderately high. This, in turn, implies that ground-based microlensing is only sensitive to terrestrial planets located close to the Einstein ring (at ~ 2 -3 AU). The full sensitivity to terrestrial planets in all orbits from $0.5AU$ to free floating comes only from a space-based survey (Figure 1). In figure 2 we give examples of simulated detections of an Earth and a Mars-mass planet.

Microlensing from space yields precise star and planet parameters

The high angular resolution and stable point-spread-functions available from space enable a space-based microlensing survey to detect most of the planetary host stars. When combined with the microlensing light curve data, this allows a precise determination of the planet and star properties for most events (Bennett et al. 2007).

Probing a parameter space out of reach of any other technique

The Exoplanet Task Force (ExoPTF) recently released a report (Lunine et al., 2008) that evaluated all of the current and proposed methods to find and study exoplanets, and they expressed strong support for space-based microlensing. Their finding regarding space-based microlensing states that: *Space-based microlensing is the optimal approach to providing a true statistical census of planetary systems in the Galaxy, over a range of likely semi-major axes, and can likely be conducted with a Discovery-class mission.* It can also be accomplished as a program on board the EUCLID M class mission with Dark Energy probe as primary objective.

A EUCLID microlensing survey provides a census of extrasolar planets that is complete (in a statistical sense) down to $0.1M_{\oplus}$ at orbital separations ≥ 0.5 AU. When combined with the results of the Kepler mission (and ground based radial velocity surveys) EUCLID will give a comprehensive picture of all types of extrasolar planets with masses down to well below an Earth mass. This fundamental exoplanet census data is needed to gain a comprehensive understanding of processes of planet formation and migration, and this understanding of planet formation is an important ingredient for the understanding of the requirements for habitable planets and the development of life on extrasolar planets.

A subset of the science goals can be accomplished with an enhanced ground-based microlensing program (Gaudi et al. 2009ab), which would be sensitive to Earth-mass planets in the vicinity of the snow-line. But such a survey would have its sensitivity to Earth-like planets limited to a narrow range of semi-major axes, so it would not provide the complete picture of the frequency of exoplanets down to $0.1M_{\oplus}$ that a space-based microlensing survey would provide. Furthermore, a ground-based survey would not be able to detect the planetary host stars for most of the events, and so it will not provide the systematic data on the variation of exoplanet properties as a function of host star type that a space-based survey will provide.

Duration of the program

One of the remarkable feature of the EUCLID microlensing program is its linear sensitivity to allocated time and area of the focal plane. The minimal time allocation of three months will already give important statistics on planets at the snow line, down to the mass of mars, and of free floating planets. Habitable super Earth will also be probed. Longer observing time (12 months of galactic bulge observing) would lead to sensitivity to a true analogue habitable Earth mass planets orbiting solar like stars.

Reference

- Beaulieu et al., 2006, Nature 439, 437
 Beaulieu et al., 2008, ESA EPRAT, astroph 0808.0005
 Bennett, D. P., Anderson, J. and Gaudi, B. S., 2007, ApJ 660, 781
 Bennett, D.P., et al., 2007, astroph 0704.0454
 Bennett D.P., et al., 2009, astroph 0902.3000
 Dong S., et al., 2009, ApJ 695, 970
 Fischer D. A. and Valenti, J., 2005, ApJ 622, 1102
 Gaudi B.S. et al. 2008, Science 319, 927
 Gaudi B.S. et al. 2009a, in "Exoplanet Community Report on Microlensing"
 Gaudi B.S., et al., 2009b, astroph 0903.0880
 Gould A., & Loeb A., 1992, ApJ 396, 104
 Gould A., et al., 2006, ApJ 644, L37
 Gould A., Gaudi B.S., Bennett D.P., 2007, astroph 0704.0767
 Ida S. and Lin D.N.C., 2005, Apj 626, 1045
 Juric M. and Tremaine S., 2008, ApJ 686, 603
 Kubas D., et al., 2008, AA 483, 317
 Lunine J., et al., 2008, in "Exoplanet Task Force Report", astroph 0808.2754
 Mao S. and Paczynski B., 1991, ApJ 374, L37
 Refregier A., et al. 2010, astroph 1001.0061

Bibliographie

- Abe, F., Bennett, D. P., Bond, I. A., et al. 2004, *Science*, 305, 1264
- Agol, E., Cowan, N. B., Knutson, H. A., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1861
- Albrow, M. D., Beaulieu, J., Caldwell, J. A. R., et al. 2000, *ApJ*, 535, 176
- Albrow, M. D., Beaulieu, J., Caldwell, J. A. R., et al. 1999, *ApJ*, 522, 1011
- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., et al. 1995, *ApJ*, 454, L125+
- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 582
- Alcock, C. et al. 1993
- An, J. H. 2005, *MNRAS*, 356, 1409
- An, J. H., Albrow, M. D., Beaulieu, J., et al. 2002, *ApJ*, 572, 521
- Aubourg, E. et al. 1993, *Nature*, 365, 623
- Barber, R. J., Tennyson, J., Harris, G. J., & Tolchenov, R. N. 2006, *MNRAS*, 368, 1087
- Barman, T. 2007, *ApJ*, 661, L191
- Batista, V., Dong, S., Gould, A., et al. 2009, *A&A*, 508, 467
- Batista, V., Gould, A., Dieters, S., et al. 2010, *In prep*, 677, 1343
- Beaulieu, J., Tinetti, G., Kipping, D. M., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Beaulieu, J. P., Carey, S., Ribas, I., & Tinetti, G. 2008, *ApJ*, 677, 1343
- Beaulieu, J. P., Kipping, D. M., Batista, V., et al. 2009, *ArXiv e-prints*
- Beaulieu, J. P. et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Bennett, D. 2007, in *Small- and Mid-Scale Exoplanet Space Missions*
- Bennett, D. P. 2008, *Detection of Extrasolar Planets by Gravitational Microlensing*, ed. Mason, J., 47–88

- Bennett, D. P. 2010, *ApJ*, 716, 1408
- Bennett, D. P., Becker, A. C., Quinn, J. L., et al. 2002, *ApJ*, 579, 639
- Bennett, D. P. & Rhie, S. H. 1996
- Bennett, D. P., Rhie, S. H., Nikolaev, S., et al. 2010, *ApJ*, 713, 837
- Bennett, D. P. et al. 1999
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bond, I. A., Abe, F., Dodd, R. J., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 868
- Bond, I. A., Rattenbury, N. J., Skuljan, J., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 71
- Bond, I. A. et al. 2004, *Astrophys. J.*, 606, L155
- Borysow, A. 2002, *A&A*, 390, 779
- Boss, A. P. 2006, *ApJ*, 643, 501
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 444, L15
- Brown, T. M. 2001, *ApJ*, 553, 1006
- Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., Knutson, H. A., & Charbonneau, D. 2007, *ApJ*, 668, L171
- Cassan, A. 2005, Recherche de planètes extrasolaires par microlentilles gravitationnelles, ed. Thèse Paris 6
- Chang, K. & Refsdal, S. 1979, *Nature*, 282, 561
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., et al. 2008, *PASP*, 120, 531
- D'Angelo, G., Durisen, R. H., & Lissauer, J. J. 2010, ArXiv e-prints
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. 2005, *Nature*, 434, 740
- Dominik, M. 1995, *A&A*, 109, 597
- Dominik, M. 1998, *A&A*, 329, 361
- Dominik, M. 1999, *A&A*, 349, 108
- Dong, S., Bond, I. A., Gould, A., et al. 2009a, *ApJ*, 698, 1826
- Dong, S., DePoy, D. L., Gaudi, B. S., et al. 2006, *ApJ*, 642, 842

- Dong, S., Gould, A., Udalski, A., et al. 2009b, *ApJ*, 695, 970
- Dong, S., Udalski, A., Gould, A., et al. 2007, *ApJ*, 664, 862
- Doran, M. & Müller, C. M. 2004, *JCAP*, 9, 3
- Drake, A. J., Cook, K. H., & Keller, S. C. 2004, *ApJ*, 607, L29
- Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., et al. 1995, *ApJ*, 445, 716
- Einstein, A. 1936, *Science*, 84, 506
- Gaudi, B. S., Albrow, M. D., An, J., et al. 2002, *ApJ*, 566, 463
- Gaudi, B. S., Bennett, D. P., Udalski, A., et al. 2008, *Science*, 319, 927
- Gaudi, B. S., Naber, R. M., & Sackett, P. D. 1998
- Gaudi, B. S. & Sackett, P. D. 2000, *ApJ*, 528, 56
- Gould, A. 1992, *ApJ*, 392, 442
- Gould, A. 1994, *ApJ*, 421, L75
- Gould, A. 1997, *ApJ*, 480, 188
- Gould, A. 2000, *ApJ*, 535, 928
- Gould, A. 2004, *ApJ*, 606, 319
- Gould, A. 2008, *ApJ*, 681, 1593
- Gould, A., Dong, S., Gaudi, B. S., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1073
- Gould, A. & Gaucherel, C. 1997, *ApJ*, 477, 580
- Gould, A. & Loeb, A. 1992, *ApJ*, 396, 104
- Gould, A. et al. 2006, *Astrophys. J.*, 644, L37
- Griest, K. 1991, *AIP Conf. Proc.*, 243, 1080
- Griest, K. & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
- Griffith, C. A., Yelle, R. V., & Marley, M. S. 1998, *Science*, 282, 2063
- Han, C. & Gould, A. 1995, *ApJ*, 447, 53
- Han, C. & Gould, A. 2003, *ApJ*, 592, 172
- Hearnshaw, J. 2005, *Southern Stars*, 44, 010000

- Holtzman, J. A., Watson, A. M., Baum, W. A., et al. 1998, *AJ*, 115, 1946
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005a, *ApJ*, 626, 1045
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2005b, *ApJ*, 626, 1045
- Janczak, J., Fukui, A., Dong, S., et al. 2010, *ApJ*, 711, 731
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, ArXiv e-prints
- Kennedy, G. M. & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 673, 502
- Kipping, D. M. 2008, *MNRAS*, 389, 1383
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Noyes, R. W., Brown, T. M., & Gilliland, R. L. 2007, *ApJ*, 655, 564
- Kubas, D., Beaulieu, J. P., Bennett, D. P., et al. 2010, ArXiv e-prints
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJ*, 612, L73
- Liang, M., Parkinson, C. D., Lee, A., Yung, Y. L., & Seager, S. 2003, *ApJ*, 596, L247
- Liang, M., Seager, S., Parkinson, C. D., Lee, A., & Yung, Y. L. 2004, *ApJ*, 605, L61
- Liebes, S. 1964, *Physical Review*, 133, 835
- Mandel, K. & Agol, E. 2002, *ApJ*, 580, L171
- Mao, S. 1999, *A&A*, 350, L19
- Mao, S. & Paczynski, B. 1991, *Astrophys. J.*, 374, L37
- Mao, S., Smith, M. C., Woźniak, P., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 349
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., et al. 2000, *ApJ*, 532, L55
- Meadows, V. S. & Crisp, D. 1996, *JRG*, 101, 4595
- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Kirkpatrick, J. D., et al. 2006, *ApJ*, 653, 1454
- Nemiroff, R. J. & Wickramasinghe, W. A. D. T. 1994, *ApJ*, 424, L21
- Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 304, 1
- Paczynski, B. 1991, *ApJ*, 371, L63
- Paczynski, B. 1996, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 419
- Pejcha, O. & Heyrovský, D. 2009, *ApJ*, 690, 1772

- Poindexter, S., Afonso, C., Bennett, D. P., et al. 2005, *ApJ*, 633, 914
- Rattenbury, N. J., Bond, I. A., Skuljan, J., & Yock, P. C. M. 2002, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 335, 159
- Refsdal, S. 1964, *MNRAS*, 128, 295
- Rhie, S. H., Bennett, D. P., Becker, A. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 378
- Rothman, L. S., Jacquemart, D., & Barbe, A. 2005, *JQSRT*, 96, 916
- Rothman, L. S., Martin-Torres, F. J., & Flaud, J. 2008, *JQSRT*, 109, 881
- Rothman, L. S., Wattson, R. B., & Gamache, R. R. 1995, *Proc. Soc.*, 2471, 105
- Sahu, K. C., Anderson, J., & King, I. R. 2001
- Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses*, ed. Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E.
- Schneider, P. & Weiss, A. 1986, *A&A*, 164, 237
- Seager, S. & Sasselov, D. D. 2000, *ApJ*, 537, 916
- Smith, C., Rest, A., Hiriart, R., et al. 2002, in *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4836, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, 395–405
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature*, 465, 1049
- Snodgrass, C., Horne, K., & Tsapras, Y. 2004, *MNRAS*, 351, 967
- Stevenson, K. B., Harrington, J., Nymeyer, S., et al. 2010, *Nature*, 464, 1161
- Sumi, T., Abe, F., Bond, I. A., et al. 2003, *ApJ*, 591, 204
- Sumi, T., Bennett, D. P., Bond, I. A., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1641
- Swain, M. R., Tinetti, G., Vasisht, G., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1616
- Swain, M. R., Vasisht, G., Tinetti, G., et al. 2008, *ArXiv e-prints*
- Tashkun, S. A., Perevalov, V. I., Teffo, J. L., Bykov, A. D., & Lavrentieva, N. N. 2003, *JQSRT*, 82, 165
- Tinetti, G., Liang, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2007a, *ApJ*, 654, L99
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M., et al. 2007b, *Nature*, 448, 169
- Tisserand, P., Le Guillou, L., Afonso, C., et al. 2007, *A&A*, 469, 387

- Tsapras, Y., Horne, K., Kane, S., & Carson, R. 2003, *MNRAS*, 343, 1131
- Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., et al. 1993, *Acta Astronomica*, 43, 289
- Udalski, A. et al. 2005
- Vermaak, P. 2000, *MNRAS*, 319, 1011
- Wambsganss, J. 1997, *MNRAS*, 284, 172
- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., et al. 2005, *ApJ*, 631, 1215
- Witt, H. J. 1990, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 360, *Gravitational Lensing*, ed. Y. Mellier, B. Fort, & G. Soucail, 192–+
- Witt, H. J. & Mao, S. 1995, *ApJ*, 447, L105+
- Wyrzykowski, L., Kozłowski, S., Skowron, J., et al. 2009, *MNRAS*, 397, 1228
- Yanagisawa, T., Muraki, Y., Matsubara, Y., et al. 2000, *Experimental Astronomy*, 10, 519
- Yee, J. C., Udalski, A., Sumi, T., et al. 2009, *ApJ*, 703, 2082
- Yoo, J., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004, *ApJ*, 616, 1204
- Zheng, Z., Flynn, C., Gould, A., Bahcall, J. N., & Salim, S. 2001, *ApJ*, 555, 393
- Zoccali, M., Cassisi, S., Frogel, J. A., et al. 2000, *ApJ*, 530, 418