

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki
Obserwatorium Astronomiczne

Piotr Wielgórski

Nr albumu: 294546

Parametry fizyczne planet pozasłonecznych

*Praca licencjacka
na kierunku Astronomia*

Praca wykonana pod kierunkiem
prof. dra hab. Andrzeja Udalskiego
(Obserwatorium Astronomiczne UW)

Warszawa, wrzesień 2012

Oświadczenie kierującego pracą

Potwierdzam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i kwalifikuje się do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data:

Podpis kierującego pracą:

Oświadczenie autora pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data:

Podpis autora pracy:

Streszczenie

W pierwszej części pracy omówione zostały metody poszukiwań planet wokół gwiazd oraz sposoby otrzymywania z danych obserwacyjnych informacji o planetach i ich otoczeniu. Druga część przedstawia zależności pomiędzy niektórymi parametrami znanych planet pozasłonecznych oraz porównanie z parametrami planet Układu Słonecznego. W części trzeciej, przy wykorzystaniu metody tranzytów i zmian prędkości radialnej, wyznaczono parametry ciał towarzyszących gwiazdom OGLE-TR-56 oraz OGLE-TR-122 potwierdzając, że pierwsze z nich jest planetą typu jowiszowego, drugie natomiast gwiazdą o promieniu nieco większym niż promień Jowisza.

Słowa kluczowe

układy planetarne, planety pozasłoneczne, atmosfera, strefa życia

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.7 Astronomia i Astrofizyka.

Tytuł pracy w języku angielskim

Physical parameters of extrasolar planets

Spis treści

1. Wstęp	5
2. Metody poszukiwań i badania planet pozasłonecznych	7
2.1. Metody pośrednie	7
2.1.1. Astrometria	7
2.1.2. Timing	10
2.1.3. Planety w układach gwiazd podwójnych zaćmieniowych	11
2.1.4. Zmiany prędkości radialnej	13
2.1.5. Planety tranzytujące	15
2.1.6. Mikrosoczewkowanie grawitacyjne	18
2.2. Metody bezpośrednie	23
2.2.1. Obrazowanie	23
2.2.2. Zmiany fazy	25
2.2.3. Promieniowanie termiczne	27
2.2.4. Polarymetria	30
2.2.5. Promieniowanie radiowe	31
2.2.6. Poszukiwanie linii widmowych	33
2.3. Kombinacje metod	34
2.4. Inne parametry możliwe do wyznaczenia	35
2.4.1. Temperatura	35
2.4.2. Strefa życia	36
2.4.3. Księżycy i pierścienie	37
2.4.4. Dyski wokół gwiazd	39

3. Zależności pomiędzy parametrami planet pozasłonecznych	41
3.1. Masa i półoś wielka orbity	41
3.2. Masa i promień planety	42
3.3. Temperatura i półoś wielka orbity	44
4. Wyznaczanie parametrów fizycznych OGLE-TR-56b oraz OGLE-	
TR-122b	47
4.1. OGLE-TR-56b	47
4.2. OGLE-TR-122b	50
4.3. Dyskusja	53

1. Wstęp

Jedną z największych zagadek współczesnej astronomii była kwestia istnienia innych układów planetarnych. Czy nasz Układ Słoneczny jest wyjątkiem we Wszechświecie, czy też może występowanie planet wokół gwiazd jest powszechne? Odnalezienie takich układów byłoby również motywacją do poszukiwania życia pozaziemskiego, gdyż tylko planety mogą stworzyć warunki odpowiednie do jego powstania (ewentualnie ich księżycy) w takiej formie, w jakiej je znamy.

Pierwsze próby wizualnych obserwacji planet pozasłonecznych były prowadzone już pod koniec XVII wieku m.in. przez Christiana Huygensa (1629-1695). Ze względu na niewielką odległość kątową od gwiazd macierzystych i znikomo małą ilość docierającego do nas światła od hipotetycznych planet oraz ograniczenia wynikające z niedoskonałości ówczesnych teleskopów były one skazane na niepowodzenie. Kolejny etap stanowiły metody pośrednie, czyli polegające nie na obserwacji promieniowania samych planet, lecz ich wpływu na macierzyste gwiazdy. Dokładna astrometria miała na celu pomiar ruchu gwiazdy, która zgodnie z prawami grawitacji powinna okrążać wspólny środek masy. Mierząc jasność próbowano dostrzec zmiany wywoływane np. zasłonięciem gwiazdy przez planetę. W widmie poszukiwano zmian powodowanych przez jej ruch wokół środka masy. Do lat 90-tych XX wieku dokładność przyrządów nie pozwoliła dostrzec jakichkolwiek śladów planet.

Ostatecznie odkrycie pierwszej planety poza Układem Słonecznym nie przypadło w udziale astronomom badającym zakres widzialny promieniowania elektromagnetycznego. W 1992 roku radioastronomowie donieśli o odnalezieniu ciała o masie niewiele większej niż masa Ziemi, okrążającego pulsara PSR 1257+12 (Wolszczan & Frail, 1992). Gdy do obserwacji została w pełni wdrożona technologia CCD, niemalże lawinowo zaczęto odkrywać planety prawie wszystkimi wyżej wymienionymi metodami, a także opracowano nowe. Powstały również misje kosmiczne specjalizujące się w poszukiwaniu exoplanet. Obecnie znanych jest blisko 780 globów różnego typu: od gorących jowiszów po tzw. super-ziemie.

W 2006 roku Międzynarodowa Unia Astronomiczna zdefiniowała planetę jako ciało nie będące gwiazdą, czyli w którym nie przebiegają reakcje syntezy termojądrowej, lecz wokół niej krążące. Jego masa musi być wystarczająca, aby dzięki własnej grawitacji uzyskało kształt odpowiadający równowadze hydrostatycznej (zbliżony do elip-

soidy) oraz powinno zdecydowanie dominować pod względem rozmiarów na swojej orbicie. Granica pomiędzy gwiazdami (dokładniej brązowymi karłami) a planetami jest trudna do wyznaczenia. Obserwacje i modele teoretyczne wskazują jednak, iż temperatura wystarczająca do zapoczątkowania reakcji termojądrowych może zostać osiągnięta w ciałach o masach większych od około $13M_J$ (mas Jowisza) tak więc takie górne ograniczenie masy przyjmuje się dla planet. Pozostałe warunki są obecnie trudne lub wręcz niemożliwe do sprawdzenia poprzez obserwacje. Dzisiejsza technologia nie pozwala jednak na detekcję ciał o masach odpowiadających masom planetoid zatem dolne ograniczenie masy nie jest tutaj istotne. Okazuje się również, że ciała o masach planet nie muszą być związane z gwiazdą.

Niniejsza praca składa się z trzech części. W pierwszej opisane zostały metody poszukiwań planet wokół gwiazd oraz sposoby oceny ich parametrów. Druga część poświęcona została zależnościom pomiędzy niektórymi parametrami znanych planet. W części trzeciej, przy wykorzystaniu danych obserwacyjnych i dwóch spośród uprzednio opisanych metod, wyznaczone zostały parametry ciał towarzyszących gwiazdom OGLE-TR-56 oraz OGLE-TR-122.

2. Metody poszukiwań i badania planet pozasłonecznych

2.1. Metody pośrednie

2.1.1. Astrometria

Wszystkie ciała niebieskie poruszają się. Ruch zrzutowany na płaszczyznę styczną do sfery niebieskiej nazywany jest ruchem własnym i może być (przy odpowiednich warunkach) obserwowany bezpośrednio. Z kolei ruch w kierunku równoległym do linii łączącej obserwatora z ciałem niebieskim nosi nazwę ruchu radialnego i do jego oceny konieczne są np. obserwacje spektroskopowe. Rysunek 2.1 przedstawia przykładową rzeczywistą orbitę gwiazdy (linia ciągła) wraz z niektórymi elementami oraz jej rzut na sferę niebieską (linia przerywana).

Zgodnie z prawami Newtona, dwa ciała oddziałujące grawitacyjnie obiegają wspólny środek masy zwany barycentrum. Równanie 2.1 określa położenie środka masy układu dwóch ciał o masach m_1 i m_2

$$\vec{r}_{CM} = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad (2.1)$$

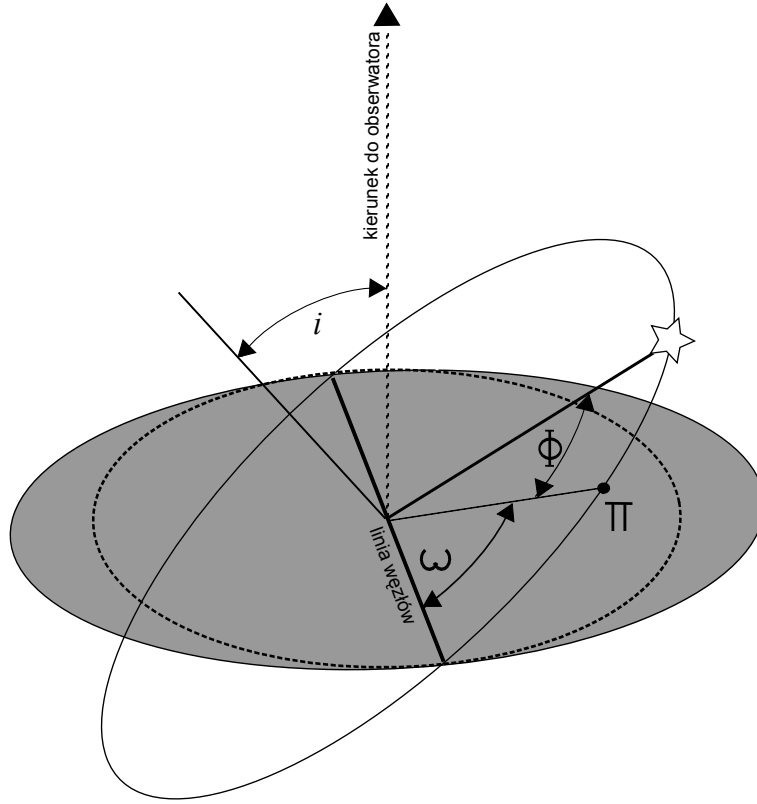
gdzie \vec{r}_1 i \vec{r}_2 są położeniami ciał w wybranym układzie współrzędnych. Jeśli ciałami będą gwiazda o masie m_* i planeta o masie m_p odległa od gwiazdy o a , to barycentrum położone jest na linii łączącej planetę i gwiazdę w odległości od gwiazdy wyrażającej się wzorem:

$$r = \frac{m_p a}{m_* + m_p}. \quad (2.2)$$

Gdyby taki układ był obserwowany z Ziemi, gwiazda, po odjęciu ruchu związanego z precesją oraz ruchu własnego środka masy układu, powinna wykonywać na sferze niebieskiej cykliczny ruch po elipsie (bądź po odcinku, jeśli inklinacja wynosi $\frac{\pi}{2}$) wokół barycentrum o półamplitudzie (wyrażającej się w radianach)

$$\rho = \frac{r}{d} \sin i = \frac{m_p}{m_* + m_p} \frac{a}{d} \sin i, \quad (2.3)$$

przy czym d jest odległością między obserwatorem a układem. Gdy masa planety jest znacznie mniejsza od masy gwiazdy, m_p w mianowniku można zaniedbać.



Rysunek 2.1: Elementy orbity: i - inklinacja, ω - długość węzła wstępującego, Φ - anomalia prawdziwa, Π - peryastron.

Jeśli znana jest odległość do układu (np. z wyznaczenia paralaksy heliocentrycznej), z wzoru 2.3 możemy wyznaczyć $\frac{m_p}{m_*+m_p}a \sin i$. Przyjmując ponownie założenie $m_p \ll m_*$ oraz szacując masę gwiazdy macierzystej, na przykład na podstawie jasności i typu widmowego z trzeciego prawa Keplera, można oszacować również odległość planety od gwiazdy:

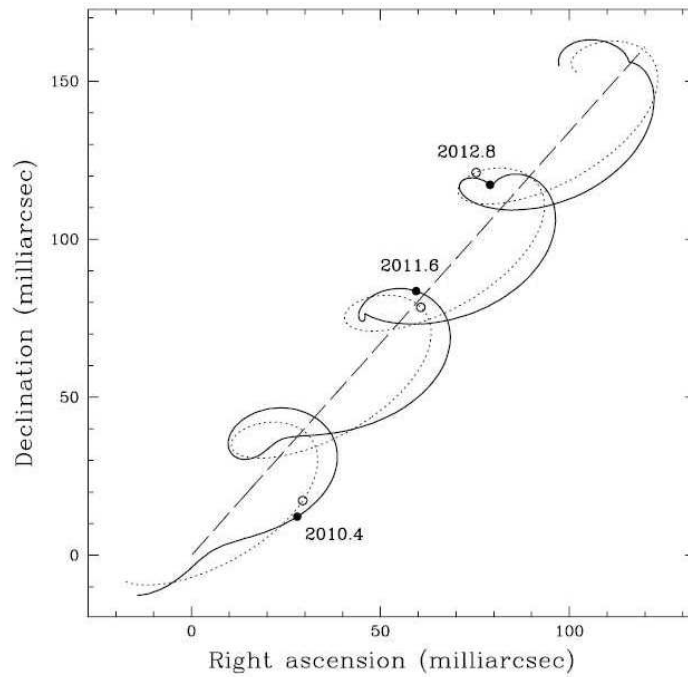
$$a = \left(\frac{Gm_*}{4\pi^2} P^2 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.4)$$

gdzie $G \approx 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot s^2}$ jest stałą grawitacji.

Wstawiając znane wielkości do wzoru 2.3 otrzymujemy $m_p \sin i$. W ogólności inklinacji nie da się wyznaczyć, jednak, jeśli założymy, że orbita jest kołowa można to zrobić mierząc maksymalną i minimalną odległość gwiazdy od barycentrum.

Rysunek 2.2 przedstawia symulowany ruch gwiazdy posiadającej planetę wokół środka masy oraz ruch środka masy zrzutowany na sferę niebieską (z uwzględnieniem

paralaksy heliocentrycznej).



Rysunek 2.2: Symulowany ruch tangencjalny gwiazdy posiadającej planetę, z uwzględnieniem ruchu własnego środka masy oraz paralaksy heliocentrycznej (Perryman, 2000).

Astrometria była najwcześniej znaną pośrednią metodą poszukiwania planet, jednak olbrzymia dokładność pomiarów, jakiej wymagają obserwacje tego typu ruchu, wciąż jest trudna do osiągnięcia. Ruch Słońca pod wpływem Jowisza obserwowany z odległości $10pc$ miałby amplitudę około $500\mu as$ (sekund łuku), a pod wpływem Ziemi zaledwie $0,3\mu as$. Do tej pory nie udało się odkryć za pomocą astrometrii żadnej planety. Udało się natomiast zaobserwować ruch gwiazdy, przy której wcześniej stwierdzono obecność planety.

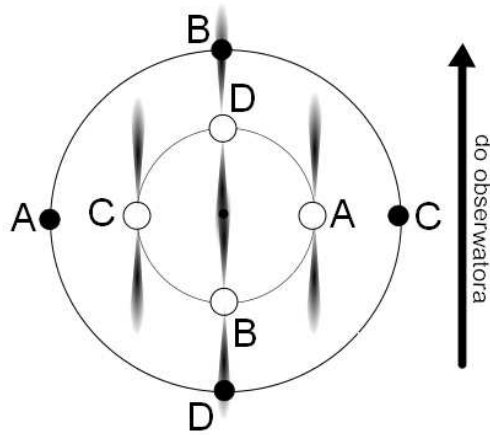
Astrometria nie jest oczywiście zarezerwowana tylko dla promieniowania widzialnego. Duże nadzieje pokładane są również w pomiarach radiowych, szczególnie w interferometrii. Dzięki umieszczeniu teleskopów w znacznych odległościach od siebie osiągnięta jest duża rozdzielczość kątowna, a wykorzystanie interferometrii pozwala

dostrzec minimalne zmiany w położeniu gwiazd.

2.1.2. Timing

Pulsar, czyli szybko rotująca gwiazda neutronowa, wysyła z biegunów magnetycznych promieniowanie (głównie radiowe). W związku z tym, że jego oś obrotu nie pokrywa się z osią przechodzącą przez bieguny magnetyczne, promieniowanie nie jest wysyłane stale w jednym kierunku, lecz kierunek ten cyklicznie się zmienia. Jeżeli obserwator znajduje się w obszarze, w którym gwiazda wysyła promieniowanie, będzie on odbierał periodyczny sygnał (dokładność pojawiania się tych sygnałów jest porównywalna z dokładnością zegarów atomowych).

Gdy pulsar znajdzie się w układzie z innym ciałem (np. planetą), to zgodnie z prawami Newtona, okrąży on barycentrum w odległości danej wzorem 2.2. Ruch orbitalny pulsara powinien więc zaburzać regularność nadchodzenia sygnałów radiowych, gdyż będą one wysyłane z różnych odległości względem obserwatora. Sytuacja ta przedstawiona jest na rys 2.3. Gdy gwiazda znajdzie się w punkcie B sygnał będzie



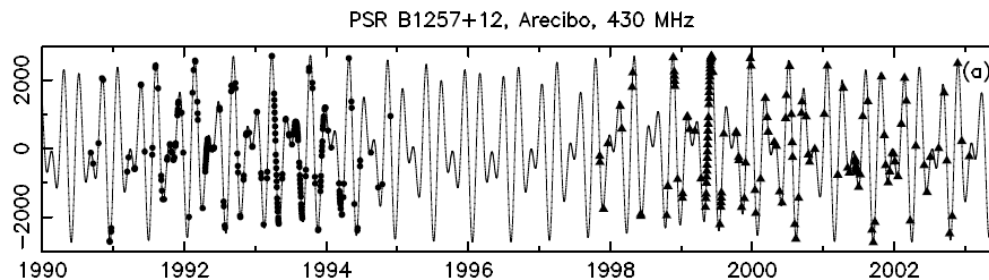
Rysunek 2.3: Schemat powstawania różnic w czasie odbioru sygnałów od pulsara (ciało białe) okrążanego przez planetę (ciało czarne).

dochodził do obserwatora z opóźnieniem τ , które dane jest wzorem 2.5, względem sygnałów wysyłanych w punktach A i C. Natomiast sygnał wysłany z punktu D dojdzie

wcześniej również o τ

$$\tau = \frac{m_p}{m_p + m_*} \frac{a}{c} \sin i, \quad (2.5)$$

gdzie c jest prędkością światła, m_p i m_* masami planety i pulsara a a odległością dzielącą te ciała. Rysunek 2.4 przedstawia różnice między czasem odbioru sygnału a spodziewanym czasem jego nadejścia dla pulsara PSR 1257+12 - pierwszej gwiazdy, wokół której wykryto obecność planety (Wolszczan & Frail, 1992).



Rysunek 2.4: Różnica między czasem przewidywanym a obserwowanym odbioru sygnałów z pulsara PSR 1257+12 w latach 1990 - 2004 (Wolszczan & Frail, 1992).

Poszukiwanie parametrów planet oraz ich orbit polega na modelowaniu układu i dopasowaniu przewidywanego czasu dochodzenia sygnałów do obserwacji. Dzięki dużej dokładności pomiaru czasu, metodą tą można odnajdywać planety o masach rzędu masy Ziemi w dużym przedziale odległości od gwiazd macierzystych.

W gwiazdach istnieje wiele zjawisk, które zachodzą w równych odstępach czasu, dlatego też timing może być stosowany w przypadku innych kosmicznych zegarów, jak na przykład pulsujące białe karły. Choć zjawisko fizyczne powodujące zmiany sygnału jest inne niż w przypadku pulsarów, różnice między spodziewanym czasem nadejścia sygnału a rzeczywistym czasem jego przyjścia wynikają z ruchu orbitalnego gwiazdy, zatem wzory opisujące działanie tych metod są analogiczne do przedstawionych powyżej.

2.1.3. Planety w układach gwiazd podwójnych zaćmieniowych

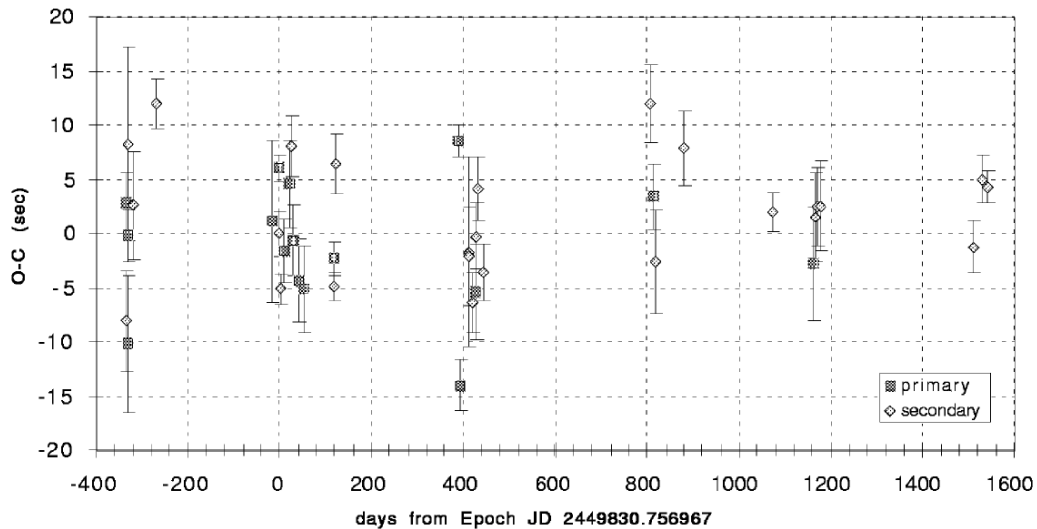
Kolejnym „egzotycznym” miejscem, w którym można prowadzić poszukiwania planet, są układy podwójne gwiazd. Gwiazdy takie, zgodnie z prawami grawitacji,

okrążają wspólny środek masy. Jeżeli inklinacja ich orbity jest bliska $\frac{\pi}{2}$, gwiazdy mogą przesłaniać się periodycznie, przez co spada jasność całkowita układu. Podobnie do sygnałów pulsarowych, zaćmienia gwiazd występują bardzo regularnie. Metoda poszukiwania planet w takich układach jest zatem analogiczna do timingu, czyli opiera się na pomiarach nieregularności występowania zaćmień.

W ogólności opis matematyczny tego zjawiska jest skomplikowany, jednak upraszcza się, gdy masy gwiazd są równe, a planeta krąży wokół obydwu składników w dość dużej odległości. Wtedy, analogicznie do timingu, opóźnienie bądź przedwczesne wystąpienie zaćmienia dane jest wzorem 2.5, przy czym za masę gwiazdy należy podstawić sumę mas dwóch gwiazd.

Jeśli występują tranzyty gwiazd prawdopodobne jest również wystąpienie tranzytu planetarnego. Można z tego zjawiska otrzymać informacje takie, jak w przypadku tranzytu na tle pojedynczej gwiazdy (patrz rozdział 2.1.5), czyli między innymi promień planety oraz inklinację jej orbity.

Przykładowe pomiary czasu występowania zaćmień dla takiego układu ciał, w porównaniu z przewidywaniami teoretycznymi przedstawia rysunek 2.5



Rysunek 2.5: Obserwowany czas wystąpienia zaćmień minus czas przewidywany (O-C) układu *CMDra* (Deeg et al., 2000).

Informacji o parametrach gwiazd dostarczają ich tranzyty (w połączeniu z pomiarami prędkości radialnych można uzyskać o nich wszystkie konieczne do modelowania

informacje). Parametry planet takiego układu w ogólnym przypadku można otrzymać przeprowadzając symulacje numeryczne i dopasowując je do danych obserwacyjnych, podobnie jak w przypadku timingu.

2.1.4. Zmiany prędkości radialnej

Gdy inklinacja orbity planety jest różna od 0, gwiazda, obiegając wspólny środek masy układu, cyklicznie przybliża się do obserwatora i oddala. Prędkość radialna w takim ruchu wyraża się wzorem:

$$V_r = K(\cos(\theta + \omega) + e \cos(\omega)) + \gamma, \quad (2.6)$$

przy czym θ , czyli anomalia prawdziwa, dana jest równaniem:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}, \quad (2.7)$$

gdzie E - anomalia ekscentryczna - jest związana z okresem ruchu P , momentem przejścia przez peryastron T , mimośrodem orbity e i czasem t poprzez:

$$E - e \sin E = \frac{2\pi}{P}(t - T). \quad (2.8)$$

K jest natomiast półamplitudą zmian prędkości radialnej:

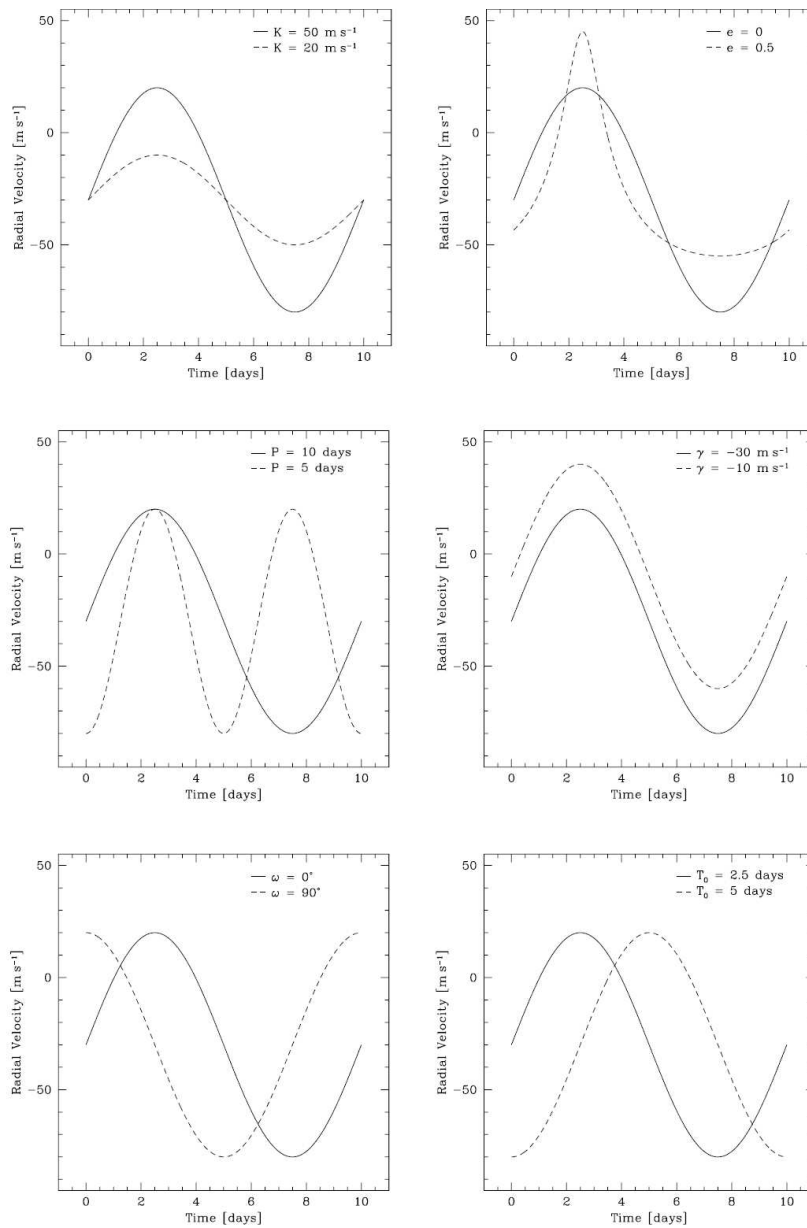
$$K = \frac{2\pi a \sin i}{P\sqrt{1-e^2}}. \quad (2.9)$$

Zmiany prędkości radialnej powodują zmiany położenia linii widmowych w widmie gwiazdy w wyniku działania efektu Dopplera. Gdy $V_r \ll c$ (c - prędkość światła), zmiana długości fali $\Delta\lambda$ wynosi:

$$\Delta\lambda \approx \frac{V_r}{c} \lambda_0, \quad (2.10)$$

gdzie λ_0 jest długością fali, gdy źródło nie porusza się względem obserwatora. Znając przesunięcie linii widmowych można zatem obliczyć prędkość radialną gwiazdy.

Wyznaczając prędkość radialną w różnych momentach można wykreślić krzywą jej zmian. Następnie dopasowując do niej teoretyczną krzywą daną równaniem 2.6 można wyznaczyć ω , γ , T , K , e . Kształt krzywej zmian prędkości radialnej przy zmianie tych parametrów przedstawiony jest na rysunku 2.6.



Rysunek 2.6: Kształt krzywej zmian prędkości radialnej dla różnych parametrów orbity (Eggenberger & Udry, 2010).

Półamplituda K jest również związana z okresem obiegu planety P oraz masami planety m_p i gwiazdy m_* oraz mimośrodem orbity e tzw. funkcją mas:

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{m_p \sin i}{(m_p + m_*)^{\frac{2}{3}} (1 - e^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.11)$$

która przy założeniu $m_p \ll m_*$ może posłużyć do wyznaczenia $m_p \sin i$:

$$m_p \sin i \approx \left(\frac{P}{2\pi G}\right)^{\frac{1}{3}} K m_*^{\frac{2}{3}} (1 - e^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

Metoda ta nie pozwala niestety wyznaczyć inklinacji orbity, a zatem również masa planety nie jest znana. Zakładając, że $i = \frac{\pi}{2}$, można obliczyć tylko jej dolne ograniczenie, lecz w rzeczywistości może być ona znacznie większa. Dodatkowo, korzystając z trzeciego prawa Keplera (wzór 2.4) można wyznaczyć wielką półoś orbity planety.

Metoda ta znana była stosunkowo wcześniej, bo już pod koniec XIX wieku, lecz dokładność jaka jest wymagana do obserwacji zmian prędkości w wyniku obecności planety została osiągnięta dopiero w latach 90-tych ubiegłego wieku. Największa planeta Układu Słonecznego - Jowisz - powoduje zmiany prędkości radialnej Słońca o amplitudzie około $13 \frac{m}{s}$, Ziemia z kolei około $0,1 \frac{m}{s}$. Dodatkowo, wykonując pomiary prędkości radialnej należy uwzględnić jej zmiany wywołane innymi czynnikami, jak chociażby ruch Ziemi wokół Słońca czy pulsacje gwiazd. Pomimo tak wysokich wymagań stawianych przez tą metodę, dzięki niej odkryto większość z obecnie znanych planet.

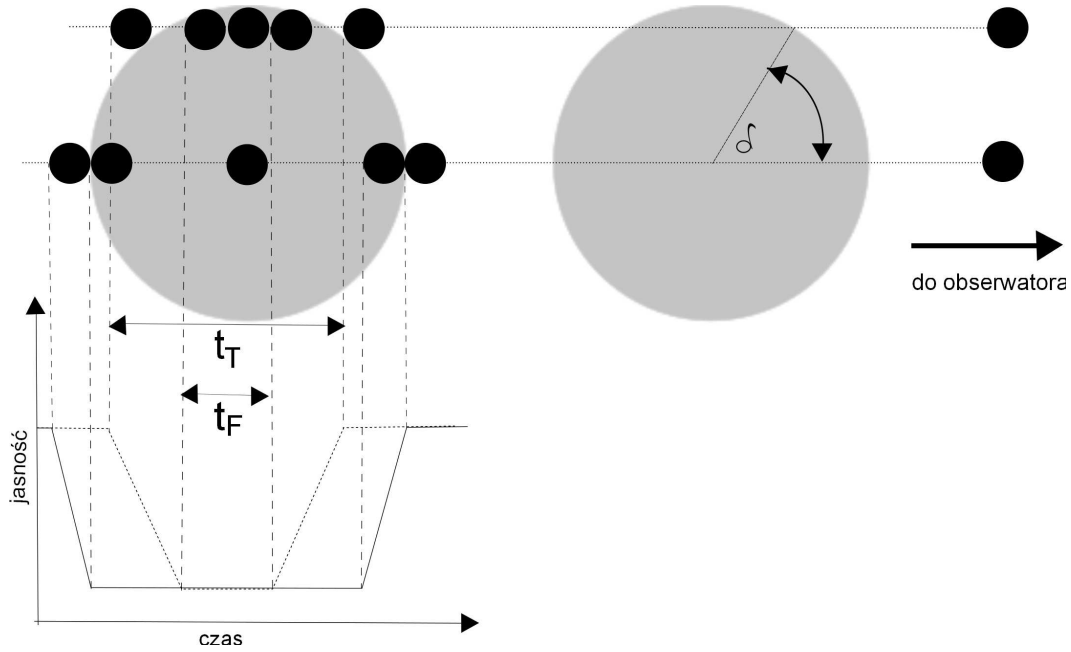
2.1.5. Planety tranzytujące

Gdy planeta, okrążając gwiazdę, znajdzie się w pobliżu linii łączącej obserwatora z gwiazdą, może zasłonić część jej tarczy, powodując spadek jasności obserwowanej. Zjawisko to nosi nazwę tranzytu (analogiczne zjawisko występuje dla planet leżących wewnątrz orbity Ziemi - Wenus i Merkurego).

Jasność obserwowana gwiazdy proporcjonalna jest do powierzchni tarczy gwiazdy widzianej przez obserwatora. Jeśli zatem dojdzie do tranzytu spadek jasności ΔL jest proporcjonalny do powierzchni, która została zasłonięta przez tarczę planety.

$$\frac{\Delta L}{L_0} \propto \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2, \quad (2.13)$$

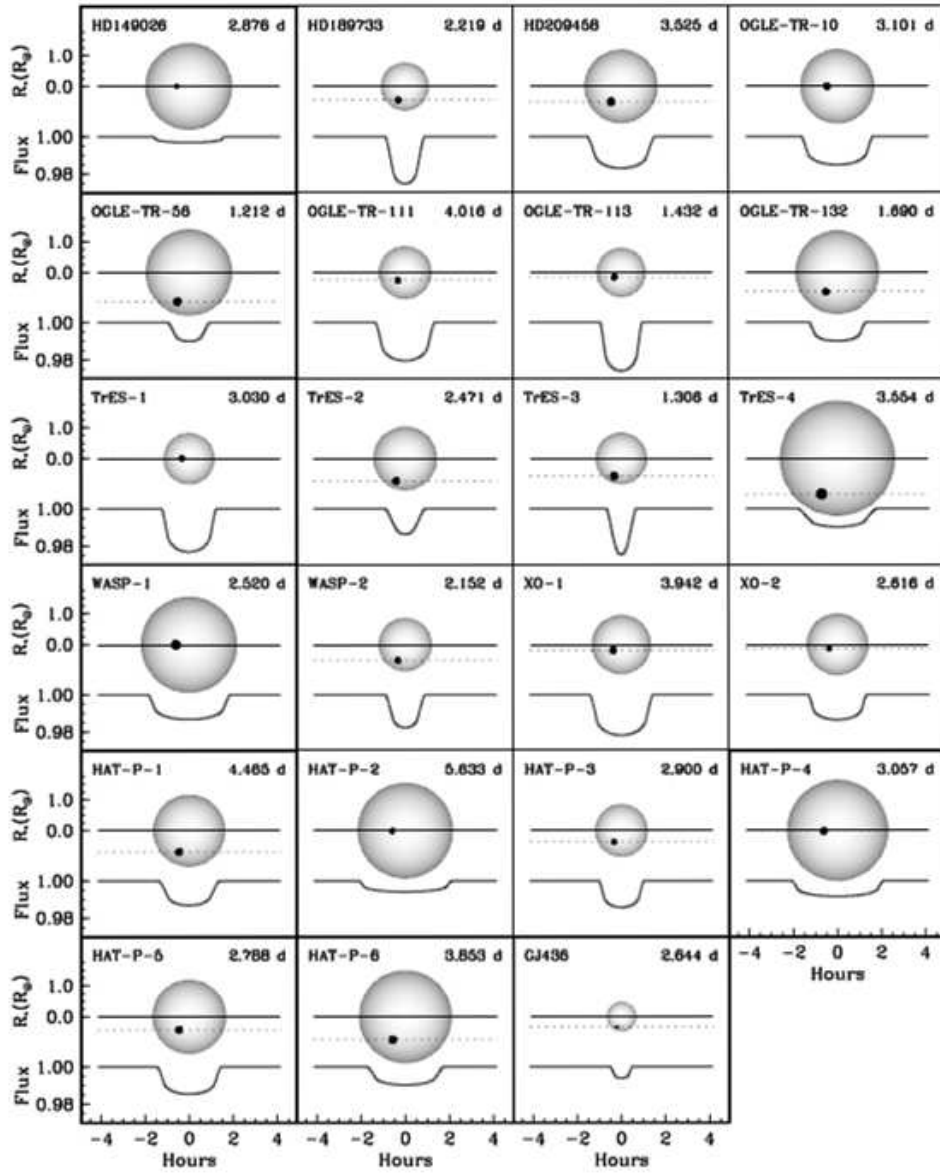
gdzie L_0 - jasność obserwowana układu przed tranzytem, R_p i R_* - promień odpowiednio planety i gwiazdy. Przebieg zjawiska i kształt krzywej blasku (bez uwzględnienia pociemnienia brzegowego gwiazdy) podczas tranzytu ilustruje rysunek 2.7.



Rysunek 2.7: Schemat tranzytu planety przed tarczą gwiazdy.

Jeśli cała tarcza gwiazdy miałaby jednakową jasność powierzchniową, we wzorze 2.13 występowałaby równość. Efekt pociemnienia brzegowego gwiazd sprawia, że spadek jasności zależy również od miejsca zajścia tranzytu na tarczy gwiazdy opisanego kątem δ (por. prawa część rys. 2.7) i zwanego dalej szerokością tranzytu. Im dalej od średnicy tarczy gwiazdy przebiega tranzyt, tym mniejszy będzie spadek jasności. Obecność i wielkość pociemnienia brzegowego można stwierdzić na podstawie kształtu krzywej blasku: jeśli spadek i wzrost jasności są niejednostajne, świadczy to o istnieniu pociemnienia brzegowego, a stopień niejednostajności informuje o jego wielkości.

Znajomość pociemnienia brzegowego pozwala wyznaczyć stosunek $\frac{R_p}{R_*}$, a jeśli uda się oszacować promień gwiazdy, otrzymujemy również promień planety. Gdy obserwowane są przynajmniej dwa kolejne tranzyty znany jest też okres orbitalny planety P .



Rysunek 2.8: Zależność krzywej blasku od wzajemnych rozmiarów gwiazdy i planety, inklinacji i pociemnienia brzegowego (Torres et al., 2008).

Parametrem możliwym do wyznaczenia wprost z krzywej blasku jest stosunek $\frac{a_p}{R_*}$:

$$\frac{a_p}{R_*} = \frac{2P (\Delta L/L_0)^{\frac{1}{4}}}{\pi \sqrt{t_T^2 - t_F^2}}. \quad (2.14)$$

Można z tego równania otrzymać odległość planety od gwiazdy a_p .

Czas trwania tranzytu zależy od okresu obiegu planety, odległości planety od gwiazdy, promieni planety i gwiazdy oraz szerokości tranzytu

$$t_T = \frac{P R_* \cos \delta + R_p}{\pi a_p}. \quad (2.15)$$

Korzystając z tej zależności można obliczyć δ , która z kolei łączy się z inklinacją orbity planety:

$$a_p \cos i = R_* \sin \delta. \quad (2.16)$$

Kształt krzywej blasku dla różnych stosunków promieni gwiazdy i planety oraz szerokości tranzytu przedstawia rysunek 2.8

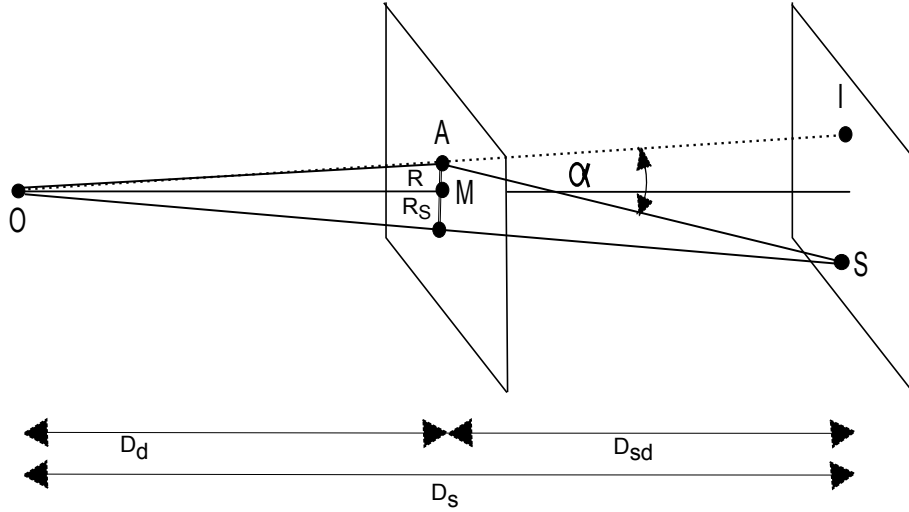
Zmiany jasności gwiazdy podczas tranzytu nawet dużych planet są niewielkie. Dla planet typu jowiszowego są one rzędu 1 – 2%, a w przypadku planet grupy ziemskiej zaledwie 0,1%, zatem pomiary fotometryczne muszą być wykonywane z dużą dokładnością. Prawdopodobieństwo obserwacji tranzytu planetarnego również jest niewielkie. Aby w sposób efektywny prowadzić poszukiwania planet tą metodą, należy wykonywać pomiary fotometryczne wielu gwiazd jednocześnie, co zwiększa szanse obserwacji tranzytu. Istnieje kilka projektów zajmujących się masowymi przeglądami nieba w poszukiwaniu planet tranzytujących (z powierzchni Ziemi: OGLE, HAT, WASP; z kosmosu: Kepler, Corot)

2.1.6. Mikrosoczewkowanie grawitacyjne

Metoda ta opiera się na zjawisku opisywanym przez Ogólną Teorię Względności, zwanym soczewkowaniem grawitacyjnym. Polega ono na tym, że w wyniku zakrzywienia czasoprzestrzeni wokół masywnego obiektu, światło nie porusza się po linii prostej, lecz po pewnej krzywej. Efekt zjawiska jest podobny jak podczas przechodzenia światła przez soczewkę. Schemat soczewkowania został przedstawiony na rysunku 2.9. Dokładną dyskusję zjawiska prezentuje Paczynski (1996).

Rozważmy odległe o D_s od obserwatora, punktowe źródło światła i położone pomiędzy źródłem a obserwatorem w odległości D_d od obserwatora ciało powodujące efekt soczewkowania. Odległość między soczewką i źródłem wynosi $D_{sd} = D_s - D_d$. Kąt ugięcia promieni wyraża się wzorem:

$$\alpha = \frac{GM_d}{Rc^2}, \quad (2.17)$$



Rysunek 2.9: Schemat zjawiska soczewkowania grawitacyjnego: S - źródło, I - obraz, M - soczewka, O - obserwator

gdzie M_d jest masą soczewki, R odległością soczewki od źródła na sferze niebieskiej wyrażoną w promieniach Einsteina R_E zrzutowanych na sferę niebieską, czyli θ_E .

$$R_E = \left[\frac{4GM_d D_{sd} D_d}{c^2 D_s} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

$$\theta_E = \frac{R_E}{D_d} \quad (2.19)$$

Odległość źródła i obrazu w płaszczyźnie soczewki, czyli $R_S + R$ można zapisać jako:

$$R_S + R = \alpha \frac{D_{sd} D_d}{D_s} = \frac{4GM D_{sd} D_d}{Rc^2 D_s}. \quad (2.20)$$

Po skorzystaniu z wzoru 2.18 na promień Einsteina powyższe równanie sprowadza się do:

$$R^2 + R_S R + R_E^2 = 0. \quad (2.21)$$

Jest to równanie kwadratowe z dwoma rozwiązaniami, czyli istnieją dwie możliwe odległości R_+ i R_- :

$$R_{\pm} = \frac{1}{2} \left[R_S \pm (R_S^2 + 4R_E^2)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (2.22)$$

Gdy mamy do czynienia z obiektami rozciągniętymi jak np. galaktyki, w wyniku soczewkowania wokół soczewki obserwowane są dodatkowe obrazy źródła. Dla źródeł

niemalże punktowych jakimi są na przykład gwiazdy, zjawisko soczewkowania sprawia, że odległy obserwator nie widzi dodatkowych obrazów lecz tylko wzrost jasności źródła. Jasność powierzchniowa obrazów jest taka sama jak jasność powierzchniowa źródła, zatem wzrost jasności jest proporcjonalny do stosunku pól powierzchni źródła i obrazu:

$$A_{\pm}(t) = \left| \frac{R_{\pm}}{R_S} \frac{dR_{\pm}}{dR_S} \right| = \frac{u^2(t) + 2}{2u(t)[u^2(t) + 4]^{\frac{1}{2}}} \pm \frac{1}{2}. \quad (2.23)$$

Całkowity wzrost jasności jest sumą wzrostów jasności obydwu obrazów:

$$A(t) = A_+(t) + A_-(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t)[u^2(t) + 4]^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.24)$$

Krzywa opisana tą zależnością nosi nazwę krzywej Paczyńskiego. Funkcja $u(t)$ opisuje odległość soczewki od źródła na sferze niebieskiej. Wyrażona w promieniach Einsteina dana jest wzorem 2.25

$$u(t) = [u_m^2 + \left(\frac{t - t_m}{t_0}\right)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.25)$$

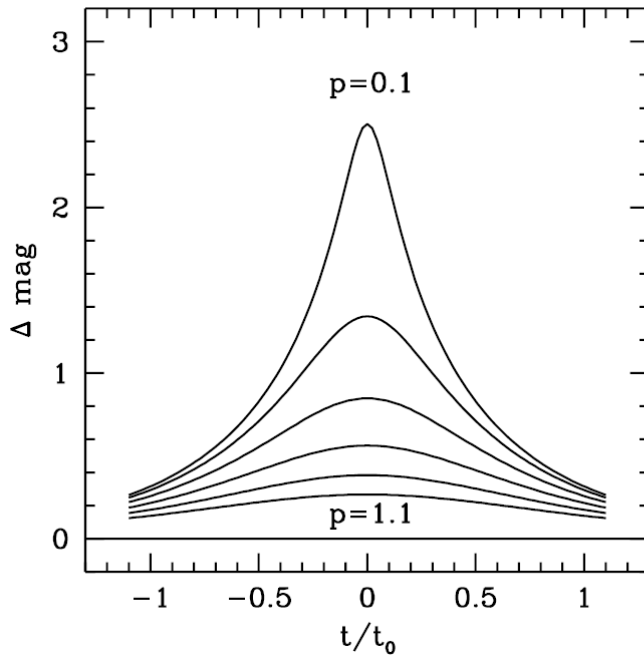
gdzie u_m jest minimalną odległością soczewki i źródła, t_m momentem osiągnięcia u_m , a t_0 czasem trwania zjawiska, który zależy od rozmiaru promienia Einsteina R_E i wzajemnej prędkości tangencjalnej źródła i soczewki

$$t_0 = \frac{R_E}{V_d}. \quad (2.26)$$

Krzywą blasku, powstającą w wyniku mikrosoczewkowania grawitacyjnego przedstawia rysunek 2.10.

Jeśli soczewkująca gwiazda posiada planetę, zjawisko ma bardziej skomplikowany przebieg, gdyż planeta również może powodować zjawisko mikrosoczewkowania. Równania opisujące przebieg zjawiska w przypadku planety jako soczewki są identyczne z równaniami przedstawionymi powyżej. Pomiedzy gwiazdą i planetą tworzy się zamknięty obszar zwany kaustyką. Jeśli tor źródła przetnie ten obszar, na krzywej Paczyńskiego pojawi się anomalia planetarna. W zależności od wzajemnego położenia planety i gwiazdy-soczewki, wzrost jasności może mieć różny charakter. Przykładową krzywą blasku źródła, zmienioną w wyniku soczewkowania grawitacyjnego spowodowanego przez planetę, oraz schemat kaustyki przedstawia rysunek 2.11.

Wielkościami możliwymi do wyznaczenia z krzywej blasku są stosunek mas planety i gwiazdy $q = \frac{m_p}{m_*}$ oraz odległość planety od gwiazdy macierzystej w promieniach



Rysunek 2.10: Krzywa blasku podczas zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego (Paczynski, 1996)

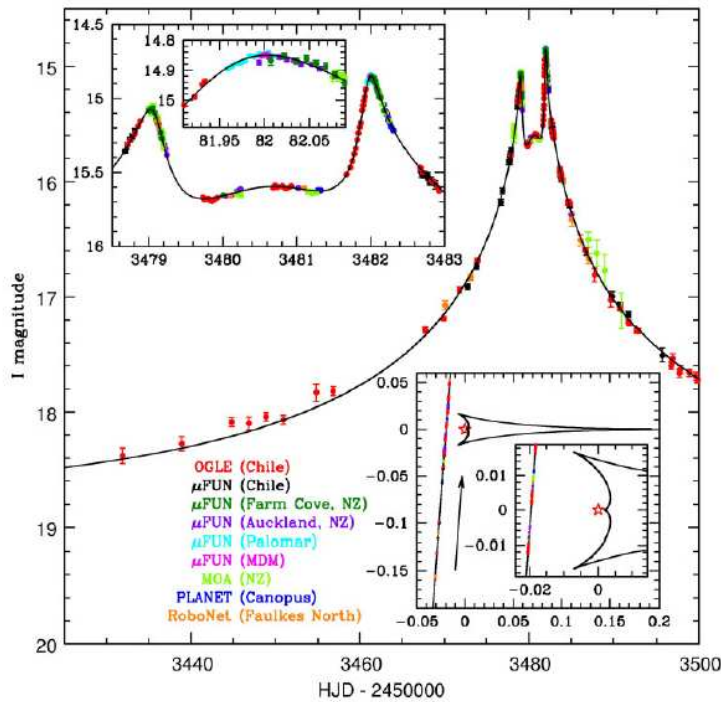
Einsteina θ_E . Jeśli znany jest kątowy rozmiar promienia Einsteina θ_E masę układu soczewek można wyznaczyć na podstawie równania 2.27

$$M_L = \frac{c^2}{4G} \theta_E^2 \frac{D_d D_s}{D_{sd}}. \quad (2.27)$$

Konieczne są jednak jeszcze informacje o odległościach do soczewki i źródła.

Cennych informacji na temat odległości można dostarczyć analiza kształtu krzywej blasku podczas maksimum jasności. Gdyby źródło miało nieskończenie małe rozmiary jasność powinna dążyć do nieskończoności, jednak gwiazdy, nawet widziane z dużych odległości, nie są nieskończenie małe. Kształt maksimum zależy właśnie od rozmiarów źródła i odległości do źródła i soczewki.

Odstępstwa od krzywej blasku opisanej wzorem 2.24 powoduje również ruch Ziemi wokół Słońca. Soczewka jest położona znacznie bliżej obserwatora na Ziemi niż źródło, zatem wraz z przemieszczeniem się Ziemi zmieniało się będzie wzajemne położenie gwiazd na sferze niebieskiej. Mierząc odchylenie krzywej blasku oraz znając ruch Ziemi względem gwiazd można oszacować odległość do soczewki.



Rysunek 2.11: Krzywa blasku podczas zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego wywołanego przez gwiazdę posiadającą planetę oraz kaustyka pomiędzy dwiema soczewkami (po prawej u dołu) (Udalski et al., 2005).

Kolejną informację o odległości niesie zmiana wzajemnego położenia na niebie źródła i soczewki. Wyznaczając po dłuższym czasie od zajścia zjawiska soczewkowania odległość między tymi dwoma ciałami, przy znanej prędkości tangencjalnej można oszacować odległość do soczewki.

Pomocna jest również tzw. paralaksa mikrosoczewkowania. Jest to wektor $\vec{\pi}_E$, którego wielkość jest związana z promieniem Einsteina, zrzutowanym na płaszczyznę orbity Ziemi $r_E = R_E \frac{D_s}{D_{sd}}$. Dokładniejszą dyskusję na temat paralaksy prezentuje Bennett (2008). Wielkość r_E jest możliwa do zmierzenia przez dwóch oddalonych obserwatorów, najlepiej o odległość rzędu $1AU$. Najprostszym rozwiązaniem wydaje się być obserwacja mikrosoczewkowania w dużych odstępach czasowych, przez co zmienia się położenie Ziemi na orbicie, jednak należy pamiętać, że czas trwania zjawiska jest ograniczony i nie zawsze może być to możliwe. Lepszym rozwiązaniem są obserwacje prowadzone za pomocą teleskopów kosmicznych, dzięki czemu można wykonywać

jednoczesne obserwacje z odległych od siebie miejsc. Jeśli znana jest wielkość r_E oraz θ_E z równania 2.28 możemy wyznaczyć masę układu soczewek.

$$M_L = \frac{c^2}{4G} r_E \theta_E \quad (2.28)$$

Jeśli nie jesteśmy w stanie uzyskać tych informacji pozostaje szacowanie masy gwiazdy soczewkującej na podstawie jej jasności i barwy. Znając m_* i korzystając z q można wyznaczyć masę planety.

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska mikrosoczewkowania z udziałem planety jest bardzo małe, zatem podobnie jak w przypadku tranzytu, należy prowadzić obserwacje dużych obszarów nieba. Duża czułość tej metody pozwala jednak na odkrywanie ciał o masach nawet rzędu masy Ziemi.

2.2. Metody bezpośrednie

2.2.1. Obrazowanie

Na początku XXI wieku, zastosowanie detektorów CCD oraz zaawansowanych technologicznie teleskopów z optyką pozwalającą ograniczać wpływ atmosfery na otrzymywany obraz, a także teleskopów obserwujących niebo z przestrzeni kosmicznej dało możliwość fotografowania planet wokół pobliskich gwiazd.

W zakresie światła widzialnego planeta świeci wyłącznie dzięki odbijaniu promieniowania pochodzącego od macierzystej gwiazdy. Ilość promieniowania do niej docierającego wyraża się wzorem 2.29

$$F = \frac{L_*}{4\pi r^2}, \quad (2.29)$$

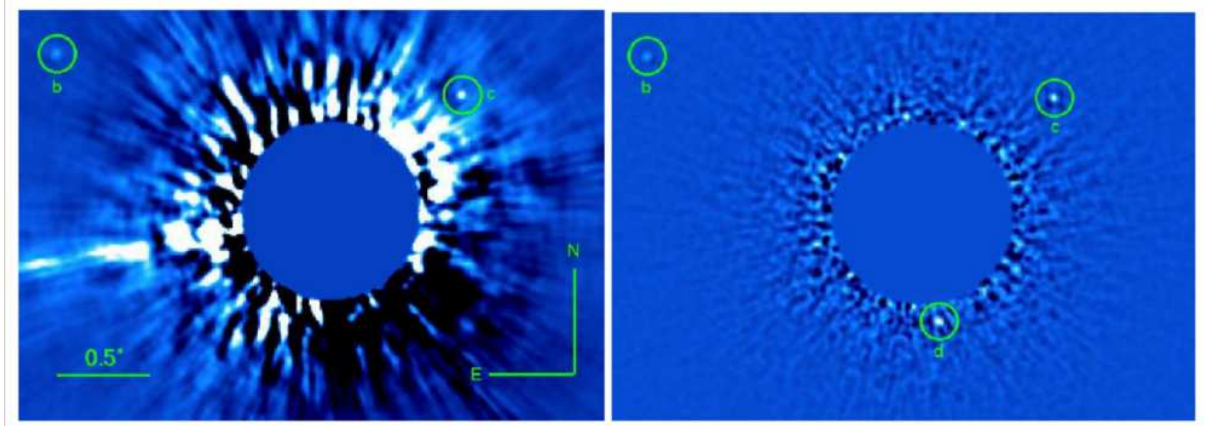
gdzie L_* oznacza natężenie światła wysyłanego przez gwiazdę, a r jest odległością między planetą i gwiazdą opisaną wzorem 2.30

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos f}, \quad (2.30)$$

przy czym e jest mimośrodem orbity, a f anomalią prawdziwą. Stosunek promieniowania odbijanego od planety F_r do promieniowa na nią padającego nazywany jest albedo:

$$A = \frac{F_r}{F}. \quad (2.31)$$

Istotnym zjawiskiem jest jeszcze rozpraszanie światła na cząsteczkach atmosfery planety opisane funkcją $p(\phi(t))$ zależną od fazy planety oraz zmiany fazy planety, wynikające z ruchu orbitalnego, opisane przez $s(t)$ i zależne również od inklinacji orbity planety.



Rysunek 2.12: Zdjęcia planet w układzie gwiazdy HR 8799 otrzymane poprzez usunięcie światła gwiazdy macierzystej dwoma metodami: po lewej poprzez odjęcie PSF (Point Spread Function) gwiazdy oraz metodą A-LOCI (Currie et al., 2012)

Stosunek jasności planety i gwiazdy macierzystej wynosi

$$\frac{L_p}{L_*} = A s(t) p(\phi(t)) \left(\frac{R_p}{a_p} \right)^2, \quad (2.32)$$

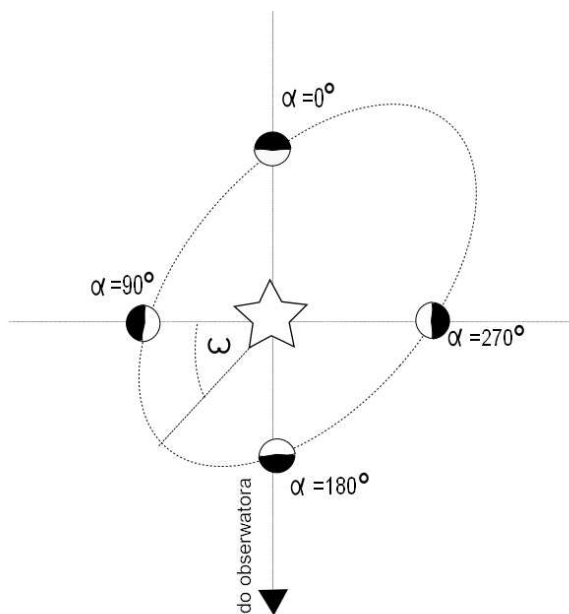
zatem im bliżej macierzystej gwiazdy znajduje się planeta, tym jaśniej świeci. Z drugiej jednak strony, możliwość uchwycenia planety zależy od jej odległości katowej od gwiazdy: im bliżej gwiazdy znajduje się planeta, tym trudniej rozdzielić obraz tych dwóch obiektów. Odległość katowa planety i gwiazdy jest równa $\frac{r}{d}$, gdzie d jest odległością do obserwatora. Dlatego też, aby dostrzec planetę, należy usunąć światło pochodzące od gwiazdy. Można to zrobić różnymi metodami. Najprostszą jest zastosowanie koronografu, podobnie jak w przypadku obserwacji korony słonecznej, który po prostu zasłania tarczę gwiazdy, dzięki czemu możliwe jest uchwycenie dalej położonych planet. Najbardziej efektywne są obecnie metody oparte na cyfrowej analizie obrazu. Rysunek 2.12 ukazuje trzy planety krążące wokół gwiazdy HR 8799, widoczne dzięki usunięciu światła pochodzącego bezpośrednio od gwiazdy poprzez zastosowanie dwóch takich metod. Kolejnym sposobem jest zastosowanie zjawiska

interferometrii. Światło gwiazdy jest w niej usuwane poprzez takie ustawienie dwóch obrazów, aby na jednym z nich promieniowanie elektromagnetyczne gwiazdy było w przeciwfazie do promieniowania gwiazdy na drugim obrazie, przez co znoszą się one wzajemnie i obraz gwiazdy znika, pozostawiając widocznym obszar wokół niej, w tym również hipotetyczne planety.

Wszystkie parametry orbity i planety nie mogą być oczywiście jednoznacznie określone na podstawie jednej fotografii, gdyż nie daje ona nawet pewności, że obserwowany obiekt jest grawitacyjnie związany z gwiazdą a nie jest na przykład gwiazdą leżącą w tle. Fotografując planetę w kilku położeniach, można, modelując jej ruch i dopasowując do obserwowanych położeni i zmian jasności, uzyskać informacje zarówno o orbicie jak i planecie.

2.2.2. Zmiany fazy

Gdy planeta porusza się wokół gwiazdy, analogicznie jak w przypadku Księżyca, zmienia się część tarczy widziana przez obserwatora, czyli występują zmiany fazy. Schemat ilustrujący to zjawisko przedstawiony jest na rysunku 2.13.



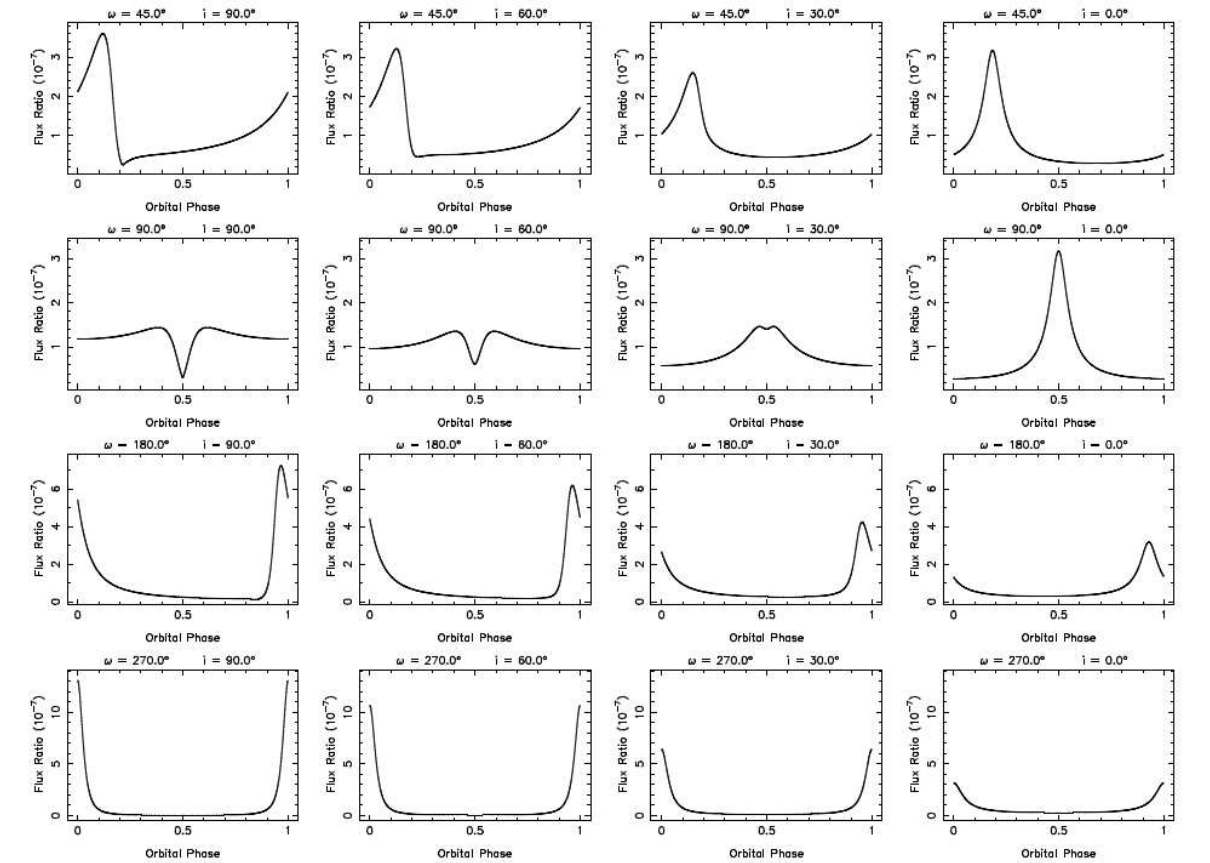
Rysunek 2.13: Zmiany fazy planety w trakcie jej ruchu wokół gwiazdy.

Widoczność planety oraz zmiany jasności wynikające ze zmiany fazy zostały omówione w rozdziale 2.2.1. W najprostszym przypadku sfery odbijającej promieniowanie izotropowo, funkcja zmiany faz $s(\alpha)$ wyraża się wzorem 2.33.

$$s(\alpha) = \frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi}, \quad (2.33)$$

gdzie α opisuje położenie planety względem gwiazdy i obserwatora:

$$\cos \alpha = \sin(\omega + f) \sin i. \quad (2.34)$$



Rysunek 2.14: Kształt krzywej blasku z widocznymi zmianami faz dla różnych wartości długości węzła wstępującego ω i inklinacji i (Kane & Gelino, 2011)

Zjawisko to może być na tyle duże, że pozostawi po sobie ślad na krzywej blasku układu. Największe zmiany występowałyby, gdyby inklinacja orbity była bliska $\frac{\pi}{2}$. W takim wypadku występowałyby dodatkowo tranzyt i okultacja planety. Z tranzytu,

zgodnie z opisem w rozdziale 2.1.5, można uzyskać informacje o promieniu planety, inklinacji oraz wielkiej półosi orbity. Łącząc te wyniki ze zmianami fazy można obliczyć ekscentryczność orbity oraz oszacować albedo planety. Kształt krzywej blasku, uwzględniającej zmiany faz, w zależności od inklinacji i długości węzła wstępującego, został przedstawiony na rysunku 2.14.

Gdy inklinacja jest na tyle mniejsza od $\frac{\pi}{2}$, że nie zachodzi tranzyt, parametry planety są trudniejsze do wyznaczenia. Kształt krzywej blasku jest determinowany przez rozmiar planety, jej albedo i oczywiście kształt i położenie orbity. Przeprowadzając symulacje numeryczne i dopasowując je do obserwowanej krzywej blasku możemy zatem uzyskać informacje o tych parametrach.

2.2.3. Promieniowanie termiczne

Jak każde ciało o niezerowej temperaturze, planety są źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Stosunkowo niskie temperatury powodują, że maksimum rozkładu promieniowania znajduje się w zakresie podczerwieni. Podczas pomiaru promieniowania podczerwonego pochodzącego od gwiazdy posiadającej planetę, jeżeli gwiazda nie emituje znacznych ilości tego promieniowania, nadwyżka pochodząca od planety powinna być zauważalna.

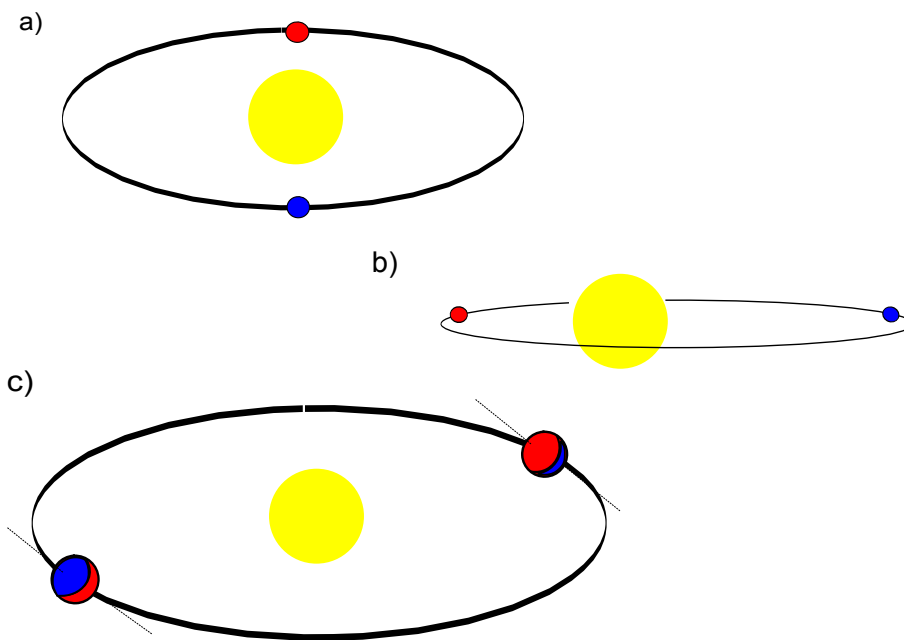
Szczególnie pomocne w identyfikacji promieniowania podczerwonego pochodzącego od planety są zmiany w jego natężeniu wynikające z ruchu orbitalnego planety dookoła gwiazdy, przez co widoczne są części planety o różnych temperaturach. Istnieją trzy zjawiska, dzięki którym (jeśli wyrównywanie temperatur na powierzchni planety zachodzi stosunkowo powoli) możemy obserwować zmiany natężenia promieniowania podczerwonego.

Pierwszym ze zjawisk jest po prostu ruch planety wokół gwiazdy, przez co zmienia się oświetlenie widocznej części planety, co jest analogiczne do zmian fazy w świetle widzialnym, opisanych w rozdziale 2.2.2 (rys. 2.15a)).

Drugie zjawisko to ekscentryczność orbity. Im bliższy jedności jest mimośród orbity, tym większa jest różnica między najmniejszą i największą odległością planety od gwiazdy. Zatem w perycentrum do planety dociera znacznie więcej promieniowania niż w apocentrum. Temperatura powierzchni planety w pierwszym z tych punktów jest wyższa więc emituje ona więcej promieniowania podczerwonego niż w apocentrum

(rys. 2.15b)).

Trzecie zjawisko to nachylenie osi obrotu planety do normalnej do płaszczyzny jej orbity. Efekt tego zjawiska znany jest również na Ziemi w postaci pór roku. Obserwując planetę posiadającą taką własność (w układzie Słonecznym dotyczy to wszystkich planet) widzielibyśmy przy każdym obiegu dwa ekstrema: minimum, gdy na widzianej przez nas półkuli panuje zima, oraz maksimum, gdy panuje na niej lato (rys. 2.15c)).



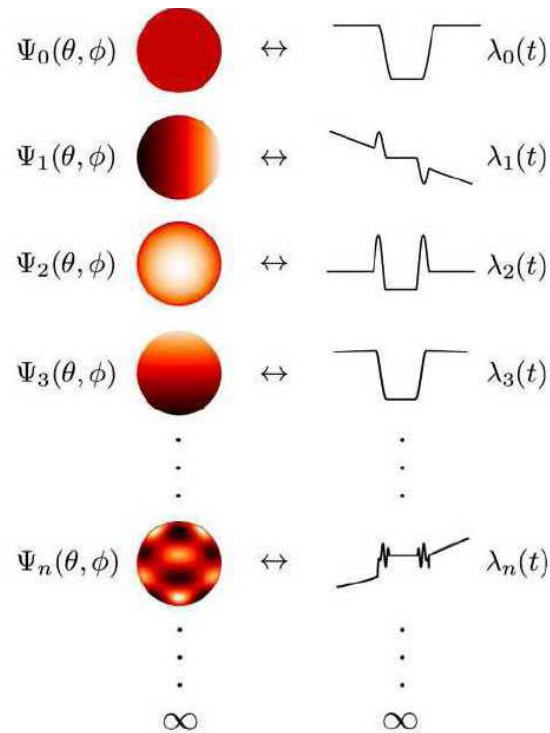
Rysunek 2.15: Zjawiska powodujące zmiany w natężeniu promieniowania podczerwonego: a) ruch wokół gwiazdy, b) ekscentryczność orbity, c) nachylenie płaszczyzny równika do płaszczyzny ekliptyki. Kolor niebieski oznacza obszary chłodniejsze, czerwony - cieplejsze.

Wielkość tych zjawisk i informacje o parametrach z nimi związanych otrzymać można poprzez dopasowanie modeli teoretycznych do obserwowanych krzywych blasku.

Jeśli założymy, że planeta jest ciałem doskonale czarnym, czyli rozkład intensywności jej promieniowania zgodny jest z prawem Plancka, badając widmo możemy oszacować temperaturę powierzchni.

Więcej informacji można uzyskać, gdy inklinacja pozwala na zachodzenie tranzytu

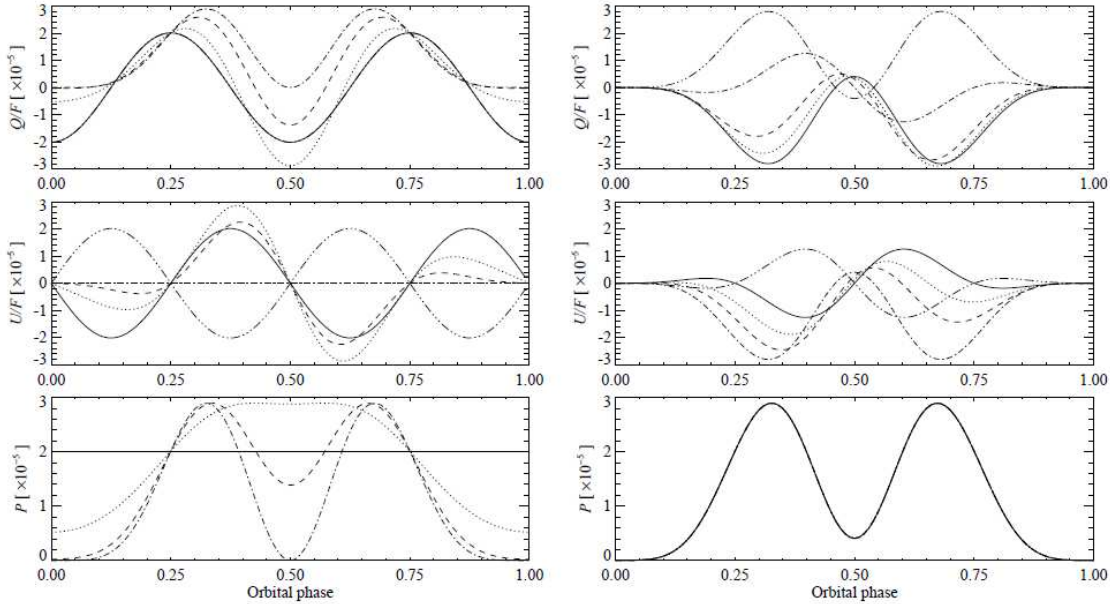
i okultacji planety. Tranzyt opisany jest w rozdziale 2.1.5 natomiast na szczególną uwagę zasługuje tu okultacja. Jeżeli temperatura powierzchni planety jest identyczna we wszystkich jej punktach, krzywa blasku podczas okultacji ma identyczny charakter jak podczas tranzytu. Jeśli jednak na widocznej części planety występują różnice temperatur to poszczególne obszary na tarczy emitują różne ilości promieniowania podczerwonego. W zależności od rozkładu temperatur, krzywe blasku przyjmują różne kształty. Rysunek 2.16 przedstawia kilka modów rozkładu temperatur i wymodelowane dla nich krzywe blasku. Analizując kształt krzywej blasku podczas okultacji można zatem stworzyć dwuwymiarową mapę rozkładu temperatur na powierzchni planety.



Rysunek 2.16: Różne mody rozkładu temperatur na tarczy planety i odpowiadające im krzywe blasku (Majeau et al., 2012)

2.2.4. Polarymetria

Promieniowanie gwiazdy jest promieniowaniem termicznym zatem jest ono niespolaryzowane. Odbicie światła od atmosfery planety, jej powierzchni lub ewentualnych oceanów - zgodnie z prawami elektrodynamiki - powoduje jego częściową polaryzację.



Rysunek 2.17: Wymodelowane zmiany wielkości q , u i p przy zmianie faz planety (Fluri & Berdyugina, 2010).

Intensywność i polaryzacja światła odbitego jest scharakteryzowana przez wektor Stokesa $\vec{I}(I, Q, U, V)$, gdzie I opisuje całkowitą intensywność, $Q = I_0 - I_{90}$, $U = I_{45} - I_{135}$ polaryzację liniową przy czym indeksy oznaczają kąt polaryzacji w pewnym wybranym układzie współrzędnych, a V jest miarą polaryzacji kołowej. Podczas obserwacji mierzone są polaryzacje częściowe:

$$q = \frac{Q}{I} \quad (2.35)$$

$$u = \frac{U}{I} \quad (2.36)$$

oraz wielkość

$$p = \frac{(Q^2 + U^2)^{\frac{1}{2}}}{I} \quad (2.37)$$

Wielkości te zależą głównie od albedo planety (które z kolei zależy od promienia planety, jej budowy i składu chemicznego), inklinacji orbity oraz fazy planety. Przykładowe krzywe zmian q , u oraz p w wyniku ruchu orbitalnego przedstawia rysunek 2.17.

Informacje o planecie i jej orbicie można otrzymać modelując zjawisko polaryzacji i dopasowując teoretyczne zmiany q , u i p do obserwacji.

2.2.5. Promieniowanie radiowe

Timing nie jest jedyną metodą poszukiwania planet, którą natura obdarzyła radioastronomów. Poszukiwania sygnałów od obcych cywilizacji prowadzone były od dawna, jednak nie muszą być one jedynym sygnałem docierającym do nas z odległych światów w zakresie fal radiowych.

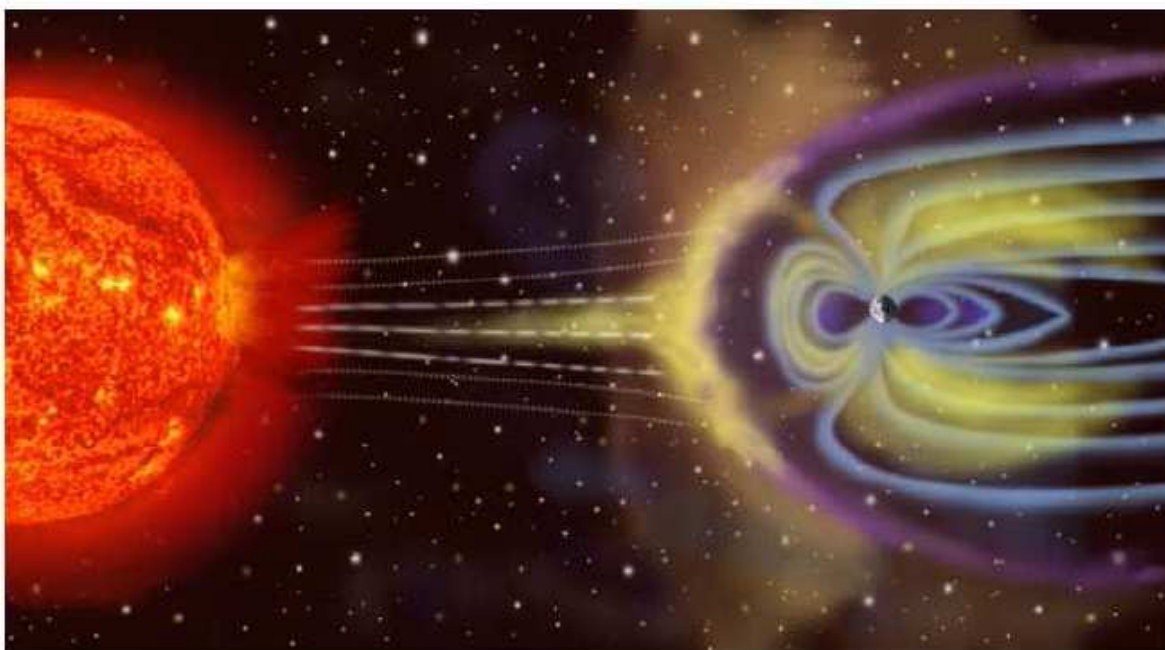
Wokół planet, w których wewnątrz występuje ruch masy, w wyniku działania tzw. efektu dynama, tworzy się pole magnetyczne. Sytuacja taka jest charakterystyczna dla gazowych olbrzymów, ale również niektóre planety skaliste posiadają własne pole magnetyczne, a najbliższym przykładem jest Ziemia. Rysunek 2.18 przedstawia schematycznie pole magnetyczne Ziemi, zmienione w wyniku oddziaływania z wiatrem słonecznym.

Naładowane cząstki (głównie elektrony) związane z wiatrem gwiazdowym, poruszające się w tym polu mogą być z kolei źródłem promieniowania w zakresie fal radiowych. Natężenie promieniowania emitowanego przez magnetosferę planety można scharakteryzować za pomocą wzoru 2.38

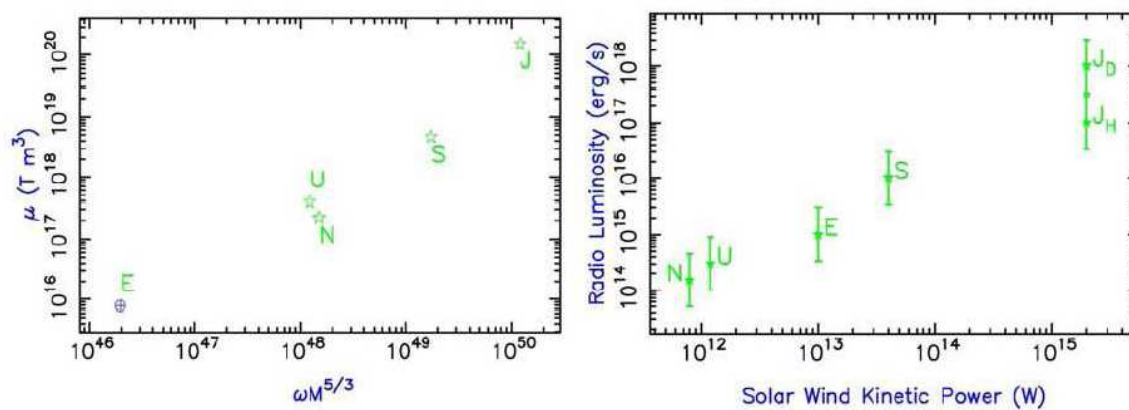
$$F_p(\nu) = \frac{a\nu}{cd}, \quad (2.38)$$

gdzie ν - częstość obserwowanego promieniowania, a - stała, związana z wiatrem gwiazdowym i polem magnetycznym planety, c - prędkość światła, d - odległość do planety. W Układzie Słonecznym najsilniejsze pole magnetyczne posiada Jowisz. Z odległości $4pc$ przy długości fali $1mm$ obserwowany strumień promieniowania wynosiłby około $0,3\mu Jy$ ($1Jy$ (Jansky) = $10^{-26} \frac{W}{Hz \cdot m^2}$).

Wielkość zjawiska niesie zatem informację o polu magnetycznym planety, a poprzez analogię do Układu Słonecznego można wnioskować o charakterze planety, choć nie zawsze można to zrobić jednoznacznie. Rysunek 2.19 przedstawia dwie zależności dla pięciu planet Układu Słonecznego posiadających magnetosfery. Pierwsza z nich



Rysunek 2.18: Ziemskie, dipolowe pole magnetyczne, zmienione w wyniku oddziaływania z wiatrem słonecznym (Lazio et al., 2009)



Rysunek 2.19: Z lewej: zależność momentu magnetycznego planet Układu Słonecznego od częstości ich obrotu wokół osi oraz masy; z prawej: zależność natężenia promieniowania radiowego od mocy wiatru słonecznego (Lazio et al., 2009)

(po lewej) to zależność momentu magnetycznego planet w funkcji częstości obrotu wokół osi oraz masy planety. Widać, że wraz ze wzrostem masy, rośnie wartość momentu magnetycznego. Na drugim wykresie przedstawiona jest zależność natężenia promieniowania radiowego w funkcji mocy wiatru gwiazdowego. Pomimo, iż momenty magnetyczne Urana i Neptuna mają większe wartości niż Ziemi, emitują one mniej promieniowania radiowego niż nasza planeta. Zatem niewielka ilość promieniowania nie musi oznaczać, że mamy do czynienia z planetą typu ziemskiego - może być to daleko położony gazowy olbrzym.

2.2.6. Poszukiwanie linii widmowych

W atmosferze planety, podobnie jak w atmosferze gwiazdy, światło oddziałuje z materią. Wynikiem tego oddziaływania jest powstawanie linii absorpcyjnych lub emisyjnych w widmie światła pochodzącego od planety. Zatem badając widmo promieniowania pochodzącego od gwiazdy posiadającej planetę można odnaleźć linie pochodzące od planety, oczywiście jeśli tylko są wystarczająco wyraźne. Dobrą okazją do poszukiwania linii planety jest tranzyt, jednak skoro ilość światła docierającego od niektórych planet jest wystarczająca do ich obrazowania, najsilniejsze linie widmowe również powinny być zauważalne.

Informację o tym, które linie powstają w atmosferze gwiazdy, a które w atmosferze planety są możliwe do uzyskania poprzez pomiar ich przesunięcia dopplerowskiego, wyrażającego się wzorem 2.10, względem linii uzyskanych w warunkach laboratoryjnych. Prędkość radialna planety jest zawsze skierowana przeciwnie do prędkości radialnej gwiazdy, zatem gdy gwiazda będzie się przybliżała do obserwatora planeta będzie się od niego oddalała, więc linie gwiazdy będą przesunięte ku fioletowi, planety natomiast ku czerwieni i *vice versa*.

Informacją uzyskiwaną niemalże bezpośrednio z obserwacji jest skład chemiczny atmosfery. Jak wiadomo, każdemu pierwiastkowi odpowiada charakterystyczny zestaw linii widmowych, dzięki któremu może być on jednoznacznie zidentyfikowany.

Jeśli uda nam się wykreślić krzywą zmian prędkości radialnych gwiazdy i planety, możemy dla każdego z tych ciał zapisać oddzielną funkcję mas daną równaniem 2.11. Pozwala to wyznaczyć masę gwiazdy i planety pomnożone przez $\sin i$ bez szacowania masy gwiazdy. Pozostałe informacje uzyskiwane są analogicznie jak w zwykłej

metodzie zmian prędkości radialnych (por. rozdział 2.1.4) poprzez dopasowanie symulowanych danych do obydwu krzywych.

2.3. Kombinacje metod

Każda z metod poszukiwania i badania planet ma pewne wady i ograniczenia. Wynikają one przede wszystkim z tego, że nie możemy badać pełnego, trójwymiarowego ruchu ani gwiazd ani planet za pomocą tylko jednej metody. Dlatego pełną informację o orbitach i parametrach fizycznych planet możemy uzyskać dopiero po połączeniu wyników otrzymanych różnymi metodami. Poniżej opisane kombinacje są oczywiście tylko wybranymi z wielu możliwości połączeń.

Zmiany prędkości radialnej gwiazdy posiadającej planetę są tym większe, im inklinacja bliższa jest zeru. Dodatkowo, gdy kąt ten jest wystarczająco mały obserwować można tranzyt planety. Posiadając informacje o obydwu tych zjawiskach możemy uzyskać niemalże wszystkie parametry fizyczne planety i o poznać jej orbitę. Z poszczególnych metod wyznaczamy wszystko dokładnie tak, jak zostało to omówione w odpowiednich rozdziałach. Okazuje się, że metoda tranzytów dostarcza nam informacji, której brakowało do obliczenia masy planety: $\sin i$. Dokładne wyznaczenie masy pozwala stwierdzić czy obiekt, z którym mamy do czynienia na pewno jest planetą czy też może brązowym karłem.

Gdy zostanie osiągnięta odpowiednio duża dokładność obserwacji astrometrycznych, pozwolą one zbadać w pełni ruch gwiazdy w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku widzenia. Natomiast pomiary prędkości radialnej gwiazdy dostarczają pełnej informacji o ruchu gwiazdy w kierunku równoległym do kierunku widzenia. Zatem łącząc te dwie metody otrzymujemy całkowitą informację o ruchu gwiazdy we wszystkich trzech wymiarach przestrzeni euklidesowej w czasie. Dla takiego połączenia nie będzie jednak możliwa ocena promienia planety.

2.4. Inne parametry możliwe do wyznaczenia

2.4.1. Temperatura

Znając temperaturę efektywną T_{eff} i promień R_* gwiazdy macierzystej oraz odległość planety od gwiazdy a_p można obliczyć górne ograniczenie dla temperatury planety (przyjmując, że planeta nie posiada własnego źródła ciepła).

Całkowita moc promieniowana przez jednostkę powierzchni gwiazdy o temperaturze efektywnej T_{eff} opisana jest prawem Stefana-Boltzmann'a:

$$L = \sigma T_{eff}^4 \quad (2.39)$$

przy czym $\sigma \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K}$ jest stałą Stefana-Boltzmann'a. Moc promieniowana przez całą gwiazdę jest zatem równa:

$$L_{tot} = L 4\pi R_*^2 \quad (2.40)$$

W odległości, w której znajduje się planeta moc promieniowania wynosi:

$$W = \frac{L_{tot}}{4\pi a_p^2} \quad (2.41)$$

Niech promień planety wynosi R_p . Moc promieniowania pochłanianego przez planetę (przy założeniu że jest ona ciałem doskonale czarnym) wynosi:

$$E = W \pi R_p^2 \quad (2.42)$$

Jeśli proces wyrównywania temperatury na powierzchni planety jest wydajny, zaabsorbowana moc przypadająca na jednostkę powierzchni wyraża się przez:

$$L_p = \frac{E}{4\pi R_p^2} \quad (2.43)$$

Korzystając ponownie z prawa Stefana-Boltzmann'a tym razem dla planety, otrzymujemy wyrażenie na średnią temperaturę powierzchni planety:

$$T_p = \left(\frac{L_p}{\sigma}\right)^{\frac{1}{4}} = T_{eff} \left(\frac{R_*}{2a_p}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.44)$$

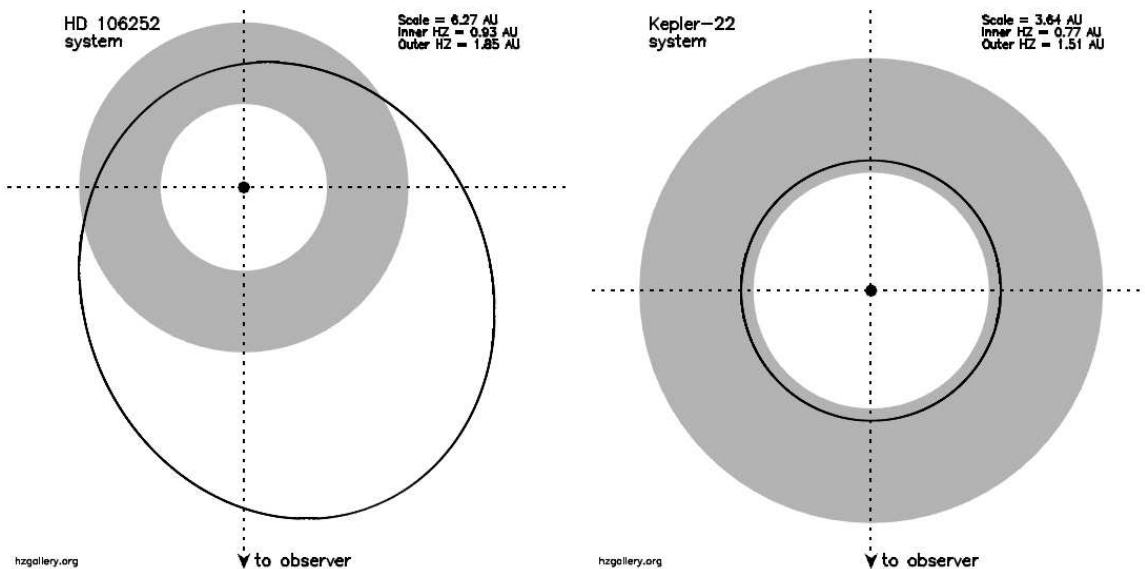
Ponadto, jeśli znane jest albedo planety A oraz współczynnik F opisujący proces transportu ciepła, można dokładniej oszacować jej temperaturę. Albedo jest stosunkiem energii odbitej od powierzchni do energii padającej, zatem część energii pochłonięta przez planetę to $1 - A$. Wprowadzając te poprawki do wzoru 2.44 otrzymujemy:

$$T_p = \left(\frac{L_p}{\sigma}\right)^{\frac{1}{4}} = T_{eff} \left(\frac{R_*}{2a_p}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 - A}{F}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.45)$$

2.4.2. Strefa życia

Głównym powodem, dla którego rozpoczęto poszukiwania planet wokół innych gwiazd była chęć odpowiedzi na pytanie czy jesteśmy sami we Wszechświecie. Podstawowym wyznacznikiem życia w formie znanej z Ziemi jest obecność wody, najlepiej w stanie ciekłym, oraz związków organicznych (np. metanu).

Strefa życia (z ang. *habitable zone*) jest zdefiniowana jako kulisty obszar wokół gwiazdy, w którym na powierzchni planety lub jej księżyca woda może występować w stanie ciekłym tylko dzięki wpływowi samej gwiazdy (tzn. bez uwzględniania wewnętrznych źródeł ciepła planet i księżyców). Promień sfery, ograniczającej strefę życia od wewnątrz jest zdefiniowany jako odległość, w której na planecie efekt cieplarniany doprowadza wodę do parowania. Promień sfery ograniczającej tą strefę z zewnątrz jest odległością dla jakiej na planecie, której atmosfera nie zawiera CO_2 temperatura powierzchni wynosi 273K (Kane & Gelino, 2012).



Rysunek 2.20: Schematyczne przedstawienie stref życia oraz orbit planet krążących wokół dwóch gwiazd (Kane & Gelino, 2012).

Nie oznacza to oczywiście, że jeśli planeta znajduje się w tym obszarze, to woda na niej występująca jest na pewno w stanie ciekłym, gdyż zależy to też na przykład od albedo planety. Z drugiej strony, również planeta znajdująca się poza strefą życia

może zawierać ciekłą wodę np. gdy posiada wewnętrzne źródło ciepła.

Rysunek 2.20 przedstawia obszary stref życia dla dwóch gwiazd, wraz z zaznaczonymi orbitami planet wokół nich krążących. Orbity obydwu planet przechodzą przez strefę życia, jednak duża ekscentryczność orbity planety po lewej stronie rysunku sprawia, że większość czasu spędza ona poza tą strefą.

Niestety nawet pewność, że odkryta planeta skalista, na której odnaleziono wodę i związki organiczne znajduje się w strefie życia nie daje gwarancji, że życie faktycznie na niej istnieje. Nie wykluczone jest również, że planeta odrzucona przez astrobiologów może być siedliskiem innych form życia, które zginęłyby w warunkach ziemskich. Tak więc, z obecną technologią, jedyną drogą do uzyskania całkowitej pewności, że nie jesteśmy sami we Wszechświecie jest poszukiwanie sygnałów od pozaziemskich cywilizacji.

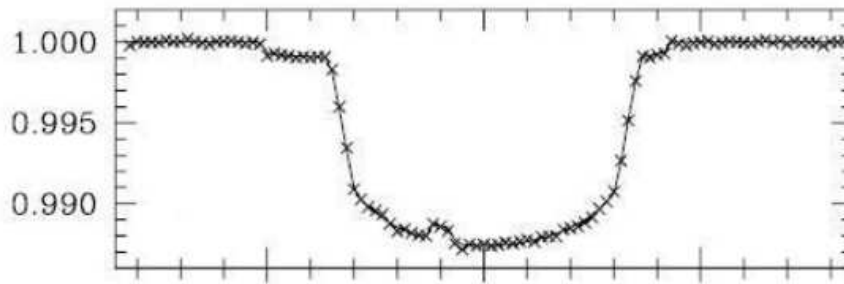
2.4.3. Księżycy i pierścienie

Z obserwacji Układu Słonecznego wiemy, że planety rzadko występują jako samotne obiekty. Sześć z ośmiu planet krążących wokół Słońca posiada naturalne satelity w postaci księżyców bądź pierścieni.

Choć księżyc z definicji powinien być znacznie mniejszy od planety, w niektórych przypadkach może on przewyższać rozmiarami małe planety. To sprawia, że poszukiwania planet w strefie życia nie kończą się na planetach skalistych. Księżycy gazowych olbrzymów, poruszających się w tym obszarze, mogą być doskonałym nośnikiem życia pozaziemskiego.

Nie istnieje osobna metoda, pozwalająca na poszukiwania egzoksiężyców. Jedynym śladem, sugerującym ich obecność są zaburzenia i dodatkowe efekty, pojawiające się przy poszukiwaniu planet, np. dodatkowe ekstrema na krzywej blasku podczas tranzytu bądź podczas mikrosoczewkowania. Przykładowa, teoretyczna krzywa blasku powstająca w wyniku tranzytu planety z księżycem przedstawiona została na rysunku 2.21.

Innym typem zaburzenia powodowanym przez księżyc w przypadku tranzytu może być nieregularność występowania kolejnych tranzytów bądź też zmienna długość czasu ich trwania. Duża czułość timingu oraz mikrosoczewkowania nawet na niewielkie obiekty również może hipotetycznie pozwolić na odkrycie tego typu ciał.



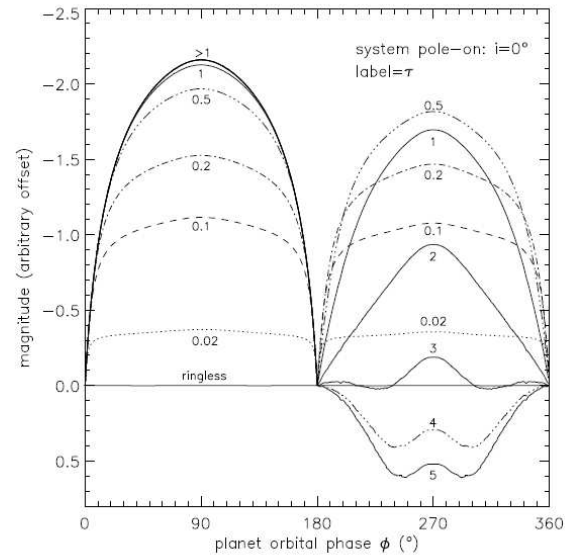
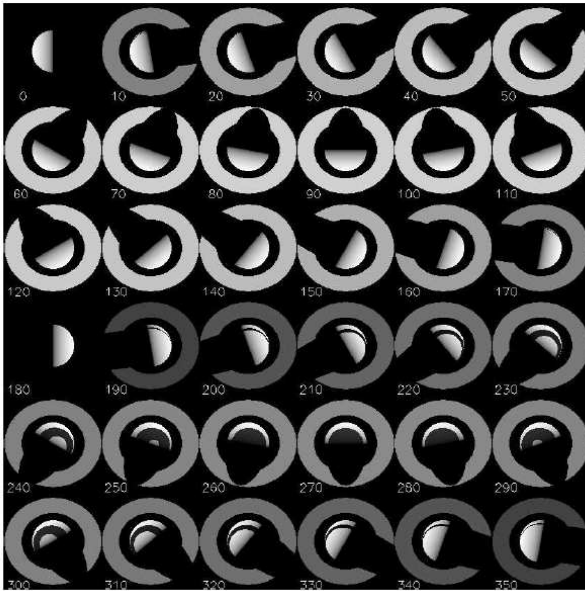
Rysunek 2.21: Symulowana krzywa blasku podczas tranzytu planety posiadającej księżyc (Campanella, 2009)

Z oczywistych powodów wydaje się, że w tej kwestii zdecydowanie skuteczniejsze będą metody pośrednie. Nie jest jednak wykluczone, że w niedalekiej przyszłości dzięki zastosowaniu interferometrii będziemy w stanie rozdzielić obraz planety i krążącego wokół niej księżycyca.

Pierścienie z kolei są bezpośrednio związane z planetą, zatem ich obecność można stwierdzić badając własności planety.

W Układzie Słonecznym pierścieniami opasane są tylko planety gazowe, przy czym najdorodniejsze są pierścienie Saturna, widoczne nawet przez małe teleskopy. Pierścienie pozostałych planet są ledwie dostrzegalne w świetle widzialnym. Obserwując Saturna z powierzchni Ziemi w ciągu kilku lat łatwo dostrzec zmiany kąta nachylenia pierścieni do kierunku widzenia. Pierścienie są dodatkowym elementem odbijającym światło, zatem oczywiste jest, że zmiany fazy dla planety je posiadającej będą bardziej skomplikowane niż dla zwykłych planet. Zmiany te będą zależne nie tylko od inklinacji, ekscentryczności i albedo ale również od kąta nachylenia osi planety do płaszczyzny orbity. Rysunek 2.22 przedstawia symulację zmian fazy planety posiadającej pierścienie wraz z odpowiadającą tym zmianom krzywą blasku.

Pierścienie mogą również zostać „zdemaskowane” podczas tranzytu. Jeśli kąt nachylenia osi planety do kierunku widzenia będzie na tyle duży, że pomiędzy pierścieniem a planetą będzie widoczna wolna przestrzeń, na krzywej blasku mogą pojawić się niejednostajności, wynikające z niejednostajnego zasłaniania powierzchni gwiazdy przez pierścienie i planetę.



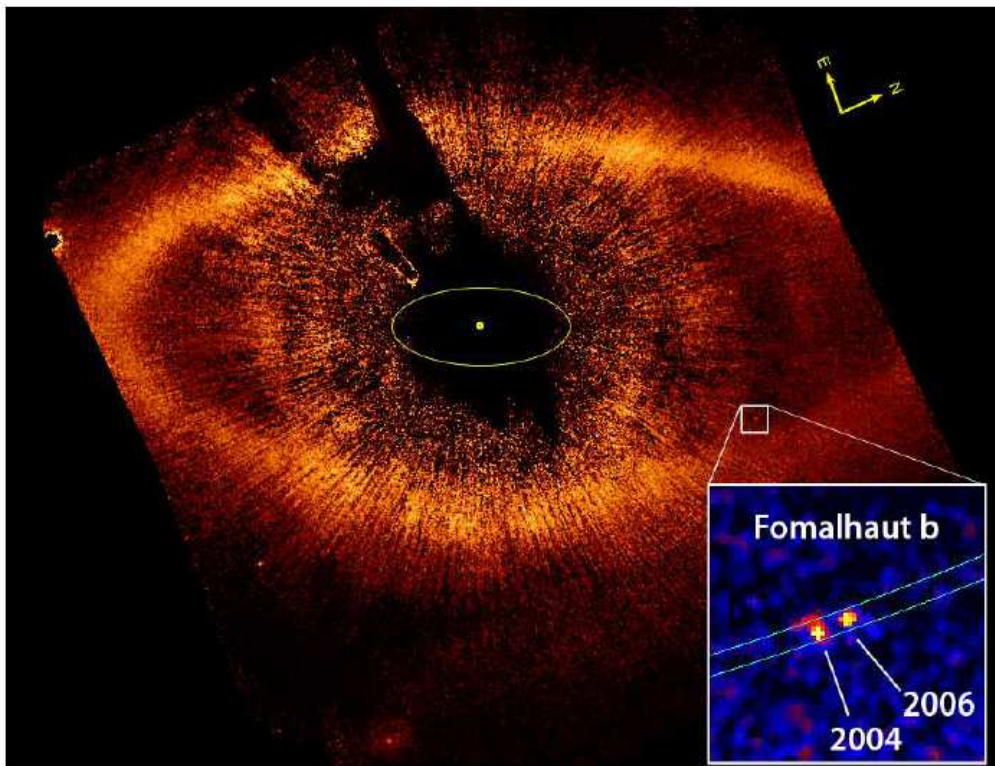
Rysunek 2.22: Wymodelowane krzywe blasku, uwzględniające odbicie światła od planety posiadającej pierścienie (Arnold & Schneider, 2006)

2.4.4. Dyski wokół gwiazd

Według ogólnie przyjętej teorii powstawania układów planetarnych, etapem poprzedzającym tworzenie planet jest istnienie tzw. dysku protoplanetarnego wokół gwiazdy, złożonego z niewielkich brył skalnych i pyłu. W wyniku łączenia się brył pod wpływem grawitacji z dysku powstają planety. W przypadku Układu Słonecznego, część materii z dysku protoplanetarnego nie utworzyła planety i pozostała do dziś tworząc tzw. pas Kuipera.

Dyski, podobnie jak planety, odbijają światło pochodzące od gwiazdy, a same emitują tylko promieniowanie termiczne w zakresie podczerwieni. Ich obecność można stwierdzić poprzez pomiar promieniowania podczerwonego lub, dla pobliskich gwiazd, poprzez obrazowanie. Pierwszym takim obiektem, był dysk odkryty wokół gwiazdy βPic . Został on odkryty, dzięki obserwacjom satelity IRAS, które wykazały nadwyżkę promieniowania podczerwonego względem podobnych gwiazd. Późniejsze zdjęcia gwiazdy potwierdziły obecność dysku głównego oraz mniejszego dysku nachylonego do pierwszego pod niewielkim kątem (Smith, 1992). Wokół gwiazdy krąży również planeta o masie około ośmiokrotnie większej niż masa Jowisza.

Rysunek 2.23 przedstawia zdjęcie dysku pyłowego, podobnego do pasa Kuipera, oraz hipotetycznej planety wokół gwiazdy Fomalhaut. Istnienie planety nie jest jak dotąd potwierdzone (Janson et al., 2012).



Rysunek 2.23: Dysk pyłowy i hipotetyczna planeta wokół gwiazdy Fomalhaut (Kalas et al., 2008).

Obserwacja układów planetarnych w różnych stadiach ewolucji planet i gwiazd pozwala na weryfikację naszych teorii dotyczących ich powstawania i późniejszego losu, a także na lepsze poznanie naszego własnego Układu Słonecznego.

3. Zależności pomiędzy parametrami planet pozasłonecznych

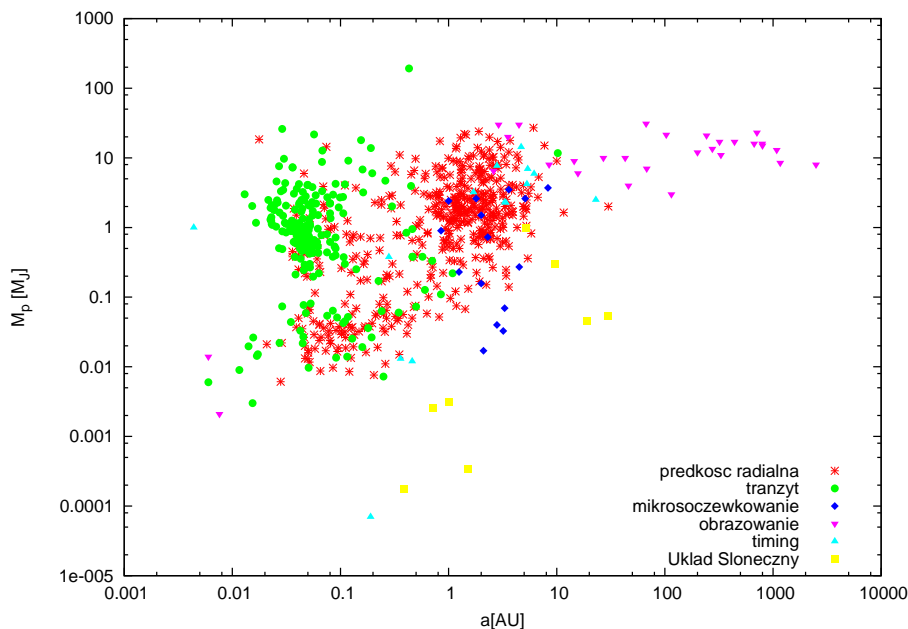
Dane użyte w niniejszej części pracy zostały zaczerpnięte z [http : //exoplanet.eu/](http://exoplanet.eu/).

3.1. Masa i półoś wielka orbity

Spoglądając na Układ Słoneczny łatwo zauważyć zależność rozmiarów planet od odległości od Słońca. Cztery planety krążące najbliżej, czyli Merkury, Wenus, Ziemia i Mars są to tak zwane planety typu ziemskiego, czyli stosunkowo niewielkie i zbudowane ze skał ciała. Cztery kolejne, oddzielone od pierwszej czwórki pasem planetoid to tzw. gazowe olbrzymy. Największy z tej grupy - Jowisz - ma średnicę ponad 11-krotnie większą niż ziemska. Gęstości tych planet są natomiast niewielkie (gęstość Saturna jest mniejsza od gęstości wody). Taki rozkład planet wydaje się nie być wynikiem przypadku, lecz zjawiska, które sprawiło, że cztery najbliższe Słońcu planety zostały pozbawione grubych, gazowych powłok. Ale czy w przypadku innych układów planetarnych jest podobnie? Czy taka zależność rozkładu mas planet obowiązuje również dla innych układów planetarnych?

Rysunek 3.1 przedstawia zależność masy planet pozasłonecznych oraz Układu Słonecznego od odległości od gwiazd macierzystych. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że planety dzielą się na trzy grupy. Pierwsza z nich to masywne ciała, krążące na ciasnych orbitach, czyli tzw. gorące jowisze (o temperaturach w dalszej części). Drugą stanowią również masywne, lecz leżące dalej planety czyli analogi planet zewnętrznych Układu Słonecznego. Ostatnia grupa to mało masywne planety, leżące bliżej gwiazd niż planety grupy drugiej. Wynika z tego, że schemat budowy Układu Słonecznego nie jest powszechnie obowiązującym. Istnieją układy planetarne, w których planety olbrzymy leżą bliżej gwiazd macierzystych niż Merkury.

Podział danych ze względu na metody pozwala stwierdzić, jakie planety odkrywano są poszczególnymi metodami. Wyraźnie najliczniejsze są planety odkryte dzięki zmianom prędkości radialnych. Czułość tej metody jest największa dla planet o masach rzędu masy Jowisza i większych. Podobne przedziały zajmują planety odkryte dzięki mikrosoczewkowaniu, choć ich ilość jest jeszcze niewielka. Metoda tranzytów



Rysunek 3.1: Zależność masy od odległości od gwiazd macierzystych dla planet pozasłonecznych (z podziałem na metody odkrycia) i planet Układu Słonecznego.

pozwała na odkrywanie planet krążących w odległości mniejszej niż $1AU$, choć jak widać zdarzają się wyjątki znacznie odbiegające od reguły. Najbardziej rozrzucone są planety odkryte za pomocą timingu, ze względu na dużą czułość tej metody. Najdalej położone są planety, które udało się sfotografować, czyli odkryte przez obrazowanie.

Planety Układu Słonecznego wyraźnie odbiegają od pozostałych. Można zatem stwierdzić, że podział planet na trzy grupy z pewnością będzie się zacierał w miarę odkrywania nowych planet oraz ulepszania istniejących i stosowania nowych metod.

3.2. Masa i promień planety

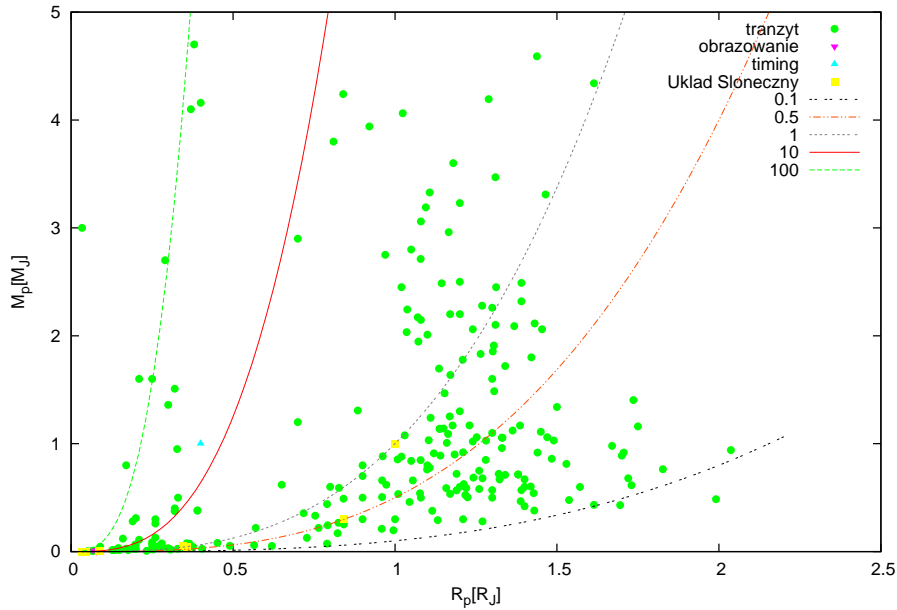
Zależność masy od promienia dla planety o danej średniej gęstości materii ρ powinna być zgodna z wzorem 3.1

$$M_p = \rho \frac{4}{3} \pi R_p^3, \quad (3.1)$$

bądź, jeśli wyrazimy wszystkie wielkości w wielkościach jowiszowych

$$M_p[M_J] = \rho[\rho_J](R_p[R_J])^3. \quad (3.2)$$

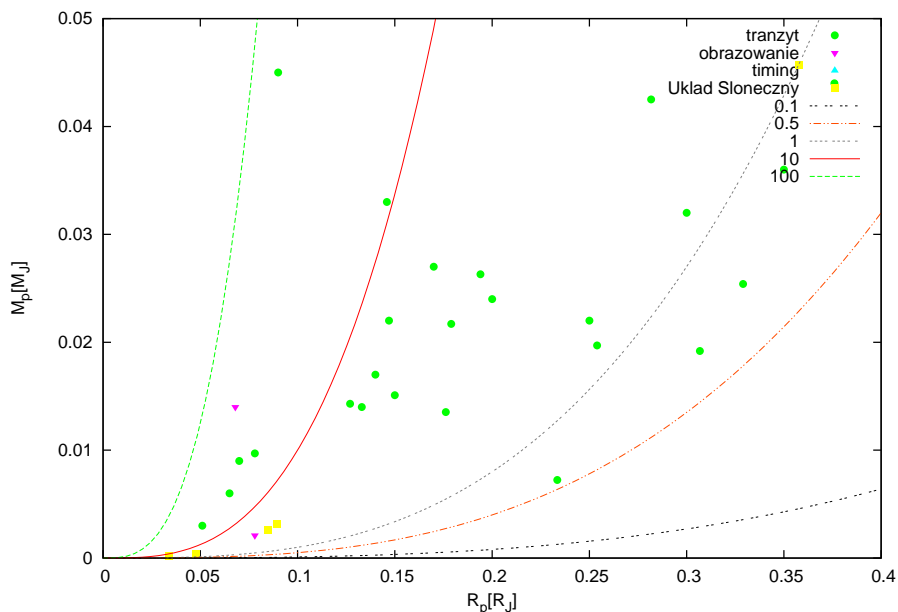
Na rysunkach 3.2 oraz 3.3 przedstawiona została zależność masy od promienia dla planet pozasłonecznych oraz dla planet Układu Słonecznego. Dodatkowo wykreślone zostały krzywe dane równaniem 3.2 dla różnych wartości ρ .



Rysunek 3.2: Zależność masy od promienia planety. Narysowane linie, są teoretycznymi zależnościami między masą i promieniem danymi równaniem 3.2. Opisy linii zawierają gęstości, wyrażone w gęstościach Jowisza.

Jak widać, niektóre z krzywych są dobrym dopasowaniem dla części punktów. Przedział występujących gęstości sięga od dziesiątych części do około stu gęstości Jowisza. Gęstość planet typu ziemskiego zaczyna się przy około 4 gęstościach Jowisza.

Zdecydowanie dominującą grupą planet na wykresach są planety odkryte za pomocą tranzytu. Nie ma natomiast żadnej planety, która została odkryta poprzez pomiary prędkości radialnych. Wynika to z tego, że gdy zachodzi tranzyt, inklinacja orbity jest bliska $\frac{\pi}{2}$, a zatem, jeśli planeta jest odpowiednio duża, prędkość radialna również może być mierzona. W ten sposób otrzymujemy informacje o masie i promieniu. Z kolei odkrycie planety za pomocą efektu Dopplera nie implikuje konieczności



Rysunek 3.3: Zależność masy od promienia planety. Narysowane linie, są teoretycznymi zależnościami między masą i promieniem danymi równaniem 3.2. Opisy linii zawierają gęstości, wyrażone w gęstościach Jowisza.

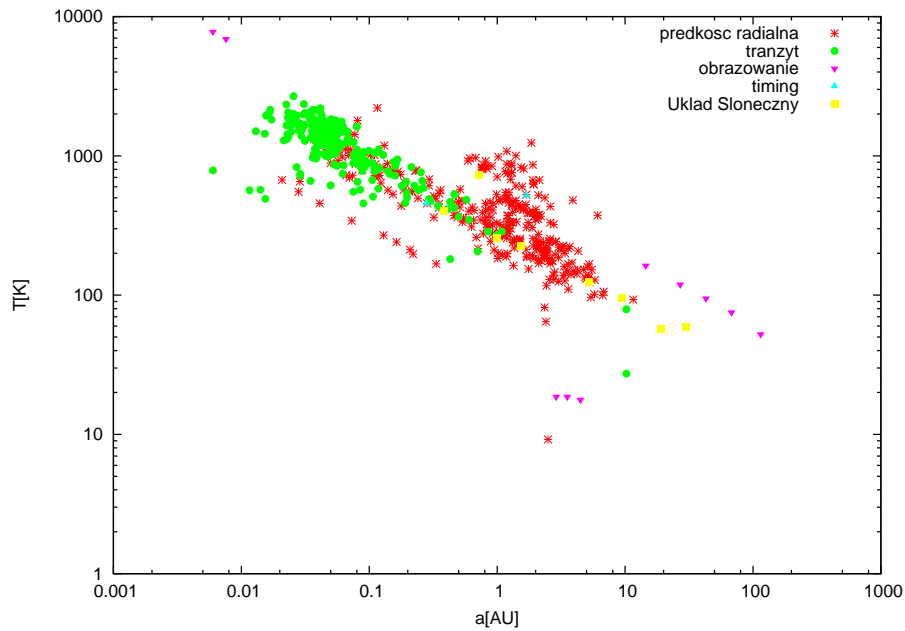
zachodzenia tranzytu, a co za tym idzie, nie zawsze jest możliwość oceny promienia planety.

3.3. Temperatura i półoś wielka orbity

Największym źródłem ciepła w układach planetarnych są gwiazdy centralne. Dzięki pochłanianiu promieniowania zgodnie z prawami opisanymi w rozdziale 2.4.1, planety mogą osiągać znaczne temperatury nie posiadając wewnętrznych źródeł ciepła.

Rysunek 3.3 przedstawia zależność temperatury planet pozasłonecznych oraz Układu Słonecznego od ich odległości od gwiazd macierzystych. Temperatury planet zostały obliczone zgodnie z wzorem 2.45, przy czym albedo oraz współczynnik F opisujący przepływ ciepła przyjęto jako identyczne dla wszystkich planet zgodnie z wartościami, które przyjęli Udalski et al. (2008). Temperatury planet Układu Słonecznego znane są z dość dużą dokładnością dzięki pomiarom sond kosmicznych.

Zastosowanie skali logarytmicznej pozwala stwierdzić, że istnieje wyraźne wi-



Rysunek 3.4: Zależność temperatury od odległości od gwiazdy macierzystej dla planet pozasłonecznych oraz planet Układu Słonecznego. Przy obliczeniach temperatury planet przyjęto $A = 0.3, F = \frac{1}{2}$

doczna zależność pomiędzy tymi parametrami. Wynika to z tego, że planety, dla których znane są parametry umożliwiające oszacowanie temperatury krążą wokół podobnych gwiazd, głównie ciągu głównego, a im bliżej gwiazdy znajduje się planeta, tym więcej otrzymuje promieniowania. Odgałęzienie powstające w centralnej części jest wynikiem wyższej temperatury gwiazd, wokół których krążą odpowiadające tym punktom planety. Znajduje się w nim również jedna z planet Układu Słonecznego, zdecydowanie odbiegająca od linii wyznaczonej przez pozostałe. Tą planetą jest Wenus, a podwyższona temperatura jest wynikiem działania efektu cieplarnianego w jej atmosferze.

4. Wyznaczanie parametrów fizycznych OGLE-TR-56b oraz OGLE-TR-122b

4.1. OGLE-TR-56b

Towarzysz gwiazdy noszącej nazwę OGLE-TR-56 został odkryty dzięki tranzytowi, odnalezionemu w danych polskiego projektu OGLE (The Optical Gravitational Lensing Experiment). Dane fotometryczne, użyte w tej części pracy pochodzą z bazy danych projektu OGLE, natomiast pomiary prędkości radialnej zostały zaczerpnięte z pracy Bouchy et al. (2005).

Gwiazda OGLE-TR-56 znajduje się w gwiazdozbiornie Strzelca. Podstawowe informacje o gwiazdzie zawiera tabela 4.1.

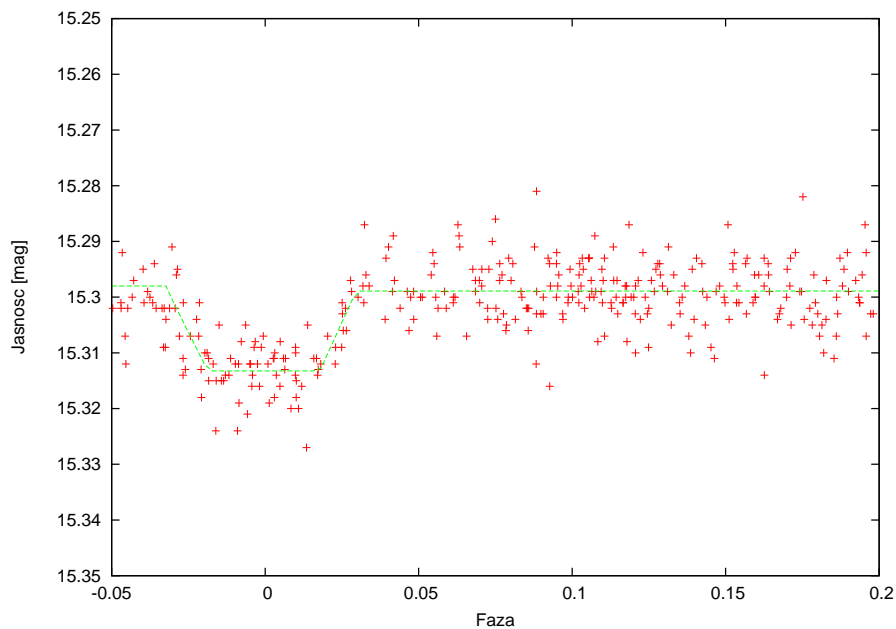
Masa $M_*[M_\odot]$	1.17 ± 0.04
Promień $R_*[R_\odot]$	1.32 ± 0.06
Typ widmowy	G
Temperatura efektywna $T_{eff}[K]$	$\sim 6000K$
Rektascensja $\alpha[2000]$	$17^h56^m36^s,0$
Deklinacja $\delta[2000]$	$-29^\circ32'21''$

Tablica 4.1: Parametry gwiazdy OGLE-TR-56.

Tranzyt

Rysunek 4.1 przedstawia krzywą blasku OGLE-TR-56, powstałą w wyniku sfazowania danych fotometrycznych z okresem, jak podają Bouchy et al. (2005), wynoszącym $P = 1,21192$ dnia. Punkt zerowy fazy odpowiada środkowi tranzytu.

Teoretyczna krzywa blasku powstała poprzez dopasowanie do danych czterech prostych metodą najmniejszych kwadratów. Dopasowanie to nie uwzględnia pocienienia brzegowego gwiazdy. Wyznaczona w ten sposób jasność gwiazdy przed tranzytem wynosi $m_0 = 15^m,299 \pm 0^m,006$, natomiast podczas maksymalnego spadku jasności $m_1 = 15^m,313 \pm 0^m,006$.



Rysunek 4.1: Zmierzona krzywa blasku OGLE-TR-56 i dopasownie teoretyczne.

Jeśli nie uwzględniamy pociemnienia brzegowego gwiazdy, możemy zapisać:

$$m_0 = -2,5 \log(F \pi R_*^2) + const \quad (4.1)$$

$$m_1 = -2,5 \log(F \pi (R_*^2 - R_p^2)) + const \quad (4.2)$$

gdzie F jest jasnością jednostki powierzchni tarczy gwiazdy, R_p promieniem ciała powodującego tranzyt. Odejmując te równania stronami, po krótkich przekształceniach otrzymujemy:

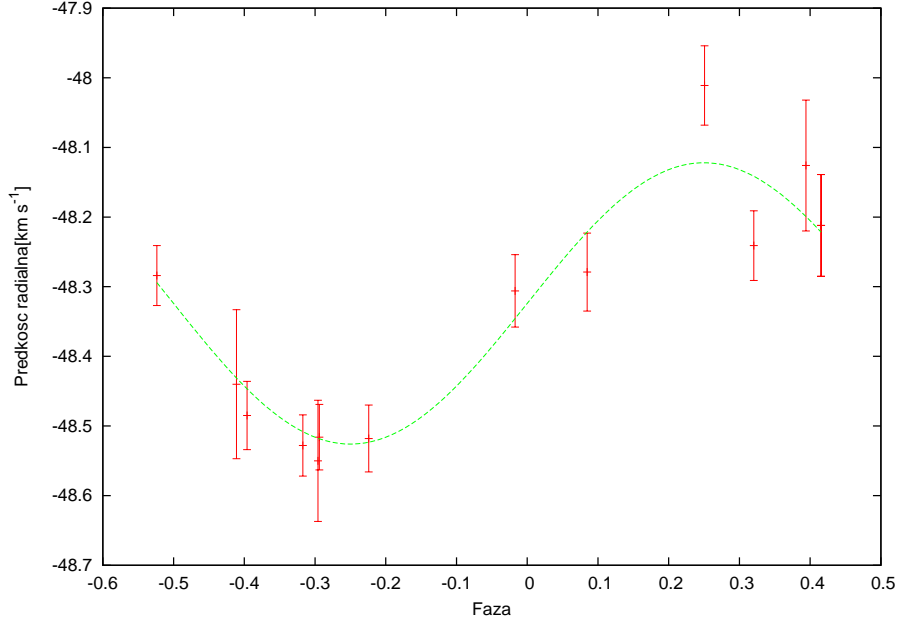
$$\frac{R_p}{R_*} = 1 - 10^{\frac{m_0 - m_1}{2,5}} \quad (4.3)$$

Obliczony w ten sposób promień ciała tranzytującego wynosi $1,47 \pm 0,69 R_J$.

Kolejną informacją, którą otrzymujemy z krzywej blasku jest stosunek $\frac{a}{R_*}$ dany równaniem 2.14, przy czym czas trwania tranzytu $t_T \approx 0,074$ dnia, natomiast czas trwania „płaskiej” części tranzytu $t_F \approx 0,044$ dnia. Pozwala to wyznaczyć wielką półoś orbity ciała, która w tym wypadku wynosi około 0,028 jednostki astronomicznej. Znając a oraz czas trwania tranzytu t_T i korzystając z wzorów 2.16 oraz 2.15 można oszacować inklinację orbity ciała tranzytującego. Dla OGLE-TR-56b wynosi ona około 77° .

Zmiany prędkości radialnej

Pomiary prędkości radialnej gwiazdy zostały przedstawione na rysunku 4.2. Dane również zostały sfazowane przy czym faza zerowa odpowiada punktowi, w którym prędkość radialna jest równa prędkości środka masy.



Rysunek 4.2: Zmierzone prędkości radialne gwiazdy OGLE-TR-56 i dopasowania krzywą.

Do punktów pomiarowych, metodą najmniejszych kwadratów, została dopasowana krzywa, dana równaniem 4.4

$$V_r = K \sin(\omega x) + V_b, \quad (4.4)$$

gdzie $\omega = \frac{2\pi}{P}$ jest częstością obiegu gwiazdy wokół barycentrum, V_b jest natomiast prędkością barycentrum układu. Przyjęte zatem zostało, że orbita gwiazdy jest kołowa (mimośród $e = 0$). Wyznaczona w ten sposób półamplituda zmian prędkości K wynosi $0,202_{-0,021}^{+0,02} \frac{km}{s}$, a prędkość barycentrum $V_b = -48,324 \pm 0,016 \frac{km}{s}$.

Znajomość K oraz masy gwiazdy pozwala, po skorzystaniu z wzoru 2.12, wyznaczyć masę planety pomnożoną przez sinus inklinacji. Dla ciała towarzyszącego gwiazdzie OGLE-TR-56 $m_p \sin i = 1,17 \pm 0,12 M_J$.

Uproszczone trzecie prawo Keplera, dane równaniem 2.4 pozwala oszacować odległość OGLE-TR-56b od gwiazdy macierzystej na $a \approx 0,024$ jednostki astronomicznej.

Omówienie wyników

Tranzyt dostarcza informacji koniecznej do obliczenia masy OGLE-TR-56b - inklinacji. Dzielać $m_p \sin i$ przez $\sin i$ otrzymujemy $m_p = 1,2 \pm 0,12 M_J$. Tabela 4.2 przedstawia wartości parametrów planety OGLE-TR-56b, które uzyskali Bouchy et al. (2005).

$m_p [M_J]$	$R_p [R_J]$	$i [^\circ]$
$1,18 \pm 0,13$	$1,25 \pm 0,09$	$81 - 83$

Tablica 4.2: Parametry OGLE-TR-56b

Wyznaczone parametry są zatem zgodne z tymi wynikami.

Według definicji przyjętej na wstępie pracy, planetą jest ciało o masie mniejszej niż około $13M_J$ zatem OGLE-TR-56b z pewnością jest planetą. Jej średnia gęstość $\rho_{sr} = m_p / \frac{4}{3}\pi R_p^3$ wynosi niecałe 0,4 gęstości Jowisza, czyli jest to gazowy olbrzym.

Znając odległość planety od gwiazdy oraz promień i temperaturę efektywną gwiazdy, można oszacować temperaturę powierzchni planety. Korzystając z wzoru 2.45, przy założeniu $A = 0,3$ i $F = \frac{1}{2}$ otrzymujemy temperaturę planety $T_p \approx 3000K$. Planeta należy zatem do tzw. gorących jowiszów.

4.2. OGLE-TR-122b

Podobnie jak w przypadku OGLE-TR-56b, ciało krążące wokół gwiazdy OGLE-TR-122 zostało odkryte metodą tranzytów w danych zespołu OGLE. Wykorzystane tutaj dane fotometryczne również pochodzą z projektu OGLE, natomiast pomiary prędkości radialnej pochodzą z pracy Pont et al. (2005)

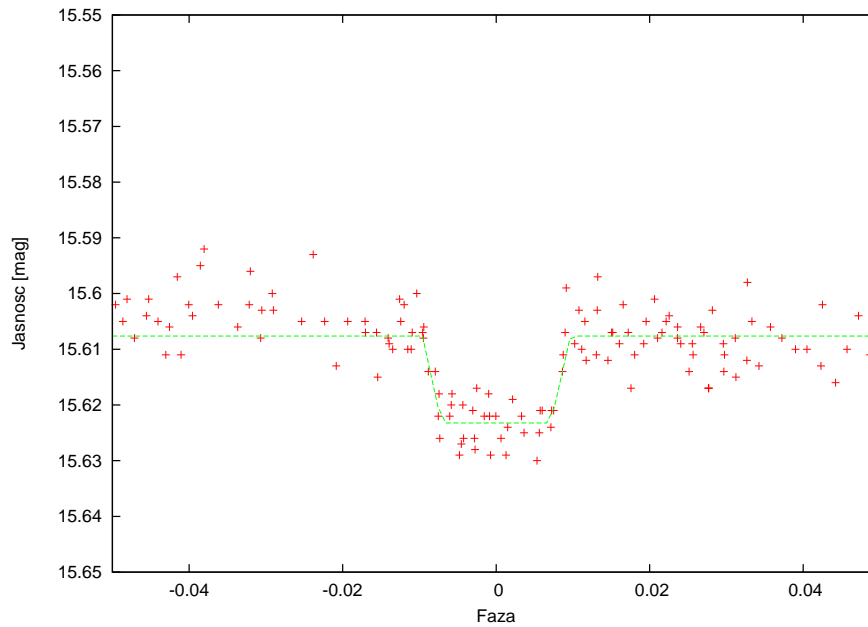
Gwiazda OGLE-TR-122 jest zlokalizowana w kierunku gwiazdozbioru Kilu, a podstawowe informacje o niej zostały zawarte w tabeli 4.3.

Masa $M_*[M_\odot]$	0.98 ± 0.14
Promień $R_*[R_\odot]$	1.05 ± 0.2
Temperatura efektywna $T_{eff}[K]$	$5700[K]$
Rektascensja $\alpha[2000]$	$11^h 06^m 51^s, 99$
Deklinacja $\delta[2000]$	$-60^\circ 51' 45'', 7$

Tablica 4.3: Parametry gwiazdy OGLE-TR-122.

Tranzyt

Krzywa blasku OGLE-TR-122, na której widoczny jest tranzyt przedstawiona została na rysunku 4.3. Dane zostały sfazowane z okresem $P = 7,26867$ (Pont et al., 2005).



Rysunek 4.3: Empiryczna krzywa blasku gwiazdy OGLE-TR-122 i dopasowana krzywa teoretyczna.

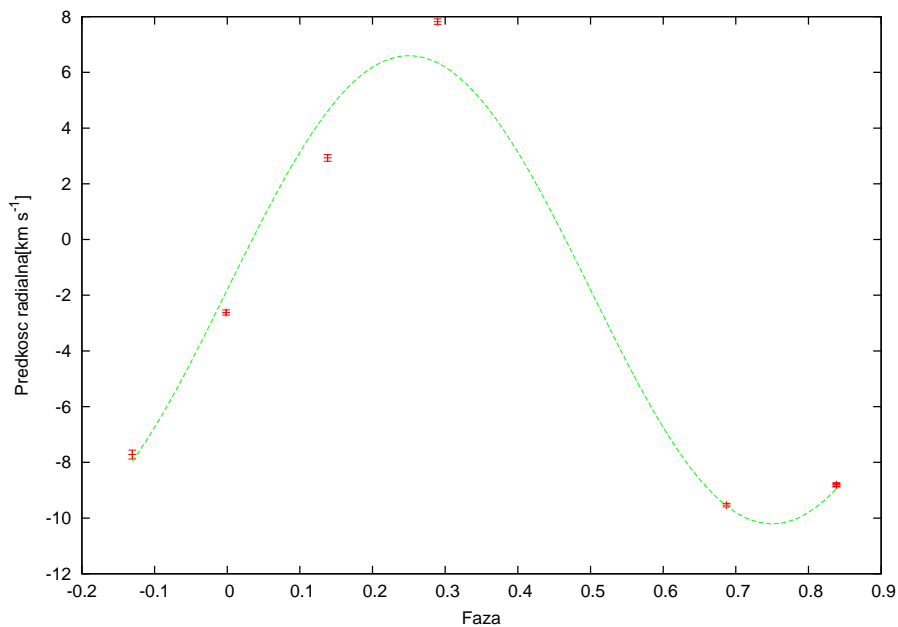
Podobnie jak w przypadku OGLE-TR-56, metodą najmniejszych kwadratów do danych zostały dopasowane cztery proste, zatem nie uwzględnione jest pociemnienie brzegowe gwiazdy. Pozwala to jednak wyznaczyć jasność gwiazdy przed tranzytem

oraz w czasie jego maksimum. Wynoszą one odpowiednio $m_0 = 15^m, 608 \pm 0^m, 005$ oraz $m_1 = 15^m, 623 \pm 0^m, 005$. Obliczony na podstawie wzoru 4.3 promień OGLE-TR-122b wynosi $R_p = 1,22 \pm 0,68R_J$.

Wyznaczone z krzywej blasku czasy trwania tranzytu $t_T \approx 0,14$ dnia oraz minimalnej jasności $t_F \approx 0,103$ pozwalają oszacować wielką półość orbity na $a \approx 0,087AU$. Korzystając z wzorów 2.16 oraz 2.15 i wyznaczając inklinację otrzymujemy $i \approx 87^\circ$.

Zmiany prędkości radialnej

Dane otrzymane przy pomiarach prędkości radialnej gwiazdy OGLE-TR-122 przedstawia rysunek 4.4.



Rysunek 4.4: Wyznaczone wartości prędkości radialnej OGLE-TR-122 z dopasowaniem teoretycznym.

Tak jak w przypadku OGLE-TR-56 do danych metodą najmniejszych kwadratów została dopasowana funkcja dana równaniem 4.4. Najlepiej pasującymi wartościami parametrów są $K = 8,404_{-0,043}^{+0,043} \frac{km}{s}$ oraz $V_b = -1,804_{-0,036}^{+0,035} \frac{km}{s}$. Wyznaczona z wzoru 2.12 na podstawie tej wartości K masa OGLE-TR-122b pomnożona przez sinus inklinacji wynosi $78,74_{-0,40}^{+0,41} M_J$.

Oszacowana przy wykorzystaniu trzeciego prawa Keplera odległość OGLE-TR-122b od gwiazdy macierzystej wynosi około $0,074AU$.

Omówienie wyników

Po podzieleniu $m_p \sin i$ przez sinus inklinacji otrzymanej dzięki tranzytowi otrzymujemy $m_p = 78,85_{-0,40}^{+0,41} M_J$. W tabeli 4.4 przedstawione są wyniki, które otrzymali Pont et al. (2005).

$m_p [M_J]$	$R_p [R_J]$	$i [^\circ]$
92 ± 9	$1,2_{-0,13}^{+0,24}$	$88 - 90$

Tablica 4.4: Parametry OGLE-TR-122b

Promień oraz inklinacja pozostają w zgodzie z uzyskanymi wynikami, niezgodne jest natomiast wyznaczenie masy. Głównym powodem różnicy w wynikach jest z pewnością zaniedbanie ekscentryczności orbity, która, jak podają Pont et al. (2005), wynosi $0,205 \pm 0,008$. W wyniku tego, dopasowanie krzywej prędkości radialnej z rysunku 4.4 jest mniej dokładne.

Każdy z otrzymanych wyników dla masy OGLE-TR-122b jest, mimo wszystko, znacznie większy od $13M_J$. Oznacza to, że ciało to nie może być planetą, lecz gwiazdą o rozmiarach niewiele większych niż Jowisz przy masie stanowiącej $0,076$ masy Słońca, co pozwala na zachodzenie procesów jądrowych.

4.3. Dyskusja

Choć promienie OGLE-TR-56b oraz OGLE-TR-122b są bardzo zbliżone i niewiele większe od promienia Jowisza, okazuje się, że są one ciałami o całkiem odmiennej naturze. Dzięki pomiarom mas dowiadujemy się, że drugie z nich nie jest tym, na co pierwotnie wskazywał promień. OGLE-TR-122 jest jak dotąd najmniejszą ze znanych tranzytujących gwiazd. Masa stanowiąca niecałe 10% masy Słońca mieści się tuż przy granicy, poniżej której nie może zachodzić fuzja wodoru. OGLE-TR-56b okazuje się być średnich rozmiarów planetą, krążącą po ciasnej orbicie.

Zgodnie z tym co zostało napisane w rozdziale 2.3 takie połączenie metod pozwala na potwierdzenie, czy znaleziony obiekt jest planetą. W tym wypadku, zastosowanie tylko metody tranzytów dało by błędny wynik klasyfikacji OGLE-TR-122b.

Bibliografia

- Arnold, L. & Schneider, J. 2006, in IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 105–110
- Bennett, D. P. 2008, Detection of Extrasolar Planets by Gravitational Microlensing, ed. J. W. Mason, 47
- Bouchy, F., Pont, F., Melo, C., et al. 2005, *A&A*, 431, 1105
- Campanella, G. 2009, ArXiv e-prints
- Currie, T., Fukagawa, M., Thalmann, C., Matsumura, S., & Plavchan, P. 2012, ArXiv e-prints
- Deeg, H. J., Doyle, L. R., Kozhevnikov, V. P., et al. 2000, *A&A*, 358, L5
- Eggenberger, A. & Udry, S. 2010, in EAS Publications Series, Vol. 41, EAS Publications Series, ed. T. Montmerle, D. Ehrenreich, & A.-M. Lagrange, 27–75
- Fluri, D. M. & Berdyugina, S. V. 2010, *A&A*, 512, A59
- Janson, M., Carson, J. C., Lafrenière, D., et al. 2012, *ApJ*, 747, 116
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kane, S. R. & Gelino, D. M. 2011, *ApJ*, 729, 74
- . 2012, *PASP*, 124, 323
- Lazio, J., Bastian, T., Bryden, G., et al. 2009, in ArXiv Astrophysics e-prints, Vol. 2010, astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, 177
- Majeau, C., Agol, E., & Cowan, N. B. 2012, *ApJ*, 747, L20

Paczynski, B. 1996, ARA&A, 34, 419

Perryman, M. A. C. 2000, Reports on Progress in Physics, 63, 1209

Pont, F., Melo, C. H. F., Bouchy, F., et al. 2005, A&A, 433, L21

Smith, B. A. 1992, Highlights of Astronomy, 9, 375

Torres, G., Winn, J. N., & Holman, M. J. 2008, ApJ, 677, 1324

Udalski, A., Jaroszyński, M., Paczyński, B., et al. 2005, ApJ, 628, L109

Udalski, A., Pont, F., Naef, D., et al. 2008, A&A, 482, 299

Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145