Jan Skowron

Analiza niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego gwiazd Galaktyki

Rozprawa doktorska
napisana w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Warszawskiego
pod kierunkiem prof. dr. hab. Michała Jaroszyńskiego

Warszawa 2009

Spis treści

Wstęp 7

Literatura 12

1. Mikrosoczewkowanie grawitacyjne 15

1.1. Podstawy 15

1.1.1. Ugięcie światła i wielokrotne obrazy 15

1.1.2. Wzmocnienie 18

1.2. Opis zjawiska mikrosoczewkowania 20

1.2.1. Soczewkowanie przez punktową masę 20

1.2.2. Soczewkowanie przez układy podwójne 24

1.2.3. Soczewkowanie układów gwiazd 29

1.3. Dodatkowe efekty 31

1.3.1. Efekt paralaksy rocznej 31

1.3.2. Widoczne rozmiary soczewkowanego źródła 33

Literatura 35

2. Obserwacje projektu OGLE 37

2.1. Opis projektu 37

2.2. Systemy wczesnego ostrzegania 42

Literatura 43

3. Analiza błędów fotometrii 47

3.1. Wstęp 47

3.1.1. Wcześniejsze badania 48

3.2. Założenia metody 49

3.3. Wyznaczanie parametrów dla krzywych blasku 51

3.4. Wyznaczanie współczynników korekty błędów 52
3.4.1. Parametry dla pól OGLE-III 54
3.5. Podsumowanie 57
Literatura 57

4. Analiza podwójnych soczewek grawitacyjnych 59

4.1. Wstęp 59
4.2. Parametryzacja zjawiska mikrosoczewkowania 59
4.3. Procedura poszukiwania modeli 61
4.4. Nowe parametryzacje 63
4.4.1. Modele z przecięciami kaustyk 63
4.4.2. Trajektorie przechodzące w okolicach kaustyk 68
4.5. Podsumowanie 70
Literatura 71

5. Powtarzające się zjawiska mikrosoczewkowania 73

5.1. Wstęp 73
5.2. Poszukiwania 75
5.2.1. Dane obserwacyjne 75
5.2.2. Wizualna inspekcja krzywych zmian blasku 77
5.2.3. Półautomatyczny algorytm poszukiwawczy 78
5.3. Analiza zjawisk 80
5.3.1. Modelowanie zjawisk 80
5.3.2. Wyniki modelowania 85
5.3.3. Rozkład stosunków mas 90
5.4. Symulacje efektywności detekcji 91
5.4.1. Sztuczne krzywe blasku 92
5.4.2. Rozkład stosunków mas poprawiony na efektywność detekcji 94
5.4.3. Dyskusja liczby zjawisk 95
5.4.4. Symulacje podwójnych źródeł 98
5.4.5. Dyskusja liczby zjawisk w symulacjach podwójnych źródeł . 100

5.5. Ciekawsze krzywe 102
5.5.1. OGLE-1999-BUL-42/OGLE-2003-BLG-220 102
5.5.2. OGLE-2002-BLG-045 103
5.5.3. Krzywe nie będące zjawiskami mikrosoczewkowania 104
5.6. Podsumowanie 105
5.7. Uzupełnienie 107
Literatura 107

6. Wykrywanie zjawisk niestandardowych 109

6.1. Aktualnie stosowane metody wykrywania anomalii 109
6.1.1. Dopasowywanie modeli standardowych 111
6.2. Analiza anomalii i asymetrii 118
6.2.1. Parametr asymetrii krzywej blasku 118
6.2.2. Parametr opisujący liczbę maksimów 123
6.2.3. χ^2 i inspekcja krzywej blasku 125
6.3. Podsumowanie 126
Literatura 128

7. Zakończenie 129

Literatura 131

A. Adresy stron internetowych projektów 135

B. Tabela współczynników korekty błędów fotometrii 137

C. Krzywe blasku znalezionych powtarzających się zjawisk mikrosoczewkowania wraz z modelami podwójnej soczewki . . . 143

Wstęp

Wynikające z Ogólnej Teorii Względności zakrzywienie czasoprzestrzeni zależy od rozkładu mas. W konsekwencji rozkład mas może wpływać na bieg promieni świetlnych, tzn. może powodować zmiany ich kierunku i czasu propagacji. Ogół tego typu zjawisk przyjęto nazywać *soczewkowaniem grawitacyjnym*.

Obserwacyjnych przejawów soczewkowania jest wiele, między innymi powstawanie wielokrotnych obrazów kwazarów oraz silnie zdeformowanych obrazów odległych galaktyk (tak zwane jasne łuki w gromadach galaktyk), przejściowe wzmocnienie światła pochodzącego od gwiazd, zmiany wzajemnych położeń obiektów na niebie w trakcie przejścia na ich tle masywnego obiektu, a także zmiana kształtu obrazów galaktyk tła (tak zwane słabe soczewkowanie). Odmienną grupę stanowią zjawiska, w których poszczególne obrazy tego samego źródła w różny sposób zmieniają się w czasie. Więcej informacji o historii soczewkowania i obserwowanych efektach można znaleźć między innymi w artykule przeglądowym Wambsganssa (1998).

Zjawisko soczewkowania grawitacyjnego, jako astrofizyczne narzędzie, zostało zaproponowane już przez Zwickiego (1937). Sugerował on możliwość pomiaru mas galaktyk działających jako soczewki. Dużo później, bo prawie 30 lat, Refsdal (1964b) zaproponował wykorzystanie obserwacji gwiazd supernowych w soczewkowanych galaktykach do zmierzenia stałej Hubble'a. W latach sześćdziesiątych on i Liebes (Refsdal 1964a, Liebes 1964) niezależnie poruszyli temat soczewkowania i rozpoczęli rozwijanie jego teorii po raz pierwszy od czasów Einsteina i Zwickiego.

Jeśli o powstających wskutek soczewkowania grawitacyjnego wielokrotnych obrazach źródła światła można wnioskować tylko pośrednio, na podstawie zmian jego obserwowanej jasności w czasie, to takie zjawisko nazywamy *mikrosoczewkowaniem grawitacyjnym*. Nazwę tę zaproponował Bohdan Paczyński (1986) gdy rozważał soczewkowanie światła gwiazd spowodowane przez przejście w pobliżu linii widzenia masywnych obiektów Galaktyki. Okazało się wtedy, że obrazy powstałe w jego wyniku będą odseparowane od siebie o milisekundy lub mikrosekundy łuku i wobec tego niemożliwa będzie ich separacja przy pomocy ziemskich teleskopów. Efekt będzie jednak widoczny dzięki przejściowemu zwiększeniu strumienia światła przychodzącemu od obserwowanej gwiazdy i (pod warunkiem systematycznego monitorowania światła gwiazdy) będzie możliwe jego wykrycie. Paczyński opisał również techniczne szczegóły przebiegu zjawiska, a zależność obserwowanego blasku gwiazdy od czasu opisuje krzywa nazywana jego imieniem. (Więcej piszemy na ten temat w rozdziale 1.).

Paczyński (1986) zauważył, że obserwacje częstości występowania zjawisk mikrosoczewkowania gwiazd z pobliskich galaktyk przez masywne obiekty Drogi Mlecznej pozwolą ocenić strukturę ciemnej materii w jej halo. W roku 1991 zasugerował również użycie obserwacji zjawisk mikrosoczewkowania gwiazd należących do Zgrubienia Centralnego Galaktyki jako narzędzie do badania składnika zwartego Galaktyki. Paczyński (1991) oraz Griest (1991) zaproponowali monitorowanie gęstych pól gwiazdowych dla wykrywania zjawisk mikrosoczewkowania. Efektem było powstanie projektów: OGLE (The Optical Gravitational Lensing Experiment, Udalski i in. 1992), MACHO (Massive Compact Halo Objects, Alcock i in. 1993) oraz EROS (Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres, Aubourg i in. 1993).

W roku 1993 zostały odkryte pierwsze zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego (Alcock i in. 1993, Aubourg i in. 1993, Udalski i in. 1993). Od tego czasu zjawiska tego typu są obserwowane regularnie i wykorzystywane do badania gwiazd i Galaktyki. Rocznie odkrywa się około 600 − 1000 zjawisk w kierunku Zgrubienia Centralnego. Tych obserwacji używa się miedzy innymi do oceniania struktury i kinematyki Galaktyki poprzez pomiary głębokości optycznej (prawdopodobieństwa zajścia zjawiska mikrosoczewkowania) ku Centrum Galaktyki (np. Udalski i in. 1994a) oraz do testowania modeli

Galaktyki poprzez porównanie częstości zjawisk, ich skal czasowych i rozkładu na niebie z przewidywaniami modeli (por. Wood i Mao 2005). Wyszukiwanie krótko trwających zjawisk staje się narzędziem badania lekkiego składnika gwiazdowego Galaktyki (Kamiya i in. 2009). Bardzo mała liczba zjawisk zaobserwowanych w kierunku ku Obłokom Magellana stała się podstawą odrzucenia hipotezy o grupowaniu się ciemnej materii w halo Galaktyki w obiekty zwarte (m.in. Tisserand 2007, Wyrzykowski i in. 2009).

Część wszystkich zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego stanowią zjawiska *niestandardowe*, to znaczy takie, w których zależność obserwowanej jasności obiektu od czasu nie daje się zadowalająco opisać z pomocą krzywej Paczyńskiego.

Największą grupą zjawisk nietypowych są zjawiska mikrosoczewkowania wywołane przez układy podwójne. Ich krzywe blasku mogą zawierać drobne odchylenia od standardowej krzywej mikrosoczewkowej, asymetrię, a także dramatyczne zmiany jasności związane z przejściami źródła przez kaustyki. Pierwsze takie zjawisko zostało wykryte w 1993 roku (Udalski i in. 1994c). Od tego czasu opublikowano modele dla kilkudziesięciu zjawisk mikrosoczewkowania spowodowanych przez układy podwójne, pochodzących z przeglądów MACHO (Alcock i in. 2000) i OGLE (patrz Skowron i in. 2007). Są one identyfikowane na podstawie inspekcji krzywych zmian blasku i często zawierają widoczne przejścia przez kaustyki, z którymi łączy się średnio większe wzmocnienie i możliwość łatwiejszego odróżnienia zjawiska od standardowego. Ten typ zjawisk pozwala na ogół lepiej określić parametry modelu soczewki.

Do grupy zjawisk soczewkowania wywołanych przez układy podwójne należą również, choć z oczywistych powodów traktowane są oddzielnie, zjawiska soczewkowania spowodowane przez układy planetarne. Obecnie (lipiec 2009) znanych jest kilkanaście takich zjawisk, a modele układów planetarnych zostały już opublikowane w 8 przypadkach (np. Bond i in. 2004, Gould i in. 2006, Udalski i in. 2005). Wśród nich znajduje się również zjawisko spowodowane przez układ planetarny z co najmniej dwiema planetami (Gaudi i in. 2008).

Do zjawisk niestandardowych zaliczamy również te, które w swoich krzywych blasku mają widoczną asymetrię spowodowaną przez efekt paralaksy związany z ruchem Ziemi wokół Słońca. Niejednostajność ruchu Ziemi w skali miesięcy może mieć istotny wpływ na zakrzywienie wypadkowej trajektorii źródła w tle soczewki tak, że krzywa blasku zjawiska nie może już być opisana przez standardową krzywą Paczyńskiego (Gould 1992). Do dziś około 30 takich zjawisk zostało opisane (m. in. Alcock i in. 1995, Mao 1999, Soszynski i in. 2001, Smith, Mao i Woźniak 2002b), w tym zjawisko z kilkoma maksimami w krzywej blasku (Smith i in. 2002a).

Oprócz wpływu paralaksy lub podwójności soczewki, asymetrię krzywych blasku oraz więcej niż jedno maksimum, mogą przejawiać zjawiska w których soczewkowanym źródłem jest układ podwójny. Pierwsze takie zjawisko opisał Collinge (2004).

Ostatnią grupą nietypowych zjawisk są takie w których, podobnie jak w standardowym modelu mikrosoczewkowania, pojedyncza, symetryczna masa soczewkuje światło pojedynczej gwiazdy, lecz różnica polega na tym, że daje się zauważyć efekty związane ze skończonym promieniem tarczy źródła. Jeśli dla zjawiska parametr zderzenia jest porównywalny do zrzutowanego na płaszczyznę soczewki promienia soczewkowanej gwiazdy, to w pobliżu największego wzmocnienia, można zaobserwować odejście kształtu krzywej blasku od modelu Paczyńskiego (por. Witt i Mao 1994). Zaobserwowanie takiego efektu wymaga więc dużego promienia źródła, zjawiska o dużym wzmocnieniu lub małego rozmiaru promienia Einsteina zrzutowanego na płaszczyznę źródła (dzieje się tak na przykład gdy soczewka znajduje się blisko źródła lub źródło znajduje się blisko obserwatora). Kilka tego typu zjawisk zostało szczegółowo opisanych (m.in. Alcock i in. 1997, Yoo i in. 2004, Jiang i in. 2004). Skończone rozmiary kątowe źródła mogą też być widoczne podczas przejścia źródła przez kaustykę przy soczewkowaniu przez układ podwójny (np. Albrow i in. 1999). W obu przypadkach, pojedynczej lub podwójnej soczewki, zbadanie krzywej blasku dostarcza informacji o rozmiarze kątowym źródła w porównaniu z kątowymi rozmiarami promienia Einsteina. Jeśli promień kątowy źródła jest znany z innych oszacowań, można w ten sposób wyznaczyć rozmiar kątowy promienia Einsteina (por. Gould 1994). Dodatkowa wiedza, na przykład w postaci zaobserwowanego wpływu paralaksy rocznej na krzywą blasku, pozwala zmierzyć masę soczewki (An i in. 2002). Szczegółowe badania kształtu krzywej blasku, w momentach gdy widoczne są efekty związane ze skończonym rozmiarem soczewkowanego źródła, pozwalają w niektórych przypadkach wyznaczać współczynniki pociemnienia brzegowego gwiazd (Heyrovský 2003, Cassan i in. 2006).

Zjawiska mikrosoczewkowania spowodowane przez układu podwójne są ważnym i niezależnym źródłem wiedzy o naturze tych układów. Mając zaobserwowaną krzywą blasku takiego zjawiska możemy dopasować do niej model, którego jednym z parametrów jest stosunek mas obu składników układu będącego soczewką. Znalezienie i wymodelowanie wielu przypadków soczewkowania przez układy podwójne daje informacje o rozkładzie stosunków mas gwiazd podwójnych — ważnym dla testowania modeli tworzenia się układów gwiazd.

Innym parametrem modelu podwójnej soczewki jest rzutowana chwilowa separacja składników wyrażona w jednostkach promienia Einsteina. Mimo tego iż określenie go nie daje szansy na bezwzględny pomiar rozmiarów konkretnego układu podwójnego, wymodelowanie wielu zjawisk może dostarczyć informacji o rozkładzie średnich separacji, a co za tym idzie półosi wielkich i dalej okresów orbitalnych gwiazd podwójnych w Galaktyce (Jaroszyński 2002).

Tematem tej pracy są niestandardowe zjawiska mikrosoczewkowania. W rozdziale 1. wprowadzamy podstawowe pojęcia i opisujemy efekty związane ze zjawiskami mikrosoczewkowania. Największy istniejący zbiór zaobserwowanych zjawisk mikrosoczewkowania został odkryty przez Zespół OGLE. Także z tych obserwacji pochodzą wszystkie dane użyte w tej pracy. W rozdziale 2. opiszemy pokrótce projekt OGLE pod kątem obserwacji zjawisk mikrosoczewkowania.

Do analizy zjawisk o przejściowej, nieokresowej zmienności o dużych amplitudach, takich jak zjawiska mikrosoczewkowania istotna jest dobra znajomość formalnych błędów fotometrii. W rozdziale 3. wprowadzamy metodę testowania i poprawiania wartości błędów podawanych przez algorytm mierzący jasności gwiazd na podstawie statystycznej analizy zebranych danych. W rozdziale 4. opisujemy metody analizy zjawisk mikrosoczewkowania wywołanych przez układy podwójne. Wprowadzamy parametryzacje ułatwiające szybsze badanie zaobserwowanych zjawisk poprzez efektywniejsze przeszukiwanie przestrzeni parametrów modeli. Rozdział 5. prezentuje pierwsze systematyczne poszukiwania „powtarzających się” zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Zawiera również analizę efektywności ich detekcji w danych obserwacyjnych Zespołu OGLE w oparciu o dostępną podczas powstawania tego fragmentu pracy wstępną fotometrię OGLE. W rozdziale 6. przeprowadzamy analizę metod wykrywania niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania. Ich celem jest zarówno wynalezienie ciekawych obiektów do dalszych badań, jak i określenie liczby nietypowych zjawisk w porównaniu z liczbą zjawisk standardowych i dzięki temu wyznaczenie ograniczeń na ułamek układów podwójnych w Galaktyce.

Aktualne w czasie pisania tej pracy adresy stron internetowych działających projektów obserwujących zjawiska mikrosoczewkowania znajdują się w załączniku A. Załącznik B zawiera tabele współczynników korekty formalnych błędów fotometrii dla pól OGLE-III wyznaczonych na podstawie metody wprowadzonej w rozdziale 3. odnoszące się do końcowej fotometrii OGLE. Krzywe blasku znalezionych powtarzających się zjawisk mikrosoczewkowania są przedstawione w załączniku C.

Literatura

Albrow, M. D., i in. 1999, *The Astrophysical Journal*, 522, 1022
Alcock, C., i in. 1993, *Nature*, 365, 621
Alcock, C., i in. 1995, *The Astrophysical Journal Letters*, 454, L125
Alcock, C., i in. 1997, *The Astrophysical Journal*, 491, 436
Alcock, C., i in. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 270
An, J. H., i in. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 521
Aubourg, E. i in. 1993, *Nature*, 365, 623
Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, Ł., Szymański, M. K. i in. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 606, L155
Cassan, A., i in. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 460, 277
Collinge, M. J. 2004, arXiv:astro-ph/0402385
Gaudi, B. S., i in. 2008, *Science*, 319, 927
Gould, A. 1992, *The Astrophysical Journal*, 392, 442

Gould, A. 1994, *The Astrophysical Journal Letters*, 421, L71
Gould, A., i in. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 644, L37
Griest, K., i in. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 372, L79
Heyrovský, D. 2003, *The Astrophysical Journal*, 594, 464
Jaroszyński, M. 2002, *Acta Astronomica*, 52, 39
Jiang, G., i in. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 1307
Kamiya, K. i in. 2009, 13th Microlensing workshop, Institut d'Astrophysique de Paris, 19-21 stycznia 2009, Paryż, *publikacja w przygotowaniu*
Liebes, S. 1964, *Physical Review*, 133, 835
Mao, S. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 350, L19
Paczyński, B. 1986, *The Astrophysical Journal*, 304, 1
Paczyński, B. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 371, L63
Refsdal, S. 1964a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 128, 295
Refsdal, S. 1964b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 128, 307
Skowron, J., Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł. i Ulaczyk, K. 2007, *Acta Astronomica*, 57, 281
Smith, M. C., i in. 2002a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 336, 670
Smith, M. C., Mao, S., i Woźniak, P. 2002b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 332, 962
Soszyński, I., i in. 2001, *The Astrophysical Journal*, 552, 731
Tisserand, P., i in. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 469, 387
Udalski, A., Szymański, M., Kałużny, J., Kubiak, M., i Mateo, M. 1992, *Acta Astronomica*, 42, 253
Udalski, A., Szymański, M., Kałużny, J., Kubiak, M., Krzemiński, W., Mateo, M., Preston, G. W., i Paczynski, B. 1993, *Acta Astronomica*, 43, 289
Udalski, A., i in. 1994a, *Acta Astronomica*, 44, 165
Udalski, A., Szymański, M., Mao, S., Di Stefano, R., Kałużny, J., Kubiak, M., Mateo, M., i Krzemiński, W. 1994c, *The Astrophysical Journal Letters*, 436, L103
Udalski, A., i in. 2005, *The Astrophysical Journal Letters*, 628, L109
Wambsganss, J., „Gravitational Lensing in Astronomy", *Living Rev. Relativity* 1, (1998), 12. odnośnik: http://www.livingreviews.org/lrr-1998-12
Witt, H. J., i Mao, S. 1994, *The Astrophysical Journal*, 430, 505
Wood, A., i Mao, S. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362, 945
Wyrzykowski, Ł., Kozłowski, S., Skowron, J., Belokurov, V., Smith, M. C., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O. i Żebruń, K. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 890
Yoo, J., i in. 2004, *The Astrophysical Journal*, 603, 139
Zwicky, F. 1937, *Phys. Rev.*, 51, 290

1. Mikrosoczewkowanie grawitacyjne

1.1. Podstawy

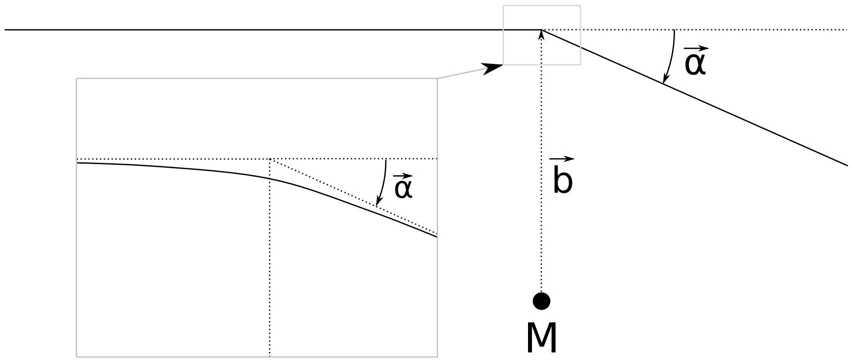
1.1.1. Ugięcie światła i wielokrotne obrazy

Tor fotonu przechodzącego w pobliżu masywnego, zwartego, sferycznie symetrycznego obiektu można wyliczyć korzystając z metryki Schwarzschilda. W przybliżeniu słabego pola grawitacyjnego, czyli gdy promień przechodzi daleko od masywnego obiektu w porównaniu z jego promieniem grawitacyjnym, kąt pomiędzy końcowym a początkowym kierunkiem promienia ma wartość:

$$\vec{\alpha} = -\frac{4\mathrm{G}M}{\mathrm{c}^2\mathbf{b}^2}\vec{\mathbf{b}}, \tag{1.1}$$

gdzie G i c oznaczają kolejno stałą grawitacji i prędkość światła w próżni, M jest masą obiektu powodującego zakrzywienie toru, a $\mathbf{b} = |\vec{\mathbf{b}}|$ parametrem zderzenia. Rysunek 1.1 ilustruje czym są $\vec{\alpha}$ i $\vec{\mathbf{b}}$. Wzór (1.1) został wyprowadzony w tzw. przybliżeniu słabego pola, które jest teorią liniową i wobec tego ugięcie przez układ punktowych mas jest (wektorową) sumą przyczynków od jego składników.

Ugięcie światła objawiać się może przesunięciem obrazu gwiazdy widzianej na niebie. Taką sytuacje przedstawia rysunek 1.2, za pomocą którego wprowadzamy szereg pojęć: masa powodująca ugięcie promienia o kąt $\vec{\alpha}$ nazwana jest *soczewką*, a prosta łącząca obserwatora z soczewką — *osią optyczną*. Dwie płaszczyzny prostopadłe do osi są oznaczone jako *płaszczyzna soczewki* i *płaszczyzna obrazów*. Obserwator widzi pozorny *obraz* odległego źródła przesunięty względem jego prawdziwej pozycji na niebie. Promienie pochodzące od źró-



Rysunek 1.1. Schemat ugięcia toru promienia świetlnego przebiegającego w pobliżu masywnego obiektu. Efektywny kąt ugięcia oznaczamy przez $\vec{\alpha}$ a parametr zderzenia przez $\mathbf{b} = |\vec{\mathbf{b}}|$.

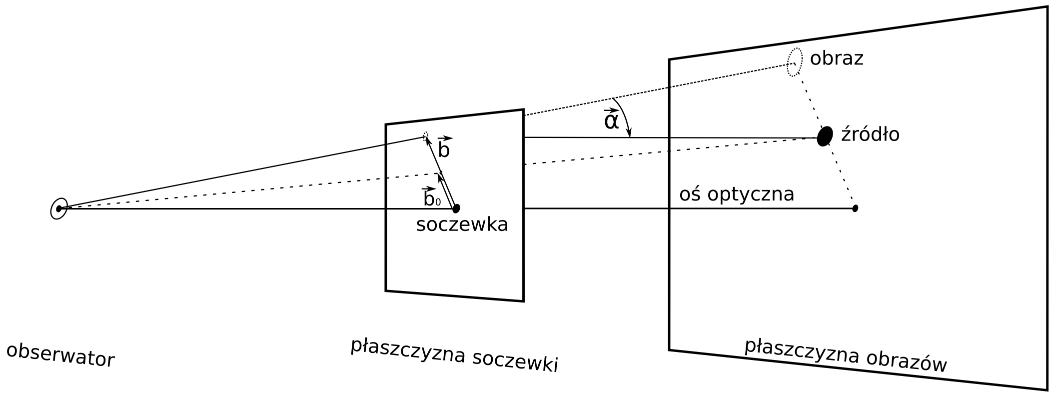
dła przecinają płaszczyznę soczewki w punkcie $\vec{\mathbf{b}}$, a rzut położenia źródła na płaszczyznę soczewki leży w punkcie $\vec{\mathbf{b}}_0$

W ogólności dla niesymetrycznej soczewki kąt ugięcia $\vec{\alpha}$ nie musi leżeć w płaszczyźnie wyznaczonej przez obserwatora, źródło i soczewkę. Położenia obrazów można obliczyć rozwiązując równanie na obrazy które możemy otrzymać wprost z rysunku 1.3 w postaci:

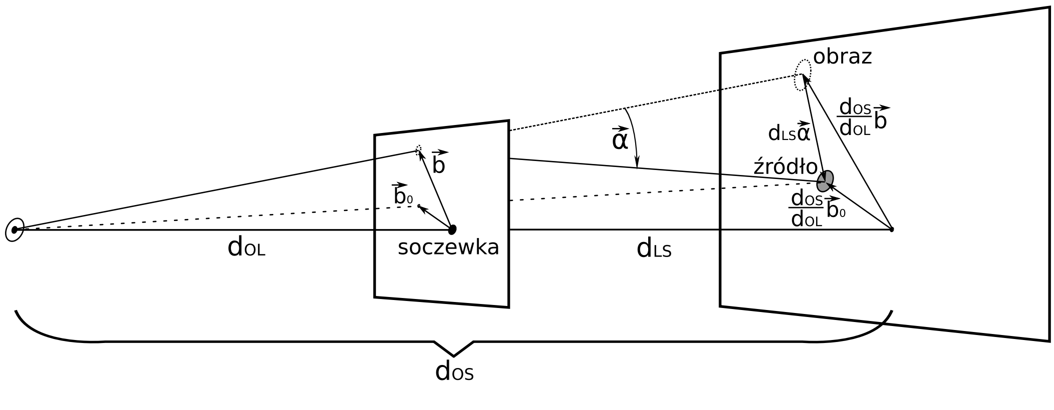
$$\frac{d_{OS}}{d_{OL}}\vec{\mathbf{b}} + d_{LS}\vec{\alpha} = \frac{d_{OS}}{d_{OL}}\vec{\mathbf{b}}_0 \tag{1.2}$$

$$\vec{\mathbf{b}}_0 = \vec{\mathbf{b}} + \frac{d_{OL}d_{LS}}{d_{OS}}\vec{\alpha}(\vec{\mathbf{b}}) \tag{1.3}$$

gdzie oznaczyliśmy przez d_{OL} odległość od obserwatora do soczewki, przez d_{OS} odległość do źródła, a d_{LS} odległość między soczewką a źródłem. (W zastosowaniach tej pracy zawsze $d_{OS} \equiv d_{OL} + d_{LS}$ i można traktować d_{OS} jako zapis skrócony. W przypadku zjawisk z udziałem źródeł w odległościach kosmologicznych powyższa tożsamość nie zachodzi i wtedy notacja ta ma głębszy sens.) Równanie na obrazy wiąże położenie źródła z położeniem obrazu w ten sposób, że znając położenie obrazu i zależność kąta ugięcia od parametru zderzenia możemy jednoznacznie i wprost wyliczyć położenie źródła. Równanie



Rysunek 1.2. Schemat przedstawia zakrzywiony przez obecność masy (*soczewki*) tor promienia świetlnego docierającego od odległego źródła do obserwatora. W wyniku tego obraz jaki widzi obserwator jest przesunięty względem położenia w jakim by widział źródło pod nieobecność soczewki. W *płaszczyźnie soczewki* położenia te opisujemy przez wektory $\vec{\mathbf{b}}$ i $\vec{\mathbf{b}}_0$.



Rysunek 1.3. Rysunek przedstawia jeden ze sposobów otrzymania równania na obrazy w zagadnieniu soczewkowania grawitacyjnego poprzez sumowanie wektorów zrzutowanych na płaszczyznę obrazów. Wektor $\frac{d_{OS}}{d_{OL}}\vec{\mathbf{b}}_0$ wskazuje położenie źródła, wektor $\frac{d_{OS}}{d_{OL}}\vec{\mathbf{b}}$ położenie obrazu, a $d_{LS}\vec{\alpha}$ jest wektorem ugięcia.

może mieć więcej niż jedno rozwiązanie, tzn. jednemu położeniu źródła może odpowiadać kilka położeń obrazów.

1.1.2. Wzmocnienie

Ugięcie światła jest efektem czysto geometrycznym stąd natężenie światła (I) we wiązce przychodzącej ze źródła jest stałe podczas całego procesu ugięcia i na całej drodze wiązki. Obserwowany strumień jest iloczynem natężenia światła i kąta bryłowego ($d\Omega$) z jakiego wiązka przychodzi do obserwatora. Przy nieobecności soczewki, strumień od źródła byłby iloczynem natężenia I oraz niezaburzonego przez soczewkowanie kąta bryłowego $d\Omega_0$. Możemy więc zdefiniować wzmocnienie obrazu jako iloraz tych strumieni:

$$\mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{I d\Omega}{I d\Omega_0} = \frac{d\Omega}{d\Omega_0} \tag{1.4}$$

Zdefiniowawszy wcześniej współrzędne w płaszczyźnie soczewki w których położenie obrazu oznaczamy przez $\vec{\mathbf{b}}$ a źródła przez $\vec{\mathbf{b}}_0$, i mając równanie wiążące obie wielkości (1.3), iloraz małych kątów bryłowych $d\Omega$ możemy przedstawić poprzez Jakobian przekształcenia ($\vec{\mathbf{b}} \to \vec{\mathbf{b}}_0$):

$$\mu = \frac{d\Omega}{d\Omega_0} = \det \left\| \frac{\partial \vec{\mathbf{b}}}{\partial \vec{\mathbf{b}}_0} \right\| = \frac{1}{\det \left\| \frac{\partial \vec{\mathbf{b}}_0}{\partial \vec{\mathbf{b}}} \right\|} \tag{1.5}$$

Zadając położenie obrazu możemy więc wprost wyliczyć jego wzmocnienie z równania na obrazy.

W ogólności wartość wyznacznika macierzy $\left\| \frac{\partial \vec{\mathbf{b}}_0}{\partial \vec{\mathbf{b}}} \right\|$ może być zależnie od $\vec{\mathbf{b}}$ dodatnia, ujemna lub równa zeru. Ujemna wartość wskazuje, że obraz w danym położeniu będzie odwrócony, to znaczy nie tylko zmodyfikowany przez rozciągnięcia i obroty ale również przez odbicie — nazywamy go obrazem o ujemnej parzystości. Jego wzmocnienie liczymy jako wartość bezwzględną z μ. Obszary w płaszczyźnie soczewki dla których wyznacznik ten jest ujemny oddzielone są od obszarów w których jest dodatni krzywymi zamkniętymi, które nazywamy *krzywymi krytycznymi*. Gdy wartość wyznacznika jest równa 0 (dzieje się to w punkcie leżącym na krzywej krytycznej) mamy do czynienia z nieskończonym wzmocnieniem, jak wynika z powyższego równania.

Położenia źródła, którym odpowiadają obrazy leżące na krzywej krytycznej tworzą *kaustykę*, która również jest krzywą zamkniętą. (Równanie (1.3) pozwala jednoznacznie przyporządkować każdemu punktowi krzywej krytycznej punkt należący do kaustyki.) Każde źródło punktowe leżące na kaustyce posiada obraz o (formalnie) nieskończonym wzmocnieniu. Bardziej szczegółowa analiza pozwala stwierdzić, ze źródło punktowe leżące blisko kaustyki, wewnątrz zamkniętego przez nią obszaru, posiada dwa punktowe obrazy położone symetrycznie względem krzywej krytycznej. Gdy źródło zbliża się do kaustyki, te dwa obrazy zbliżają się do siebie, a gdy źródło znajdzie się na kaustyce, obrazy te łączą się ze sobą w odpowiadającym położeniu źródła punkcie krzywej krytycznej. Wyjście źródła poza obszar ograniczony kaustyką powoduje zniknięcie omawianej pary obrazów, co oznacza, że przejście punktowego źródła przez kaustykę zmienia liczbę jego obrazów o dwa.

Aby obliczyć całkowite wzmocnienie światła przychodzącego od soczewkowanego źródła należy znaleźć położenia wszystkich jego obrazów, wyznaczyć dla nich wzmocnienia i dodać ich wartości bezwzględne.

Gdy mamy do czynienia ze źródłem o skończonych rozmiarach, obserwowane wzmocnienie jest sumą wzmocnień każdego punktu źródła. Możemy je wyznaczyć obliczając dwuwymiarową całkę po powierzchni wszystkich obrazów. Dominik (1998) podał szybki sposób wyliczania wzmocnienia poprzez zamianę, zgodnie z twierdzeniem Greena, dwuwymiarowej całki po powierzchni obrazów na jednowymiarową całkę po ich konturze. Skończone rozmiary źródła pozwalają na uniknięcie nieskończonego wzmocnienia przy przejściu przez kaustykę, gdyż wzmocnienie całkowite jest średnią po całej powierzchni źródła, a wzmocnienie w otoczeniu kaustyki jest rozbieżną ale całkowalną po powierzchni funkcją położenia.

1.2. Opis zjawiska mikrosoczewkowania

Gdy obserwator, soczewka i źródło są w ruchu, mamy do czynienia ze wzmocnieniem zmiennym w czasie.

Gdy soczewka znajduje się daleko od linii łączącej obserwatora ze źródłem światła wzmocnienie jest bliskie 1. Przejściu soczewki w pobliżu tej linii towarzyszy wzrost wzmocnienia a co za tym idzie wzrost obserwowanej jasności źródła. W miarę jak soczewka oddala się od linii wzmocnienie wraca do poziomu podstawowego równego 1. Tak przebiegające zjawisko nazywamy zjawiskiem mikrosoczewkowania grawitacyjnego.

Prędkość soczewki prostopadłą do linii obserwator-źródło można wyrazić w następujący sposób, przy pomocy prędkości przestrzennej obserwatora ($\vec{v}_O$), prędkości soczewki ($\vec{v}_L$) i prędkości źródła ($\vec{v}_S$):

$$v_\perp = (\vec{v}_L - (1-\mathsf{x})\vec{v}_O - \mathsf{x}\vec{v}_S)_\perp, \quad \text{gdzie} \quad \mathsf{x} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{d_{OL}}{d_{OS}} \tag{1.6}$$

Jeśli założymy, że wszystkie te prędkości są stałe w trakcie trwania zjawiska, to wypadkowa trajektoria soczewki zrzutowana na prostopadłą płaszczyznę będzie linią prostą.

Równoważnie możemy rozważać ruch źródła względem osi łączącej obserwatora z soczewką. Wtedy z punktu widzenia obserwatora mówimy o przejściu źródła w tle soczewki. W tym przypadku, wypadkowa trajektoria źródła też będzie linią prostą.

1.2.1. Soczewkowanie przez punktową masę

W szczególnym, ale i najpowszechniejszym przypadku soczewki sferycznie symetrycznej, którą możemy rozważać jako punktową masę, kąt ugięcia $\vec{\alpha}$ zadany jest wzorem (1.1) i leży w płaszczyźnie wyznaczonej przez obserwatora, soczewkę i źródło. Równanie na obrazy redukuje się do równania jednowymiarowego:

$$\mathbf{b}_0 = \mathbf{b} - \frac{d_{OL} d_{LS}}{d_{OS}} \frac{4\mathrm{G}M}{\mathrm{c}^2} \frac{1}{\mathbf{b}} \tag{1.7}$$

Wygodnie jest też wprowadzić oznaczenie grupujące wszystkie niezmienne podczas zjawiska parametry występujące w tym równaniu, tak zwany *promień Einsteina*:

$$r_E \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{4\mathrm{G}M}{\mathrm{c}^2}\frac{d_{OL}d_{LS}}{d_{OS}}}, \qquad \theta_E \stackrel{\text{def}}{=} \frac{r_E}{d_{OL}} \tag{1.8}$$

oznaczamy go przez r_E, a jego rozmiar kątowy przez θ_E. Równanie na obrazy przyjmuje prostą postać równania kwadratowego:

$$\mathbf{b}_0 = \mathbf{b} - \frac{r_E^2}{\mathbf{b}} \tag{1.9}$$

$$0 = \mathbf{b}^2 - \mathbf{b}\mathbf{b}_0 - r_E^2 \tag{1.10}$$

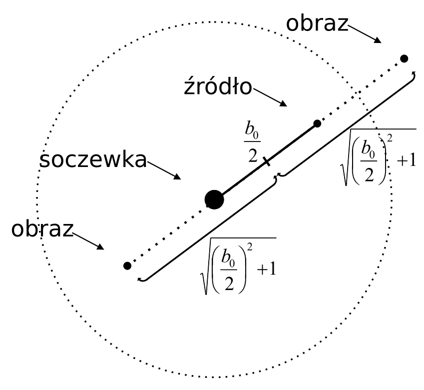
Kolejnym uproszczeniem jest wyrażenie wszystkich odległości mierzonych w płaszczyźnie soczewki w jednostkach r_E. Wtedy równanie na obrazy wygląda następująco:

$$0 = b^2 - bb_0 - 1, \quad \text{gdzie} \quad b = \frac{\mathbf{b}}{r_E},\ b_0 = \frac{\mathbf{b}_0}{r_E} \tag{1.11}$$

i poza przypadkiem gdy $b_0 = 0$, czyli gdy źródło leży dokładnie za soczewką, wyróżnik równania kwadratowego jest dodatni, stąd otrzymujemy położenia dwóch obrazów (rysunek 1.4).

$$b_+ = \frac{b_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{b_0}{2}\right)^2 + 1}$$

$$b_- = \frac{b_0}{2} - \sqrt{\left(\frac{b_0}{2}\right)^2 + 1}$$



Rysunek 1.4. Rysunek przedstawia położenie dwóch obrazów przy soczewkowaniu przez punktową masę. Linią przerywaną zaznaczony jest okrąg o promieniu 1 w jednostkach r_E, tak zwany *pierścień Einsteina*.

Gdy źródło znajduje się dokładnie za soczewką, mamy symetrię obrotową i każdy punkt na okręgu o promieniu 1 jest obrazem, tzn. spełnia równanie na obrazy. Dla źródła punktowego otrzymujemy nieskończone wzmocnienie. Okrąg nazywamy pierścieniem Einsteina i jest on krzywą krytyczną w zagadnieniu punktowej soczewki. Kaustyka jest w tym przypadku zdegenerowana do punktu leżącego dokładnie za soczewką.

Wzmocnienie punktowego źródła leżącego w odległości b_0 od osi optycznej, obliczone dla soczewki punktowej na podstawie równania na obrazy (1.11) oraz wzoru na wzmocnienie (1.5) jest równe (Einstein 1936, Paczyński 1986):

$$\mu = |\mu_+| + |\mu_-| = \frac{b_0^2 + 2}{b_0\sqrt{b_0^2 + 4}} \tag{1.12}$$

Na przykład dla źródła leżącego w odległości $b_0 = 1$ mamy $\mu \approx 1,34$. Gdy źródło jest dalej niż $b_0 = 10$ wzmocnienie jest już mniejsze niż $1,0002$.

Przebieg zjawiska

Soczewka przemierza dystans jednego promienia Einsteina w czasie:

$$t_E \stackrel{\text{def}}{=} \frac{r_E}{v_\perp} \tag{1.13}$$

t_E nazywamy *czasem Einsteina*. Jest to charakterystyczna skala czasowa zjawiska mikrosoczewkowania i podobnie jak r_E używamy jako jednostki długości, wygodnie używać t_E jako jednostki czasu.

Przebieg zjawiska mikrosoczewkowania opiszemy w następujący sposób. W tle soczewki trajektoria źródła jest linią prostą, wzdłuż tej linii porusza się źródło tak, że po czasie t_E jego położenie zrzutowane na płaszczyznę soczewki przesunie się o długość r_E. W pewnym momencie czasu t_0 znajduje się najbliżej soczewki, odległość największego zbliżenia w jednostkach promienia Einsteina będziemy oznaczać b, symbolem, który wcześniej był używany w analogicznym, ale odmiennym znaczeniu. W płaszczyźnie soczewki, zależną od czasu odległość źródła od soczewki możemy zapisać jako:

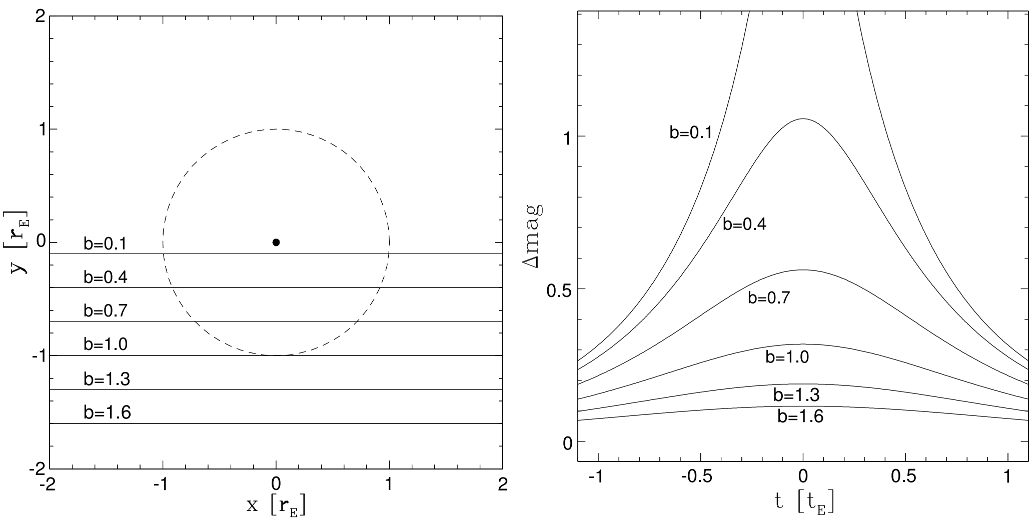
$$u(t) = \sqrt{\left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2 + b^2} \tag{1.14}$$

Następnie możemy skorzystać z wyprowadzonego wzoru na wzmocnienie, który przepiszemy w nowych oznaczeniach:

$$\mu(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \tag{1.15}$$

Po podstawieniu zależności $u(t)$ otrzymamy krzywą przebiegu wzmocnienia zależną od czasu, zwaną powszechnie *krzywą Paczyńskiego*.

Rysunek 1.5 przedstawia przebieg 6 przykładowych trajektorii w tle pojedynczej soczewki wraz z przebiegiem wzmocnienia źródła poruszającego się wzdłuż nich.



Rysunek 1.5. Rysunek przedstawia sześć przykładowych trajektorii źródła w tle punktowej soczewki dla odległości największego zbliżenia $0,1 \leqslant b \leqslant 1,6$, wraz z towarzyszącym przebiegiem wzmocnienia, wyrażonym w wielkościach gwiazdowych ($\Delta mag = 2,5 \log \mu$). Na tym i następnych wykresach używamy współrzędnej czasowej w jednostkach t_E osiągającej 0 w momencie największego zbliżenia, czyli t_0.

Typowe czasy Einsteina dla zjawisk mikrosoczewkowania gwiazd Galaktyki są rzędu kilkunastu dni, a typowe rozmiary promienia Einsteina są rzędu jednej jednostki astronomicznej. Jeśli założymy że źródło leży w Zgrubieniu Centralnym i $d_{OS} \approx 8\,\mathrm{kpc}$, to promień Einsteina można oszacować ze wzoru:

$$r_E \approx 8\mathsf{AU}\sqrt{\frac{M}{M_\odot}\mathsf{x}(1-\mathsf{x})} \tag{1.16}$$

1.2.2. Soczewkowanie przez układy podwójne

Gdy układ podwójny gwiazd działa jako soczewka grawitacyjna mamy do czynienia z szeregiem nowych efektów.

Separacja układu związanych grawitacyjnie gwiazd wzdłuż linii widzenia jest zaniedbywalna w porównaniu z odległościami do obserwatora i do źródła, korzystamy z przybliżenia cienkiej soczewki grawitacyjnej. Układ podwójny opisujemy poprzez stosunek mas składników ($q = M_2/M_1$) oraz rzutowaną na płaszczyznę soczewki chwilową separację. Mierzymy ją w promieniach Einsteina i oznaczamy przez d. Promień Einsteina jest zdefiniowany podobnie jak dla soczewki punktowej:

$$r_E = \sqrt{\frac{4\mathrm{G}(M_1+M_2)}{\mathrm{c}^2}\frac{d_{OL}d_{LS}}{d_{OS}}} \tag{1.17}$$

Jeśli separacja jest dużo mniejsza od r_E, wtedy taka soczewka zaczyna działać jak soczewka pojedyncza o masie równej sumie mas składników $M = M_1 + M_2$.

Kąty ugięcia światła na obu składnikach układu możemy zapisać podobnie jak w przypadku pojedynczej soczewki, tym razem uwzględniając jednak położenia poszczególnych składników soczewki. Całkowity kąt będzie sumą wkładów od poszczególnych składników, stąd w równaniu na obrazy pojawi się dodatkowy człon, dzięki temu równanie przestaje być już jednowymiarowe i musimy w nim używać wektorów położenia w płaszczyźnie soczewki. Równanie na obrazy wyrażone w jednostkach promienia Einsteina przyjmuje postać:

$$\vec{x_0} = \vec{x} - m_1\frac{\vec{x}-\vec{x_1}}{|\vec{x}-\vec{x_1}|^2} - m_2\frac{\vec{x}-\vec{x_2}}{|\vec{x}-\vec{x_2}|^2} \tag{1.18}$$

gdzie $\vec{x_0}$ i $\vec{x}$ oznaczają położenie źródła i obrazu ($\vec{x_0} = \vec{\mathbf{b}}_0/r_E$, $\vec{x} = \vec{\mathbf{b}}/r_E$), a $\vec{x_1}$ i $\vec{x_2}$ położenia składników soczewki. m_1 i m_2 to ułamki masy całkowitej M przypadającej na poszczególne składniki.

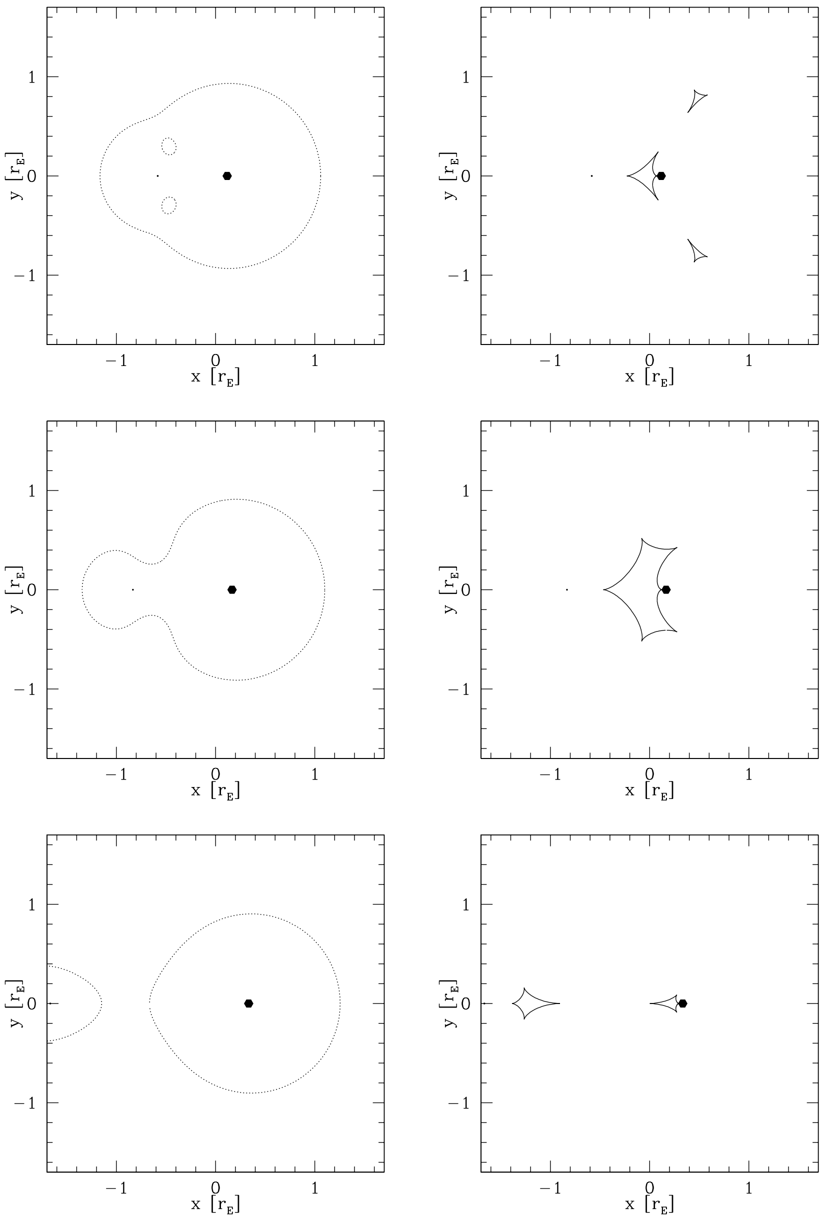
Wygodnie jest rozwiązywać równanie zapisane w zmiennych zespolonych (por. Witt 1993). Po odpowiednich przekształceniach prowadzi ono do wielomianu piątego stopnia który ogólności może mieć 5 miejsc zerowych. W rzeczywistości źródło znajdujące się daleko od soczewki (w rzucie na płaszczyznę soczewki) ma 3 obrazy. Dwa dodatkowe pojawiają się, gdy źródło znajdzie się wewnątrz kaustyki, prowadząc do maksymalnej liczby 5 obrazów.

Kaustyki mają skończoną powierzchnie i tworzą jeden, dwa lub trzy zamknięte obszary w zależności od parametrów układu. Przykładowe wykresy krzywych krytycznych i kaustyk w trzech przypadkach, wąskiej, pośredniej i szerokiej geometrii układu można znaleźć na rysunku 1.6. Zależność topologii układu kaustyk od parametrów podwójnej soczewki przedstawia rysunek 1.7.

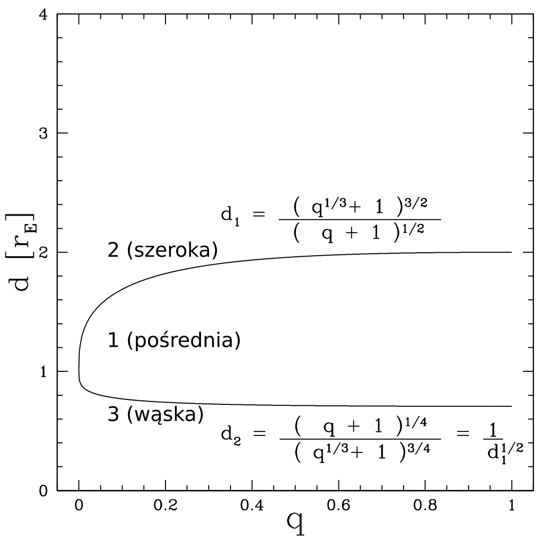
W przypadku soczewki podwójnej parametry t_0 i b odnoszą się do maksymalnego zbliżenia się źródła do środka masy soczewki, natomiast czas Einsteina ma tę samą interpretację co dla soczewki pojedynczej. Parametry q i d charakteryzują samą soczewkę. Dodatkowo wprowadzamy kąt β, między trajektorią źródła w płaszczyźnie soczewki a osią łączącą składniki układu podwójnego. Środka masy będziemy używać w następnych rysunkach jako początku układu współrzędnych.

Przebieg przykładowego zjawiska oraz towarzyszące mu zmiany blasku źródła pokazane są na rysunku 1.8. Źródło przecinając kaustyki osiąga bardzo duże wzmocnienie, stąd na krzywej widzimy, charakterystyczne dla zjawisk spowodowanych przez układy podwójne, gwałtowne skoki jasności. Gdy źródło znajduje się wewnątrz kaustyki, ma 2 dodatkowe obrazy — na krzywej widzimy to w postaci podwyższenia jasności między dwoma przecięciami kaustyki.

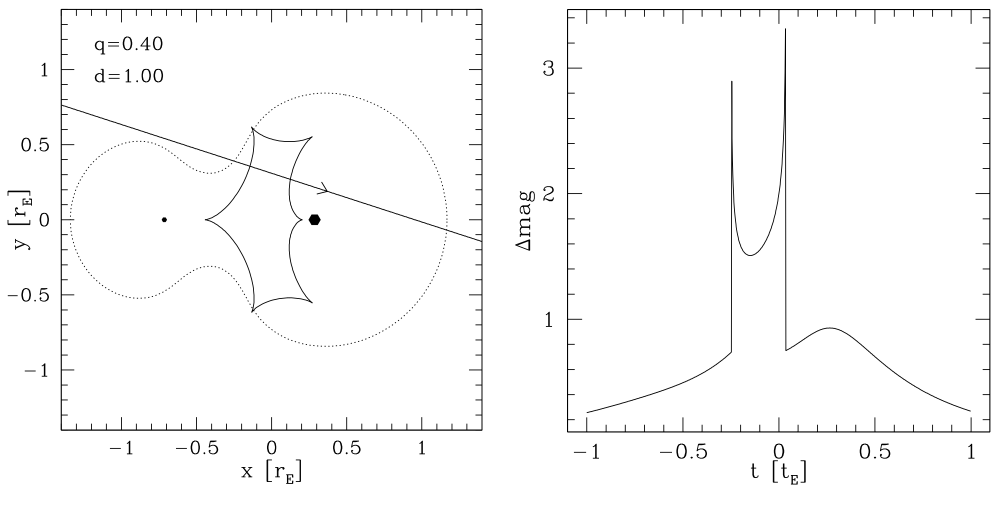
Duże wzmocnienia powodują również zbliżenia do dzióbków kaustyki, czyli miejsc w których kaustyka nie jest gładka. Widać to na przykładowej mapie wzmocnień zaprezentowanej na rysunku 1.9, gdzie przy dzióbkach mamy wystające poza kaustykę rozciągnięte obszary większego wzmocnienia.



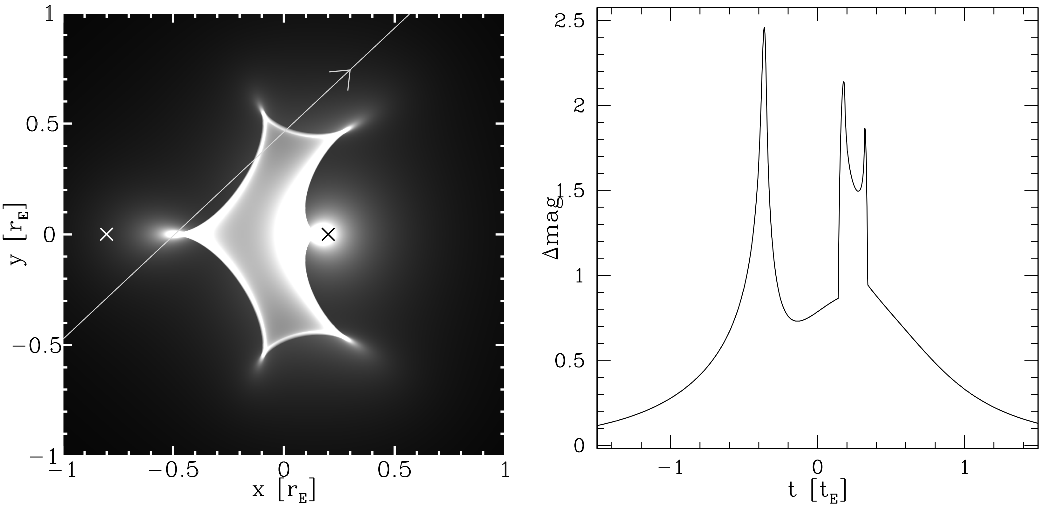
Rysunek 1.6. Wykresy przedstawiają przykładowe kształty krzywych krytycznych (po lewej) i kaustyk (po prawej) w trzech różnych przypadkach: wąskiej soczewki ($d = 0,7$), pośredniej ($d = 1$) i szerokiej ($d = 2$). Mamy wtedy odpowiednio 3 zamknięte fragmenty kaustyki, 1 fragment lub 2 fragmenty. W tym przykładzie stosunek mas składników jest równy $q = 0,2$ przy czym cięższy składnik jest po prawej. Środek układu współrzędnych usytuowany jest w centrum masy soczewki, a oś odciętych jest równoległa do osi układu podwójnego. Składniki są oznaczone kropkami; cięższy leży po dodatniej stronie osi x.



Rysunek 1.7. Wykres granic rozdzielających na płaszczyźnie q i d obszary, w których kaustyki podwójnej soczewki składają się z 3, 1 lub 2 zamkniętych fragmentów. Funkcja $d_1(q)$ rozdziela obszar tak zwanych szerokich soczewek od pośrednich, a funkcja $d_2(q)$ rozdziela obszar pośrednich od wąskich soczewek.



Rysunek 1.8. Przykładowa krzywa wzmocnienia zjawiska mikrosoczewkowania spowodowanego przez układ podwójny (po prawej) i trajektoria źródła w tle soczewki (po lewej). Linią przerywaną jest zaznaczona krzywa krytyczna, linią ciągłą kaustyka. Prostą zaznaczono trajektorie źródła. Kropki (mniejsza i większa) oznaczają położenia (lżejszego i cięższego) składników soczewki.



Rysunek 1.9. Lewy wykres przedstawia mapę wzmocnienia w zależności od położenia źródła o rozmiarach $r_S = 0,01$ (parametr jest opisany w roz. 1.3.2) w płaszczyźnie soczewki. Parametry układu w tym przypadku to $q = 0,25$ i $d = 1$. Krzyżykami zostały zaznaczone położenia składników układu. Czarny kolor oznacza wzmocnienie równe 1, biały to maksymalne wzmocnienie na mapie równe mniej więcej 60, a osiągane w okolicach dzióbka leżącego przy cięższej masie. Prawy wykres pokazuje krzywą blasku dla przykładowej trajektorii w tle soczewki, zaznaczonej na prawym wykresie szarą linią. Widzimy na tym przykładzie, że wzmocnienie w okolicach dzióbka (pierwsze maksimum blasku) może być nawet większe niż przy przejściu źródła przez kaustyki (kolejne maksima).

Na rysunku 1.10 zamieszczamy więcej przykładów przebiegu zjawiska mikrosoczewkowania. Możemy zauważyć, że czas trwania silnego wzmocnienia zależy silnie od kształtu kaustyk: od tego czy do nich się zbliżamy, przecinamy je lub zbliżamy się do dzióbków, a mniej od odległości przejścia od środka masy czy od długości czasu Einsteina, tak jak to miało miejsce w zjawiskach wywołanych przez pojedyncze soczewki. Widać też, że maksimum blasku z reguły nie następuje w momencie największego zbliżenia do środka masy soczewki (na wykresach oznaczone przez $\mathtt{t} = 0$).

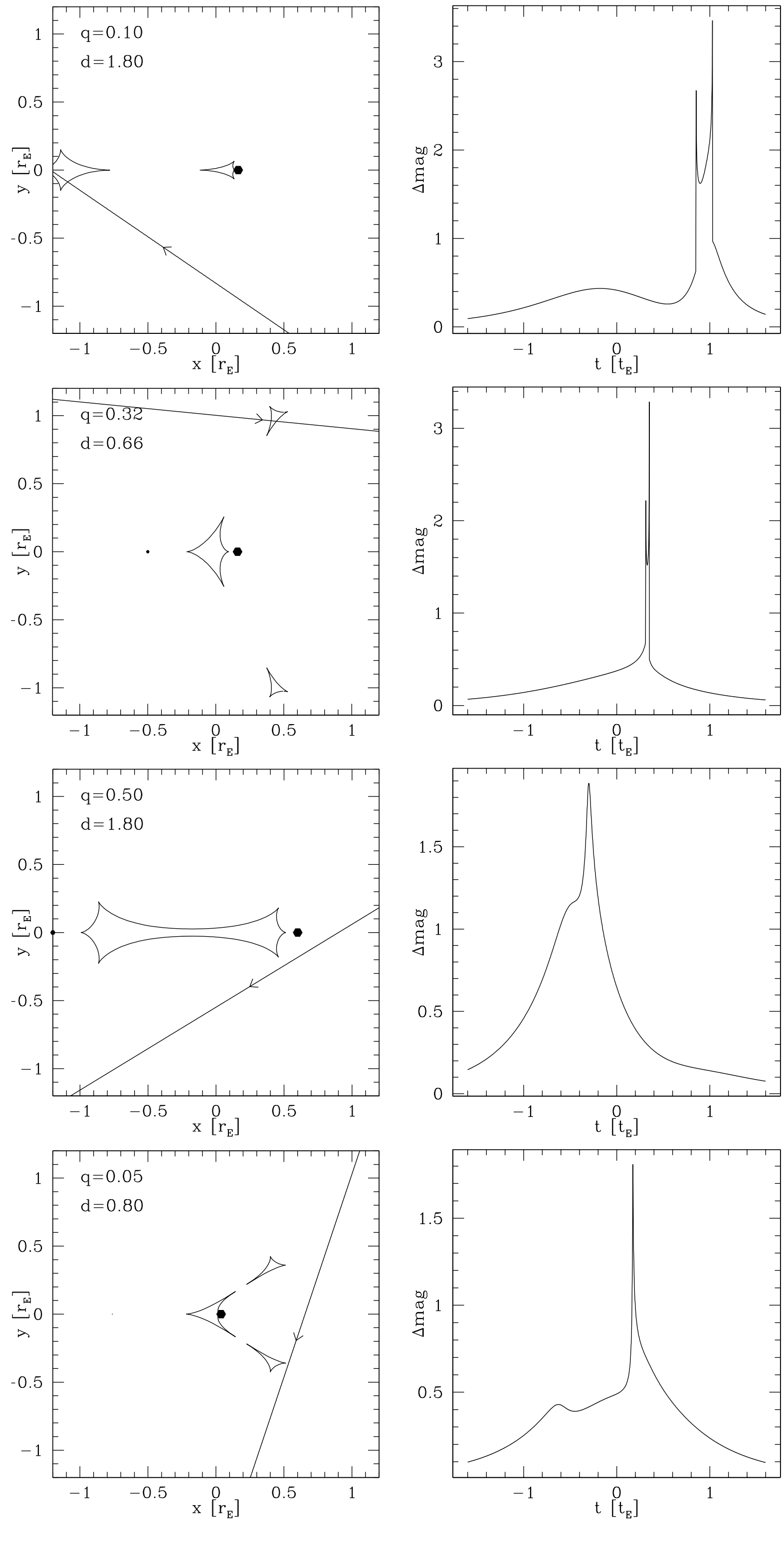
Układy podwójne o odległości składników rzędu jednostki astronomicznej mają na tyle długie okresy obiegu, że zazwyczaj zakłada się iż w trakcie trwania zjawiska ich zrzutowana separacja pozostaje stała. Jednakże czasem okazuje się że obserwowane zjawisko nie może być w pełni wyjaśnione przez ten prosty model i powstaje konieczność uwzględnienia rotacji układu. Można to zrobić ściśle rozpatrując pełną orbitę lub w przybliżeniu, rozpatrując tylko liniowe zmiany separacji i kąta w czasie. Zazwyczaj wystarcza to dla uwzględnienia tych efektów. Wtedy d i β uzależnimy od czasu w następujący sposób:

$$d(t) = d_0 + \dot{d}t \tag{1.19}$$

$$\beta(t) = \beta_0 + \dot{\beta}t \tag{1.20}$$

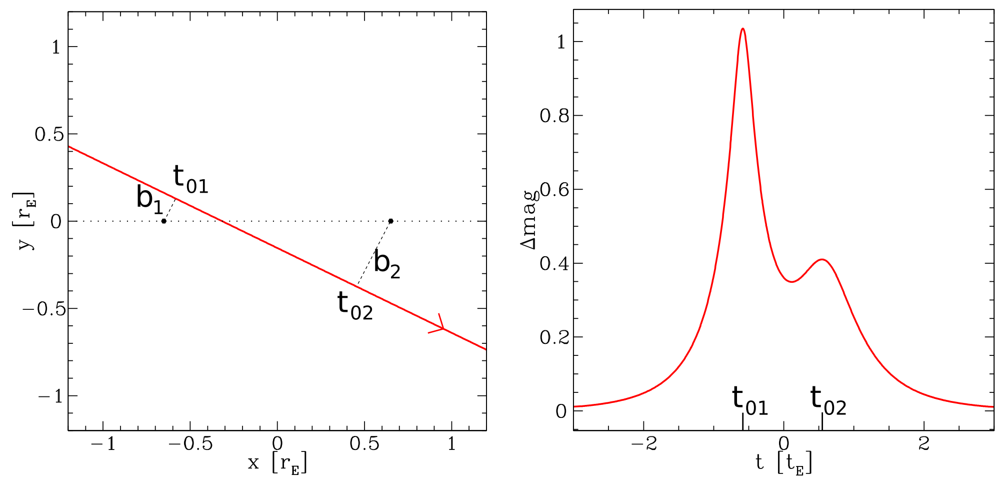
1.2.3. Soczewkowanie układów gwiazd

Czasem zdarza się, że soczewkowane źródło jest w rzeczywistości układem gwiazd. Wtedy zmiany strumienia jakie obserwujemy są sumą zmian wynikających z soczewkowania każdego składnika układu. Najczęściej mamy do czynienia z soczewkowaniem układu podwójnego przez pojedynczą soczewkę. Zaniedbując rotacje układu w trakcje trwania soczewkowania, możemy opisać takie zjawisko przyporządkowując każdemu ze składników czas minimalnego zbliżenia do soczewki t_{0i} oraz jego odległość b_i, a także określając kąt β między trajektorią źródła a osią układu podwójnego ($i = 1, 2$). Przebieg jasności będzie sumą dwóch krzywych Paczyńskiego przemnożonych przez jasności poszczególnych składników.



Rysunek 1.10. Przykładowe trajektorie źródeł (po lewej) i krzywe blasku (po prawej) w zjawiskach mikrosoczewkowania wywołanych przez układy podwójne.

Schemat przykładowego zjawiska i obserwowana przez obserwatora krzywa blasku znajdują się na rysunku 1.11.



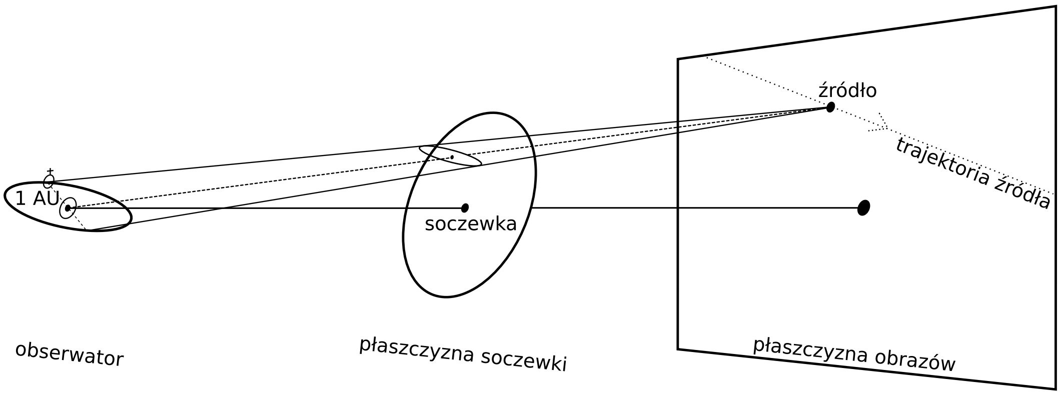
Rysunek 1.11. Przykładowa krzywa zjawiska mikrosoczewkowania układu podwójnego przez pojedynczą soczewkę grawitacyjną (po prawej) i przebieg zjawiska narysowany w płaszczyźnie soczewki (po lewej). Oba składniki mają tę samą jasność. Tym razem prosta przedstawia trajektorię soczewki względem położenia źródła. Oś odciętych jest równoległa do osi układu podwójnego. Kropkami oznaczone są składniki źródła.

1.3. Dodatkowe efekty

1.3.1. Efekt paralaksy rocznej

Na kształt krzywej blasku zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego, może mieć wpływ ruch roczny obserwatora wokół Słońca. Większą szanse zaobserwowania tego efektu dają zjawiska trwające długo.

Zmiana położenia obserwatora powoduje że wypadkowa pozycja źródła zrzutowana na płaszczyznę soczewki się zmienia. Schemat 1.12 przybliża geometrię problemu. Mamy źródło w płaszczyźnie obrazów, którego rzut na płaszczyznę soczewki, widziany z różnych miejsc wzdłuż całej orbity ziemskiej, tworzy owal.



Rysunek 1.12. Schemat prezentujący jak zmienia się położenie źródła zrzutowane na płaszczyznę soczewki przy rocznym ruchu ziemskiego obserwatora wokół Słońca.

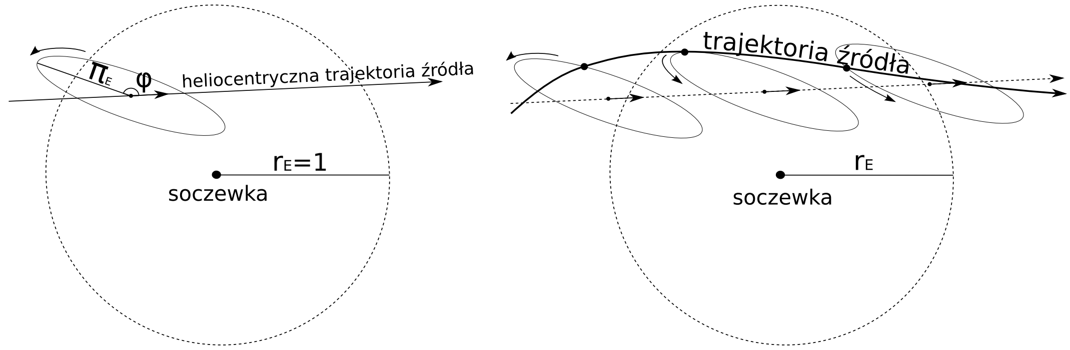
Możemy więc rozbić ruch źródła w płaszczyźnie soczewki na 2 niezależne ruchy: prostą trajektorię widzianą ze Słońca oraz zakrzywioną trajektorię będącą rzutem orbity ziemskiej. Tę koncepcje przedstawia rysunek 1.13, gdzie na lewym wykresie mamy obie wymienione składowe rozrysowane osobno, a na prawym mamy naniesioną wypadkową trajektorię źródła podczas obserwowanego z Ziemi zjawiska.

Aby opisać wpływ paralaksy na krzywą blasku zjawiska musimy wprowadzić dwa dodatkowe parametry. Mogą nimi być: kąt ϕ który jest kątem między heliocentryczną trajektorią źródła i przecięciem płaszczyzny ekliptyki z płaszczyzną soczewki, oraz parametr π_E opisujący rozmiar zrzutowanej jednostki astronomicznej na płaszczyznę soczewki w porównaniu z promieniem Einsteina:

$$\pi_E = \left(1\mathsf{AU}\frac{d_{LS}}{d_{OS}}\right)\frac{1}{r_E} \quad \text{lub} \tag{1.21}$$

$$\pi_E = \frac{1\mathsf{AU}}{\tilde{r}_E}, \quad \text{gdzie} \quad \tilde{r}_E \stackrel{\text{def}}{=} r_E\frac{d_{OS}}{d_{LS}} \tag{1.22}$$

Dokładną analizę możliwych parametryzacji efektu paralaksy rocznej w zja-



Rysunek 1.13. Wykresy trajektorii źródła w płaszczyźnie soczewki przy widocznym wpływie efektu paralaksy. Owal pod kątem ϕ jest rzutem orbity Ziemi na płaszczyznę soczewki, a π_E odpowiada jednej jednostce astronomicznej. Na prawym wykresie mamy wypadkową trajektorię źródła widzianą przez poruszającego się w ruchu rocznym obserwatora. Dwie składowe ruchu to: ruch po prostej odpowiadający heliocentrycznej trajektorii źródła oraz jednoczesny ruch obserwatora po orbicie.

wiskach mikrosoczewkowania można znaleźć w pracy Smitha, Mao i Paczyńskiego (2003).

1.3.2. Widoczne rozmiary soczewkowanego źródła

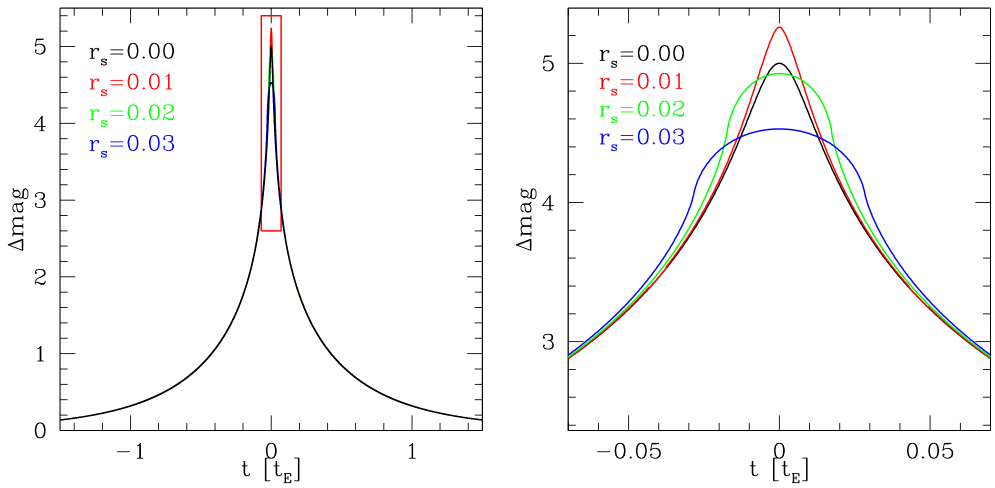
Gdy soczewkowane źródło ma zauważalne rozmiary kątowe (θ_*) w porównaniu z rozmiarem kątowym pierścienia Einsteina, wypadkowe wzmocnienie źródła odbiega od wartości wzmocnienia obliczonej dla źródła punktowego. Im większy jest gradient wzmocnienia w danym punkcie płaszczyzny w którym źródło się znajdzie, tym większą różnicę będziemy obserwować. Stąd efekty związane ze skończonymi rozmiarami źródła są najlepiej widoczne w pobliżu kaustyk, gdzie wzmocnienie bardzo szybko rośnie.

Przy sferycznie symetrycznych źródłach, do opisu tego efektu wprowadzamy parametr r_s który jest promieniem źródła w płaszczyźnie soczewki (R_*) podzielonym przez promień Einsteina:

$$r_s = \frac{R_*}{r_E} = \frac{\theta_*}{\theta_E} \tag{1.23}$$

Niekiedy uwzględnia się też rozkład jasności powierzchniowej, wprowadzając na ogół jeden parametr określający pociemnienie brzegowe.

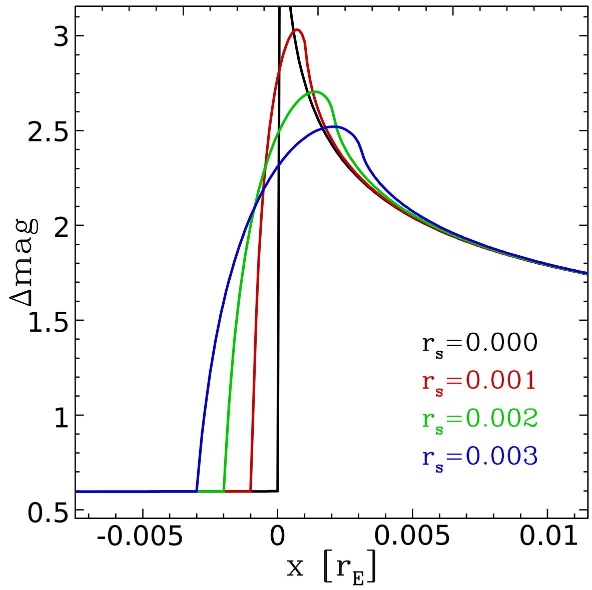
W przypadku pojedynczej soczewki efekty związane z rozmiarem źródła widać gdy źródło w trakcie zjawiska przechodzi blisko soczewki w porównaniu ze swoim rozmiarem (r_s). Przykładowe krzywe zostały narysowane na wykresie 1.14.



Rysunek 1.14. Na wykresach znajduje się porównanie czterech krzywych blasku zjawisk mikrosoczewkowania z różnymi rozmiarami źródła. Czarna krzywa odpowiada źródłu punktowemu, a kolorowe źródłom o skończonych rozmiarach ($r_s = 0,01$ – czerwona krzywa, $r_s = 0,02$ – zielona krzywa, $r_s = 0,03$ – niebieska krzywa). We wszystkich zjawiskach środki źródeł przechodzą w odległości $b = 0,01$ od soczewki punktowej, a źródła mają jednorodną jasność powierzchniową. Wykres po prawej stronie jest powiększeniem obszaru oznaczonego przez czerwony prostokąt na lewym wykresie.

Efekty skończonego rozmiaru źródła są typowo obserwowalne przy wzmocnieniach $\mu \gtrsim 100$ dla źródeł wielkości Słońca w Zgrubieniu Centralnym i $\mu \gtrsim 10$ dla źródeł dziesięciokrotnie większych (Dominik 2006).

Możliwa jest też obserwacja skończonych rozmiarów źródła przy przejściu przez kaustykę podczas soczewkowania przez układ podwójny. Rysunek 1.15 pokazuje jak zmienia się krzywa blasku w okolicach przejścia przez kaustykę w zależności od promienia źródła.



Rysunek 1.15. Przykładowe krzywe blasku w okolicach przejścia przez kaustykę w zjawisku mikrosoczewkowania przez układ podwójny. Cztery krzywe są narysowane dla 4 promieni źródła.

Jak już wspomnieliśmy we Wstępie, dokładne obserwacje efektów związanych z rozmiarem źródła, czy to w przypadkach soczewkowania przez pojedynczą soczewkę czy układ podwójny, pozwalają związać rozmiar kątowy źródła z rozmiarem kątowym promienia Einsteina. Jest to pomocna informacja do wyznaczeń fizycznych parametrów zjawiska, między innymi masy soczewki (An i in. 2002, Kubas i in. 2005, Jaroszyński i in. 2005). Silne wzmocnienie związane z przejściem przez kaustykę pozwala badać jasność powierzchniową źródła w wielu miejscach, przez co daje unikalną szansę do testowania teoretycznych modeli pociemnienia brzegowego (np. Cassan i in. 2006).

Literatura

An, J. H., i in. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 521
Cassan, A., i in. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 460, 277
Dominik, M. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 333, L79

Dominik, M. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367, 669
Einstein, A. 1936, *Science*, 84, 506
Jaroszyński, M., i in. 2005, Acta Astronomica, 55, 159
Kubas, D., i in. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 435, 941
Paczyński, B. 1986, *The Astrophysical Journal*, 304, 1
Smith, M. C., Mao, S., i Paczyński, B. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 339, 925
Witt, H. J. 1993, *The Astrophysical Journal*, 403, 530

2. Obserwacje projektu OGLE

2.1. Opis projektu

Projekt OGLE (The Optical Gravitational Lensing Experiment) ma już długą, kilkunastoletnią historię. Zakończyły się już trzy fazy projektu i teraz, w 2009 roku, wkracza on w fazę czwartą. Rozpoczęcie każdej kolejnej fazy wiązało się ze znacznym zwiększeniem liczby monitorowanych gwiazd i ilości zbieranych danych. Głównym celem projektu jest systematyczne badanie jasności gwiazd w gęstych polach gwiazdowych służące wykrywaniu zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego.

OGLE-I Pierwsza faza projektu rozpoczęła się w 1992 roku i trwała do 1995. Celem było potwierdzenie możliwości zaobserwowania zjawisk mikrosoczewkowania (Udalski i in. 1992). Obserwacje prowadzono w Las Campanas Observatory w Chile przy użyciu jednometrowego teleskopu Swope należącego do Carnegie Institution of Washington, w trakcie których przez kilkadziesiąt nocy rocznie monitorowano jasności około miliona gwiazd. Aby osiągnąć dużą zdolność rozdzielczą, potrzebną przy prowadzeniu pomiarów fotometrycznych w gęstych polach ku Centrum Galaktyki, zastosowano kamerę CCD 2048×2048 punktów co dało wielkość pojedynczego elementu światłoczułego równą $0,44$ sekundy łuku przy polu widzenia $15' \times 15'$. Obserwacje zaowocowały odkryciem pierwszego zjawisko mikrosoczewkowania już w 1993 roku (Udalski i in. 1993) oraz odkryciem pierwszego zjawiska spowodowanego przez układ podwójny (OGLE-BUL-7, Udalski i in. 1994c).

W trakcie trwania OGLE-I stworzono również pierwszy automatyczny system wykrywania potencjalnych zjawisk mikrosoczewkowania wystarczająco wcześnie, aby mogły być przedmiotem głębszej analizy innymi instrumentami, jest to System Wczesnego Ostrzegania EWS (Early Warning System, Udalski i in. 1994b). Za jego pomocą w latach 1994-1995 zostało automatycznie wykrytych 8 zjawisk.

Oprócz tego, dane zebrane podczas ciągłych obserwacji posłużyły wielu innym ciekawym badaniom astronomicznym, głównie w dziedzinie gwiazd zmiennych.

OGLE-II W roku 1997 rozpoczęła się druga faza projektu, która trwała do 2000 roku. Uruchomienie w Las Campanas Observatory dedykowanego dla projektu OGLE 1,3 metrowego teleskopu pozwoliło znacznie zwiększyć liczbę zbieranych zdjęć nieba i wydłużyć całkowity czas monitorowania dostępny w ciągu roku. Kamera CCD o rozmiarze 2048×2048 punktów obserwowała pola o wymiarach około $15' \times 60'$ w tak zwanym trybie *drift scan* przy wielkości pojedynczego elementu światłoczułego równej $0,417$ sekundy łuku (Udalski Kubiak i Szymański 1997). Początkowo do mierzenia jasności gwiazd, podobnie jak w trakcie OGLE-I, stosowano fotometrię profilową. Oprócz masowych obserwacji ku Centrum Galaktyki również stale monitorowano jasności gwiazd w Obłokach Magellana, głównie w celu wykrycia zjawisk mikrosoczewkowania. W sumie około 40 milionów gwiazd było monitorowanych.

Na początku roku 1998 rozpoczął prace System Wczesnego Ostrzegania dopasowany do danych z nowego teleskopu. Do końca projektu odkryto przy jego pomocy około 170 zjawisk. Po przygotowaniu programów do przeprowadzania pomiarów fotometrycznych na podstawie metody odejmowania obrazów (DIA– Difference Image Analisis, Woźniak 2000), zidentyfikowano w zebranych danych ponad 500 prawdopodobnych zjawisk mikrosoczewkowania (Woźniak i in. 2001).

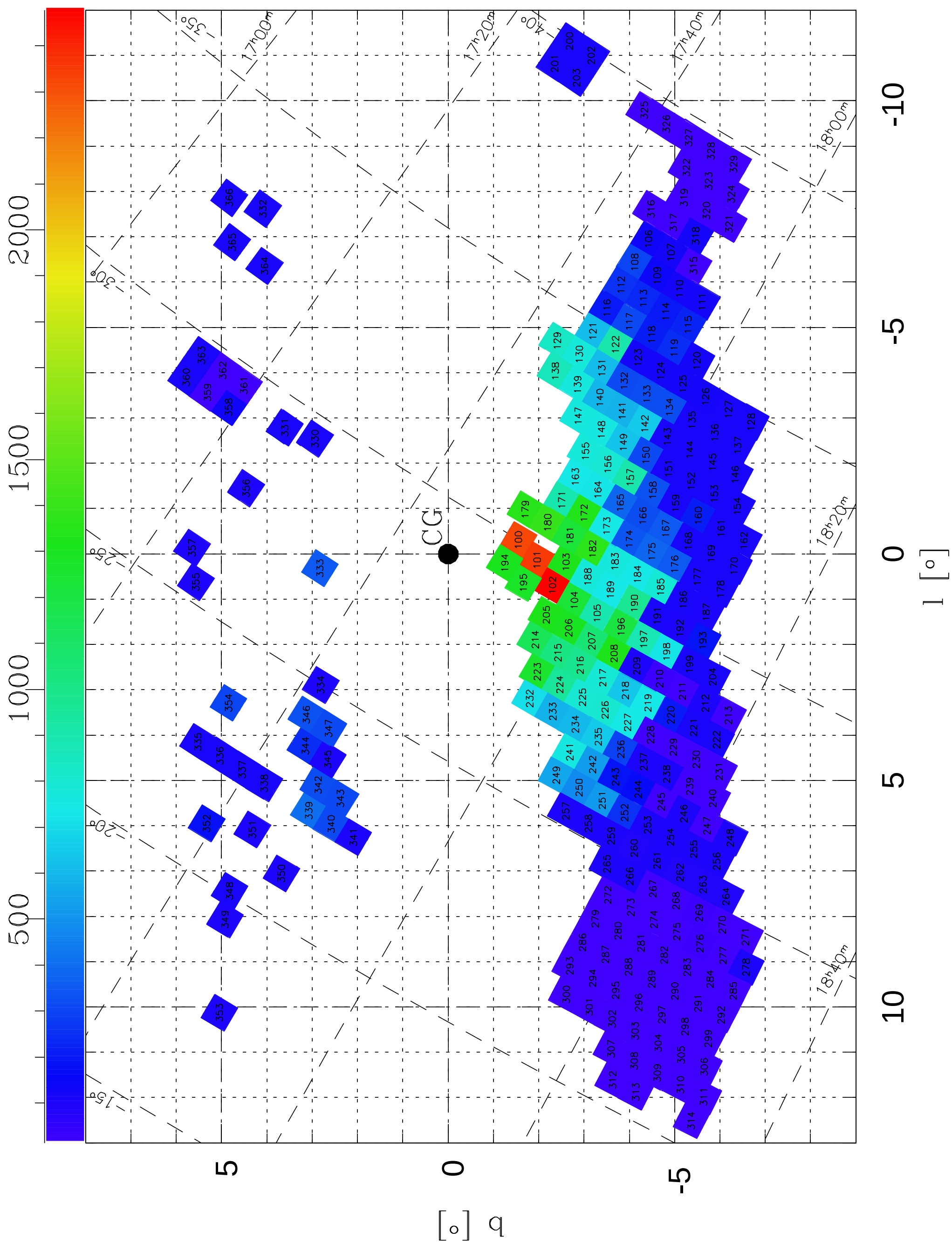
OGLE-III Od 2001 roku trwała trzecia faza projektu OGLE. Odróżniała się od pozostałych zastosowaniem kamery mozaikowej złożonej z ośmiu detektorów CCD o rozmiarach 2048×4096 punktów. Zmniejszono rozmiar elementu światłoczułego do 0,21 sekundy łuku, a pole widzenia całej kamery obejmowało

$35' \times 35'$ (Udalski 2003). Obserwacje zakończono w maju 2009. Zebrano obserwacje ponad 400 milionów gwiazd, głównie z Obłoków Magellana i z pól obserwacyjnych ku Zgrubieniu Centralnemu Galaktyki, z tego ostatniego obszaru pochodzą pomiary około 340 milionów gwiazd. Jest on najbardziej interesujący dla badań zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego. W innych kierunkach, w tym ku Obłokom Magellana, do tej pory odkryto zaledwie kilka zjawisk.

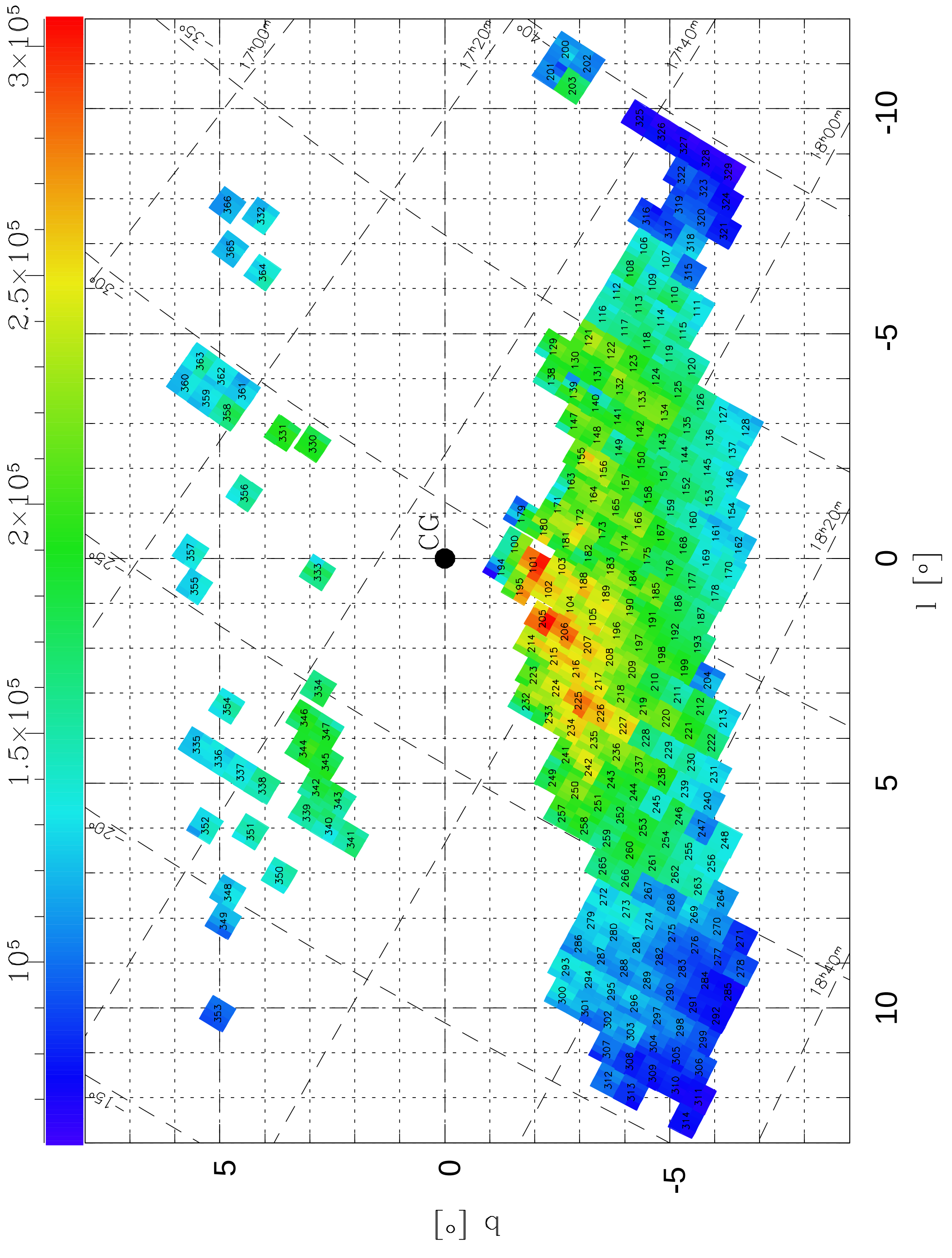
Obserwacje ku Centrum Galaktyki były prowadzone w 267 polach obserwacyjnych. Rysunek 2.1 przedstawia położenie wszystkich pól wraz z zaznaczoną liczbą ekspozycji każdego pola zebranych w filtrze podczerwonym (I). Na rysunku 2.2 pola rozbite są na 8 fragmentów, z których każdy był obserwowany innym z 8 detektorów CCD wchodzących w skład kamery; kolorem oznaczona jest liczba gwiazd zidentyfikowanych, podczas tworzenia końcowej fotometrii OGLE-III, na każdym z fragmentów

Niemalże od początku obserwacji OGLE-III, po każdej nocy, na nowo zebranych zdjęciach była przeprowadzana fotometria gwiazd. Dzięki temu zmierzone jasności gwiazd były od razu dostępne do badań, między innymi dawały możliwość zaimplementowania automatycznych systemów detekcji zjawisk przejściowych.

Niezbędne do przeprowadzenia metody odejmowania obrazów są dobrej jakości obrazy odniesienia, które odejmuje się później od każdej mierzonej klatki, aby wydobyć strumień ewentualnej zmienności obiektów. Do uruchomienia fotometrii we wczesnych etapach obserwacji użyto obrazów odniesienia sporządzonych na podstawie zdjęć nieba wykonanych w 2001 roku. Bazę danych z tymi pomiarami fotometrycznymi będziemy nazywać wstępną. Po ponad siedmiu latach obserwacji było możliwe podjęcie pracy nad skonstruowaniem lepszych obrazów odniesienia, gdyż więcej dobrej jakości zdjęć zostało zebranych dla każdego pola obserwacyjnego. Ta praca została wykonana w latach 2008 i 2009, a wynikiem było stworzenie nowej bazy pomiarów, tak zwanej końcowej fotometrii OGLE-III. Szczegóły tej procedury opisał Udalski i in. (2008a), a otrzymane w ten sposób mapy skalibrowanych jasności obiektów w Obłokach Magellana zostały już opublikowane przez Udalskiego i in. (2008b,



Rysunek 2.1. Pola OGLE-III ku Centrum Galaktyki. Kolorem zaznaczona jest liczba klatek w filtrze I zebranych na każdym z 267 pól w ciągu trzeciej fazy projektu od 2001 do 2009 roku. Pola odpowiednio oznaczone numerami katalogowymi zostały narysowane we współrzędnych galaktycznych (l, b). Widoczna jest także siatka współrzędnych równikowych (ra, dec). CG oznacza centrum Galaktyki.



Rysunek 2.2. Liczba gwiazd zaobserwowanych w filtrze I podczas trzeciej fazy projektu OGLE w polach leżących w kierunku Zgrubienia Centralnego Galaktyki. Każde pole (oznaczone numerem) jest podzielone na 8 oddzielnych elementów odpowiadających poszczególnym detektorom. Kolorem oznaczona jest liczba gwiazd znajdująca się na każdym z 2136 fragmentów 267 pól obserwacyjnych. W sumie zidentyfikowano 3.4×10^8 gwiazd. (Współrzędne jak na rysunku 2.1)

2008c). Niedługo również zostanie opisana końcowa fotometria dla pół w okolicach Centrum Galaktyki.

OGLE-IV Na jesieni 2009 spodziewane jest uruchomienie nowej mozaikowej kamery CCD składającej się z ponad 30 detektorów, która zastąpi dotychczasową kamerę przy Warszawskim teleskopie. Tym samym rozpoczną się obserwacje w ramach czwartej fazy projektu. Głównym celem budowy nowej kamery było poszerzenie pola widzenia teleskopu, co pozwoli na zwiększenie częstości obserwacji. Ma to duże znaczenie przy obserwacjach zjawisk przejściowych, takich jak zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Zwiększona częstość obserwacji pozwoli łatwiej wykryć zjawiska krótkotrwałe.

2.2. Systemy wczesnego ostrzegania

Działający w ramach OGLE-III System Wczesnego Ostrzegania dostarczył jak dotąd największą liczbę kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Wskazał 3974 zjawiska w kierunku ku Centrum Galaktyki oraz kilka w innych polach obserwacyjnych. Przez kilka poprzednich lat funkcjonowania regularnie wykrywał po około 600 zjawisk rocznie.

Metoda działania systemu została opisana szczegółowo w pracach Udalskiego (1994b, 2003). Aby zminimalizować liczbę fałszywych detekcji, system działa na zbiorze gwiazd które przez poprzednie sezony obserwacyjne nie wykazywały znaczących zmienności w krzywych blasku. Po każdej nocy obserwacyjnej są wykonywane pomiary fotometryczne nowo zebranych ekspozycji. Gwiazdy których jasność się zmieniła są wykrywane na odjętych od obrazu odniesienia zdjęciach. Tworzony jest na podstawie tej informacji indeks zmienności każdej z monitorowanych gwiazd będący historią stabilności blasku gwiazdy. Gwiazdy wykazujące dużą zmienność są usuwane z dalszego monitorowania przez system, a te które będąc wcześniej stałymi wykazały zmianę jasności w ciągu ostatnich kilku pomiarów są wybierane i przekazywane do dalszej analizy. Przegląd kandydatów pozwala na odrzucenie artefaktów i wybranie tych, które zostaną ogłoszone społeczności astronomicznej jako potencjalne zjawiska mikrosoczewkowania.

Spis wszystkich zgłoszonych przez system EWS zjawisk można znaleźć na stronie internetowej Zespołu OGLE pod adresem `http://ogle.astrouw.edu.pl/ogle3/ews/ews.html`

Na rysunku 2.3 przedstawiona jest liczba kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania znalezionych w poszczególnych polach obserwacyjnych przez system EWS działający w trakcie trzeciej fazy projektu.

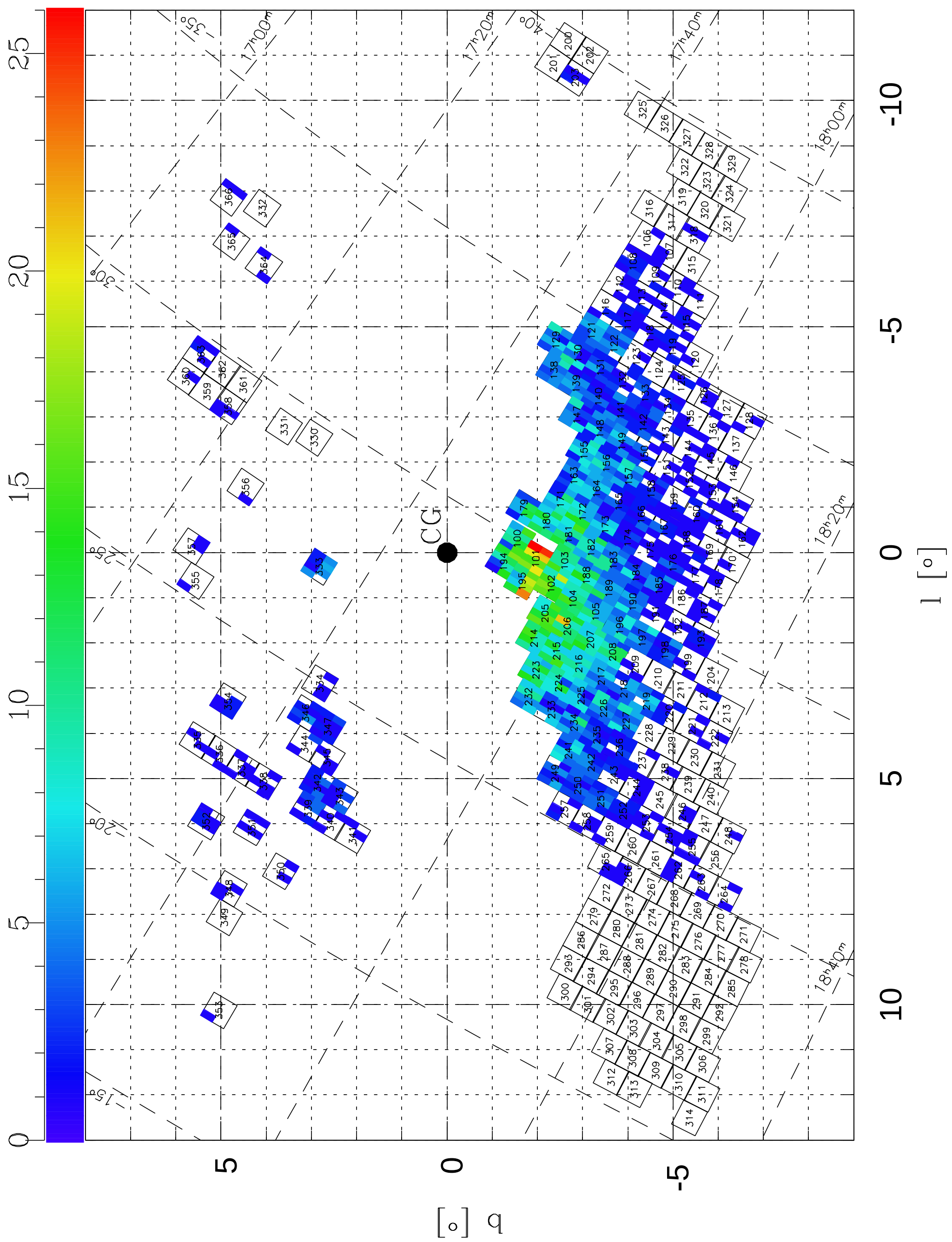
EEWS W projekcie OGLE działa automatyczny system wykrywania niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego — Early Early Warning System (Udalski 2003). Nastawiony jest na wychwytywanie, krótkotrwałych, wyraźnych odejść od standardowej krzywej Paczyńskiego w krzywych blasku trwających, wcześniej zidentyfikowanych przez system EWS, zjawisk. Taka anomalia, jeśli zostanie wykryta przez automatyczny system, umożliwi szybsze podjęcie decyzji o dalszych obserwacjach obiektu. Gwałtowne pojaśnienia mogą się wiązać z przejściem źródła przez kaustyki lub ze zbliżeniem do jej dzióbków przy soczewkowaniu przez soczewkę podwójną. Krótkotrwałe anomalie w blasku mogą być wywołane przez lekkiego towarzysza soczewki grawitacyjnej, w tym planetę. W takich sytuacjach szybkość reakcji jest kluczowa do potwierdzenia natury układu soczewkującego.

Najciekawsze zjawiska znalezione przez system EWS lub zgłoszone jako niestandardowe przez system EEWS są następnie obserwowane przez inne projekty, takie jak μFUN-PLANET czy RoboNET (patrz załącznik A), w celu jak najlepszego ich zbadania i wyciągnięcia dalszych wniosków astrofizycznych.

Literatura

Udalski, A., Szymański, M., Kałużny, J., Kubiak, M., i Mateo, M. 1992, *Acta Astronomica*, 42, 253

Udalski, A., Szymański, M., Kałużny, J., Kubiak, M., Krzemiński, W., Mateo, M., Preston, G. W., i Paczynski, B. 1993, *Acta Astronomica*, 43, 289



Rysunek 2.3. Rozkład na niebie kandydatów na zjawiska soczewkowania grawitacyjnego zidentyfikowanych przez *Early Warning System* podczas trzeciej fazy projektu OGLE. Kolorem zaznaczona jest liczba kandydatów w każdym z 2136 fragmentów pól obserwacyjnych odpowiadającym poszczególnym detektorom CCD. W sumie zgłoszono 3974 potencjalnych zjawisk. (Współrzędne jak na rysunku 2.1)

Udalski, A., Szymański, M., Kałużny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzemiński, W., i Paczyński, B. 1994b, *Acta Astronomica*, 44, 227

Udalski, A., Szymański, M., Mao, S., Di Stefano, R., Kałużny, J., Kubiak, M., Mateo, M., i Krzemiński, W. 1994c, *The Astrophysical Journal Letters*, 436, L103

Udalski, A., Kubiak, M., i Szymański, M. 1997, *Acta Astronomica*, 47, 319

Udalski, A. 2003, *Acta Astronomica*, 53, 291

Udalski, A., Szymański, M. K., Soszyński, I. i Poleski, R. 2008a, *Acta Astronomica*, 58, 69

Udalski, A., Soszyński, I., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk K. i Poleski, R. 2008b, *Acta Astronomica*, 58, 89

Udalski, A., Soszyński, I., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk K. i Poleski, R. 2008c, *Acta Astronomica*, 58, 329

Wozniak, P. R. 2000, *Acta Astronomica*, 50, 421

Woźniak, P. R., Udalski, A., Szymański, M., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., i Żebruń, K. 2001, *Acta Astronomica*, 51, 175

3. Analiza błędów fotometrii

3.1. Wstęp

Podstawowym narzędziem w badaniu krzywych blasku zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego jest dopasowywanie modeli poprzez minimalizację funkcji χ^2 (por. Jaroszyński i in. 2004, Bond i in. 2004). Funkcja ta zależy od przebiegu krzywej blasku zapisanego w wielkościach gwiazdowych lub strumieniach (F_i) oraz od założonego modelu soczewki i przebiegu zjawiska ($F_{model}(t)$), a także od błędów obserwacyjnych przypisanych do poszczególnych pomiarów fotometrycznych ΔF_i.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(F_i - F_{model}(t_i))^2}{\Delta F_i^2} \tag{3.1}$$

gdzie t_i jest czasem i-tego pomiaru, a N liczbą wszystkich pomiarów strumienia.

Błędy pomiaru poszczególnych jasności przy poszukiwaniu gwiazd regularnie zmiennych mają niewielkie znaczenie i mogą być często pomijane (np. Pojmański, Pilecki i Szczygieł 2005), jednak w analizie przejściowych zmian blasku są bardzo istotne. Gdy liczba obserwacji jest niewielka, odpowiednie ocenienie wagi poszczególnych pomiarów może wyraźnie wpłynąć na funkcje χ^2, a tym samym na wygląd najlepszego modelu.

W analizie krzywych mikrosoczewkowania występuje jeszcze dodatkowy, niezmiernie ważny efekt: obserwowane wzmocnienia generowane przez soczewki grawitacyjne często sięgają kilku wielkości gwiazdowych, co dramatycznie wpływa na dokładność pomiarów. Na jednej krzywej blasku mamy więc pomiary z bardzo różnymi błędami i do dalszej analizy wchodzą ze znacząco różnymi wagami, zatem zachwianie właściwego bilansu między nimi znacząco wpłynie na ostateczny model. W szczególności, zależność opisująca w jaki sposób oceniane błędy fotometrii zmieniają się z jasnością obiektu musi być dobrze wyznaczona.

W tym rozdziale opisujemy metodę pozwalającą wyznaczyć poprawki do błędów fotometrii zapisanych w bazie OGLE, na podstawie analizy statystycznej właściwości obserwowanych gwiazd.

3.1.1. Wcześniejsze badania

W wielu wcześniejszych badaniach zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego zaobserwowanych przez projekt OGLE pojawił się problem niedoszacowania błędów pomiarowych. Wielu autorów proponowało różne metody przeskalowywania niepewności. Poniżej wymienione są bardzo skrótowo pewne z nich.

Snodgrass, Horne i Tsapras (2004) zaproponowali wprowadzenie dodatkowych parametrów w procesie dopasowywania modelu do krzywej blasku, które opisywały odpowiednie przeskalowanie błędów. Tak więc każda krzywa blasku miała przyporządkowane inne, własne parametry przeskalowania. Jako że obserwowane zjawiska rozrzucone są na niebie w wielu polach obserwacyjnych, a analiza fotometryczna w każdym polu przebiega trochę inaczej, w istocie nie jest możliwe znalezienie jednego wspólnego zestawu parametrów dla przeskalowania błędów we wszystkich krzywych blasku. Niemniej ta metoda nie bierze pod uwagę wiedzy zebranej o innych gwiazdach w pobliżu danego zjawiska, a zawartej w fotometrycznej bazie danych OGLE.

Drugą metodą zastosowaną między innymi przez Snodgrassa i in. (2004) jest analiza średniokwadratowego rozrzutu dla grupy punktów obserwacyjnych zebranych podczas intensywnych obserwacji w ciągu jednej nocy przed rozpoczęciem lub po zakończeniu zjawiska. Przeprowadzona dla kilkudziesięciu krzywych soczewkowych z danych OGLE-III, dała autorom współczynnik przeskalowania błędów leżący najczęściej miedzy $1,1$ a $1,3$.

Często stosowanym podejściem (np. Jaroszyński i in. 2004) jest założenie że poza zjawiskiem mamy do czynienia ze źródłem o stałym blasku, którego obserwowane fluktuacje są skutkiem błędów pomiaru jasności. Wyliczamy wtedy średnią jasność $\bar{I}$, oraz rozrzut wokół średniej jasności $\sigma_{\bar{I}}$, i porównujemy ze średnim błędem pomiarowym dla wszystkich punktów poza zjawiskiem $\overline{\Delta I}$. Wtedy współczynnik przez jaki należy przeskalować błędy jest równy $\sqrt{\frac{\sigma_{\bar{I}}}{\overline{\Delta I}}}$.

Wyrzykowski (2005) zaproponował metodę biorącą pod uwagę naszą wiedzę o historii jasności wszystkich gwiazd znajdujących się w danym polu obserwacyjnym.

Spośród tych gwiazd zostały wybrane gwiazdy o najmniejszym średniokwadratowym rozrzucie punktów w krzywej blasku, następnie zostały przeanalizowane podane dla nich wartości błędów pomiarowych i przy założeniu że są to gwiazdy stałe, zostały wyznaczone poprawki błędów dla danego pola, na przedział jasności i na przedział wielkości błędów.

Procedura którą przedstawiamy poniżej również wykorzystuje wiedzę o wszystkich zaobserwowanych gwiazdach, jednakże nie wprowadza podziału danych na wiele przedziałów jasności. Dzięki temu może być stosowana z powodzeniem nawet w polach, gdzie mała liczba gwiazd nie pozwoliłaby wysnuć wartościowych wniosków odnośnie niektórych przedziałów.

3.2. Założenia metody

Pierwszym założeniem przestawianej metody jest to, że w każdym polu obserwacyjnym znajdują się gwiazdy których jasność jest stała lub zmienia się nieznacznie (tzn. rzędu kilku milimagnitudo), a także że tych gwiazd jest wystarczająco dużo. Takie założenie implikuje, że gwiazda o najmniejszym średniokwadratowym rozrzucie jasności spośród kilkudziesięciu gwiazd z danego przedziału jasności, może być uważana za gwiazdę stałą.

Mając próbkę gwiazd stałych, podobnie jak inni autorzy, chcemy tak przeskalować błędy pomiarowe aby ich średnia wielkość była równa rozrzutowi punktów w ich krzywych blasku. Jednakże na błędy fotometrii zgłaszane przez system redukcji danych wpływają między innymi takie czynniki jak poziom tła nieba danej nocy, aktualna pogoda, czy odpowiednie ustawienie ostrości, ale także gęstość gwiazd w pobliżu mierzonej gwiazdy, jakość elementu światłoczułego w miejscu pomiaru oraz kształt profilu gwiazdy na zdjęciu. Dlatego gwiazdy izolowane, leżące na czulszym fragmencie elementu światłoczułego i w takim miejscu płaszczyzny ogniskowej w którym obraz jest średnio ostrzejszy, będą miały przypisany błąd fotometrii średnio mniejszy od pozostałych gwiazd w polu. Celem metody jest więc doprowadzenie, aby najdokładniej zmierzone gwiazdy stałe miały błąd równy rozrzutowi ich jasności.

Zakładamy, że aby otrzymać poprawne oszacowanie błędu obserwacyjnego dla danego punktu ($\Delta I_{i\,\mathbf{nowy}}$), musimy błąd przypisany mu w procesie redukcji (ΔI_i) przemnożyć przez pewną stała γ wyznaczoną z metody. Dodatkowo zakładamy istnienie dodatkowego błędu systematycznego w procesie sczytywania danych z detektora, wzmacniania sygnału lub później w procesie redukcji, który to błąd weźmiemy pod uwagę dodając go w kwadracie do naszego błędu. Oznaczmy go przez ε. Ostateczny wzór na poprawiony błąd wygląda następująco:

$$\Delta I_{i\,\mathbf{nowy}}^2 = (\gamma \Delta I_i)^2 + \varepsilon^2$$

lub w formie przydatnej później:

$$\Delta I_{i\,\mathbf{nowy}} = \sqrt{(\gamma \Delta I_i)^2 + \varepsilon^2} \tag{3.2}$$

Ponieważ różne pola obserwacyjne różnią się gęstością gwiazd znajdujących się na nich oraz dla każdego z nich został przygotowany osobny obrazek referencyjny służący do różnicowej fotometrii (DIA), zakładamy, że parametry γ i ε muszą być osobno wyznaczone dla każdego z pól. Co więcej, każde pole podzielone jest na osiem części które odpowiadają ośmiu oddzielnym detektorom CCD wchodzącym w skład kamery. Te elementy, mimo że w zamierzeniu identyczne, w mierzalny sposób różnią się od siebie. Również elektronika sczytująca sygnał może działać inaczej dla każdego z nich. Stąd przychodzi konieczność wyznaczania parametrów γ i ε osobno dla każdego pola, a w nim każdego fragmentu odpowiadającemu innemu detektorowi.

3.3. Wyznaczanie parametrów dla krzywych blasku

Wybieramy jedno z pól obserwacyjnych, a w nim fragment odpowiadający jednemu detektorowi, a następnie pobieramy z bazy danych fotometrycznych krzywe blasku dla wszystkich gwiazd zaobserwowanych na tym obszarze. Wyznaczamy dla każdej krzywej trzy parametry, pierwszy z nich to średnia jasność ważona błędami obserwacyjnymi:

$$\overline{I_w} = \frac{\sum_i \frac{I_i}{\Delta I_i}}{\sum_i \frac{1}{\Delta I_i}} \tag{3.3}$$

następny parametr to średniokwadratowy rozrzut wokół średniej ważonej:

$$\sigma_w = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_i (I_i - \overline{I_w})^2} \tag{3.4}$$

i ostatni to średnia niepewność pomiarowa dla punktów:

$$\overline{\Delta I} = \frac{1}{n}\sum_i \Delta I_i \tag{3.5}$$

gdzie n oznacza liczbę punktów obserwacyjnych wziętych do rozważań, I_i jest jasnością i-tego punktu, a ΔI_i jego niepewnością.

Wykres 3.1 przedstawia tak wyznaczone wartości σ_w i $\overline{\Delta I}$ dla wszystkich gwiazd z przykładowego pola obserwacyjnego OGLE-III, naniesione względem średniej jasności $\overline{I_w}$. Każda krzywa blasku jest tutaj reprezentowana przez dwa punkty: czarny przedstawia rozrzut krzywej a zielony jej średni błąd.

Widzimy, że obie te wielkości różnią się od siebie znacząco, a dla zaprezentowanego pola (BLG249.3) średni błąd podany w krzywej blasku jest systematycznie zaniżony w stosunku do obserwowanego rozrzutu. Tym samym widać wyraźnie konieczność poprawienia błędów. Widać też, że przeskalowanie ich nie wystarczy by zrekompensować widoczne odchyłki, stąd konieczność wprowadzenia co najmniej dwóch parametrów.

Można też zauważyć, że nie ma gwiazdy której rozrzut byłby mniejszy niż pewna stała wartość, która na przedstawionym wykresie jest równa około

$0,0045$ magnitudo. Wnosimy stąd istnienie pewnego stałego błędu systematycznego, który oznaczyliśmy uprzednio jako ε.

3.4. Wyznaczanie współczynników korekty błędów

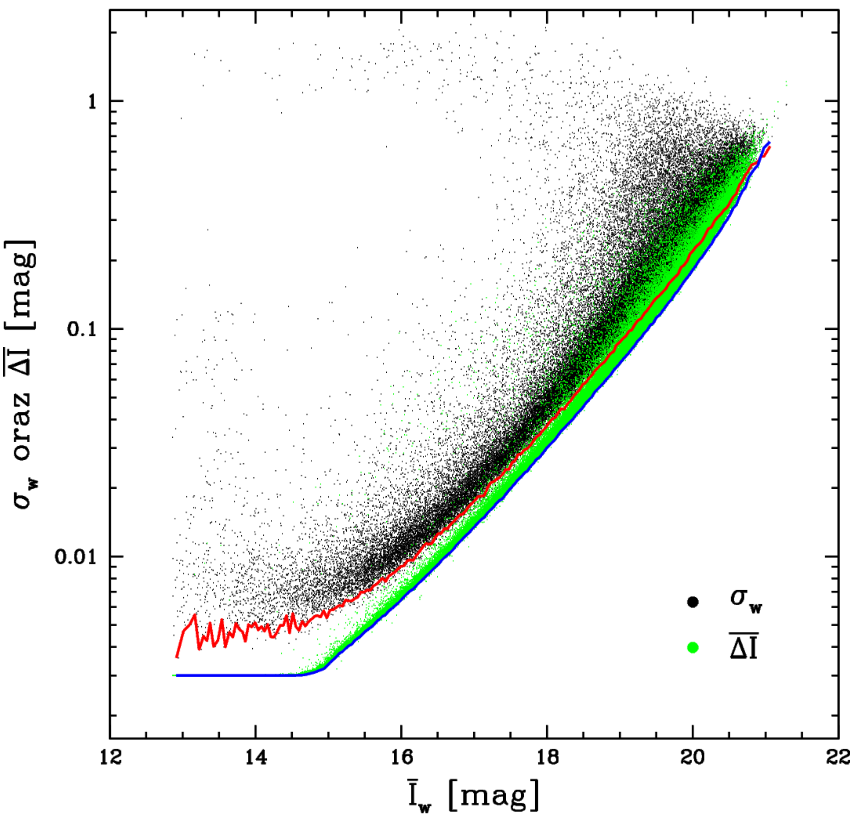
Interesują nas gwiazdy stałe, czyli te których rozrzut jasności przy danej wielkości gwiazdowej jest najmniejszy. W tym celu rozdzielamy gwiazdy na około 200 przedziałów jasności (o szerokości większej lub równej 0,04 magnitudo), tak aby w każdym przedziale znajdowało się co najmniej 25 gwiazd. Następnie, aby wyznaczyć charakterystyczne minimum rozrzutu jasności w przedziale, a jednocześnie uchronić się od wpływu przypadkowych pomiarów, odrzucamy 3% najniższych punktów z tego przedziału (ale nie więcej niż 10), i bierzemy minimum rozrzutu pozostałych punktów jako wartość charakterystyczną dla gwiazd niezmieniających blasku.

Powtarzamy proces dla każdego przedziału jasności, otrzymując krzywą przedstawiającą minimalny rozrzut mierzonej jasności w funkcji wielkości gwiazdowej. Ufamy, że na niej leżą gwiazdy stałe. Tak otrzymana krzywa jest zaznaczona na wykresie 3.1 kolorem czerwonym.

Podobnie postępując otrzymujemy dolną obwiednie dla wartości średniego błędu przy danej jasności. Na wykresie 3.1 jest ona przedstawiona kolorem niebieskim.

Celem metody jest aby rozrzut jasności najdokładniej zmierzonych gwiazd stałych był równy błędom podawanym w bazie danych. Pragniemy zatem aby obie obwiednie, rozrzutu i błędu pomiarowego, pokrywały się. Otrzymamy to modyfikując dolną obwiednie wartości błędu pomiarowego według wzoru (3.2), gdzie γ i ε są wolnymi parametrami. Wyznaczymy je minimalizując odległości między obwiedniami metodą najmniejszych kwadratów.

Tak otrzymane parametry γ i ε, właściwe dla danego pola, pozwalają poprawić błędy pomiarowe dla krzywych blasku wszystkich gwiazd obserwowanych na tym polu. Efekt działania metody przedstawiony jest na wykresie 3.2, gdzie po poprawieniu błędów przy użyciu wyznaczonych współczynników, zostały



Rysunek 3.1. Wielkości σ_w (czarne punkty) i $\overline{\Delta I}$ (zielone punkty) dla gwiazd z pola BLG249.3 narysowane względem średniej ważonej jasności gwiazdy $\overline{I_w}$. Wszystkie wartości podane są w wielkościach gwiazdowych w filtrze I. Czerwona i niebieska krzywa oznaczają odpowiednio dolne obwiednie wykresów σ_w i $\overline{\Delta I}$. Metoda wyznaczenia obwiedni podana jest w tekście rozdziału 3.4. (Dla przejrzystości rysunku zostało narysowane tylko 30% wszystkich gwiazd obserwowanych na tym polu.)

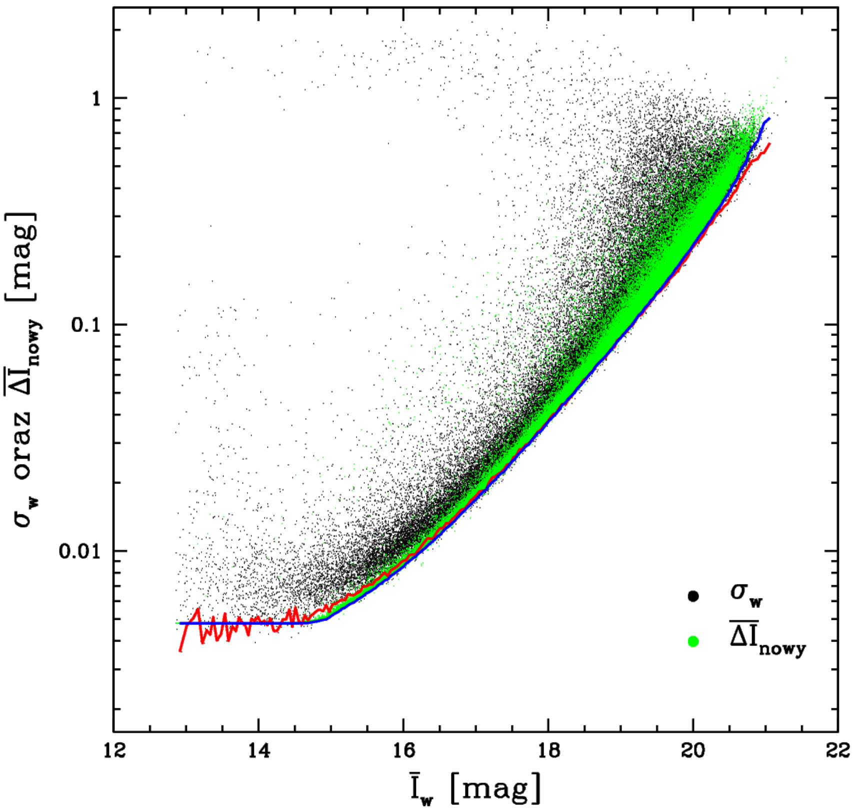
dla wszystkich gwiazd wyznaczone parametry σ_w, $\overline{\Delta I}$ oraz $\overline{I_w}$ i podobnie jak poprzednio naniesione na wspólny wykres.

3.4.1. Parametry dla pól OGLE-III

Opiszemy teraz aplikacje metody do pół OGLE-III i kilka spostrzeżeń, które pomogą zastosować metodę również do danych pochodzących z innych teleskopów.

Dane obserwacyjne dotyczące różnych pól różnią się od siebie wyraźnie, stąd konieczność uważnego doboru parametrów metody. Należy przy tym wziąć pod uwagę kilka efektów, które mogą wpłynąć na ostateczny wynik. Dwie najbardziej wyraźne różnice między polami to liczba gwiazd oraz liczba ekspozycji przypadająca na pole. Przy małej liczbie gwiazd w polu mamy za mało gwiazd jasnych aby wyznaczyć poprawnie obwiednie, gdyż założenia metody nie są wtedy spełnione. Natomiast duże różnice w liczbie ekspozycji między polami powodują że wyznaczenia parametrów σ_w, $\overline{\Delta I}$ oraz $\overline{I_w}$, jako średnie wartości po wszystkich punktach pomiarowych, mają wyraźnie różny błąd statystyczny. Bierze się to stąd, że średni błąd średniej skaluje się z pierwiastkiem liczby punktów. Jeśli dla tego samego pola narysujemy podobny wykres jak wspomniany już wykres 3.1, tylko biorąc 9 razy większą liczbę punktów obserwacyjnych przy wyliczaniu średnich, to obszary zaznaczone kolorami czarnym i zielonym, zmniejszą swoją szerokość około trzykrotnie, a co za tym idzie dolne obwiednie się przesuną. Aby uniknąć silnej korelacji między liczbą ekspozycji przypadających na pole a wyznaczoną poprawką γ, sprawdzamy liczbę ekspozycji wszystkich pół, bierzemy z niej minimalną wartość i przy wyliczaniu średnich jasności i rozrzutów losowo wybieramy z każdej krzywej blasku dokładnie tyle punktów.

Przy wyliczaniu poprawek dla pół OGLE-III zaobserwowaliśmy ciekawą zależność między znalezionymi parametrami. Otóż wartość parametru ε okazała się być niemal identyczna dla pojedynczego detektora kamery, niezależnie od pola obserwacyjnego. Pokazuje to że rzeczywiście stały błąd systematyczny związany jest z właściwościami danego detektora i elektroniki bezpośrednio doń podłączonej.



Rysunek 3.2. Wykres pokazuje efekt działania metody poprawiania błędów pomiarowych. Wielkości σ_w (czarne punkty) i $\overline{\Delta I}_{\mathbf{nowy}}$ (zielone punkty) dla gwiazd z pola BLG249.3 zostały narysowane względem średniej ważonej jasności gwiazdy $\overline{I_w}$. Błędy zostały poprawione wzorem (3.2) ze współczynnikami $\gamma = 1,24$ i $\varepsilon = 0,003$. Wszystkie wartości podane są w wielkościach gwiazdowych w filtrze I. Czerwona i niebieska krzywa oznaczają odpowiednio dolne obwiednie wykresów σ_w i $\overline{\Delta I}_{\mathbf{nowy}}$.

Drugim, równie ciekawym faktem jest niemal równa wartość współczynnika γ dla jednego pola, niezależnie od detektora. Oprócz podobnej gęstości gwiazd w jednym polu, może to wiązać się z faktem, że dla każdego pola został stworzony osobny obraz referencyjny do fotometrii różnicowej. Ten obraz jest złożeniem kilku najlepszych zdjęć danego pola. Liczba ekspozycji i warunki ich wykonania są takie same dla każdego detektora w polu, ale różne między polami, podobnie jak współczynniki przeskalowania γ.

Te spostrzeżenia pomagają w zastosowaniu metody do pól o małej liczbie gwiazd, głównie tych, leżących na obrzeżach obserwowanych galaktyk (Małego i Wielkiego Obłoku Magellana) lub w rzadszych polach obserwowanych ku Centrum Galaktyki. Błędnie wyznaczone obwiednie w przedziale jasnych gwiazd można zidentyfikować przez wyszukanie zawyżonych wartości parametru ε w porównaniu z innymi polami. W tych polach można, dla poszczególnych detektorów, użyć średniej wartości tego parametru wyznaczonej z pozostałych pól, i ustalając go, zmieniać jedynie wartość γ w procesie minimalizacji.

Metoda była stosowana zarówno do wstępnej fotometrii OGLE-III jak i końcowej. Zauważyliśmy, że parametr γ w nowej fotometrii jest wyraźnie bliższy jedności niż w starej, potwierdza to, że praca podjęta przy wybieraniu najlepszych zdjęć z całego okresu obserwacji i konstruowaniu nowych obrazów referencyjnych, przyniosła efekty. W przypadku najlepszych pól, po usunięciu błędu systematycznego opisanego przez parametr ε, przeskalowanie właściwie nie jest konieczne.

Nowe prace bazujące na danych OGLE-III będą korzystać już z końcowej fotometrii, dlatego w załączniku B prezentujemy wartości parametrów γ i ε służących do poprawiania błędów obserwacyjnych w polach OGLE-III w nowym kształcie bazy danych. Na razie zostały one wyznaczone dla najważniejszych pól, tych które miały więcej niż 250 obserwacji w filtrze I, a zatem w których mamy największe prawdopodobieństwo znalezienia ciekawych obiektów, np. zjawisk mikrosoczewkowania. Przytoczone współczynniki były otrzymane na podstawie jeszcze nie skalibrowanych do końca wielkości gwiazdowych w końcowej fotometrii, jednak tak małe różnice (rzędu 0,1 mag) nie wpływają znacząco na wartości wyznaczonych dla przedziału 8 wielkości gwiazdowych poprawek.

3.5. Podsumowanie

Wprowadzona tu analiza błędów może zostać użyta do poprawienia wszystkich niepewności pomiarowych w całej bazie danych OGLE aby wspomóc badania nie tylko soczewek grawitacyjnych, ale także innych rodzajów gwiazd. Przedstawiona wyżej procedura postępowania została już zastosowana w pracy Soszyńskiego i in. (2008) do przygotowania danych obserwacyjnych w poszukiwaniu Cefeid w Wielkim Obłoku Magellana, w pracy Soszyńskiego i in. (2009) do poszukiwania gwiazd RR Lutni, a także użyta przy poprawieniu fotometrycznych danych OGLE-II zebranych w kierunku Wielkiego Obłoku Magellana wykorzystanych przy poszukiwaniach zjawisk mikrosoczewkowania gwiazd tej galaktyki. Te badania jak i krótki opis wyżej wprowadzonej metody można znaleźć w pracy Wyrzykowskiego i in. (2009).

Dane dotyczące zjawisk z sytemu EWS pochodzą ze wstępnej fotometrii OGLE-III. Przytoczone wartości parametrów zostaną wkrótce użyte do wyszukiwania zjawisk soczewkowania w pełnej, opartej na końcowej fotometrii, bazie danych OGLE-III (Wyrzykowski, komunikacja prywatna). Spodziewamy się, że zjawisk będzie nieco więcej, gdyż na nowych obrazach referencyjnych było możliwe zidentyfikowanie dużo większej liczby obiektów. Z drugiej strony dostęp do całej krzywej blasku pozwoli nieco lepiej, niż w fazie selekcji zjawisk przez system EWS, określić ich naturę i wyeliminować zjawiska nie będące rezultatem mikrosoczewkowania. Poprawki błędów pozwolą zachować właściwą efektywność detekcji w funkcji wielkości gwiazdowych monitorowanych obiektów.

Literatura

Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, Ł., Szymański, M. K. i in. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 606, L155

Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Żebruń, K., Szewczyk, O. i Wyrzykowski, Ł. 2004, *Acta Astronomica*, 54, 103

Pojmański, G., Pilecki, B., Szczygieł, D. 2005, *Acta Astronomica*, 55, 275

Snodgrass, C., Horne, K., Tsapras, Y. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351, 967

Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk, K. i Poleski, R. 2008, *Acta Astronomica*, 58, 293

Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk, K. i Poleski, R. 2009, *Acta Astronomica*, 59, 1

Wyrzykowski, Ł. 2005, praca doktorska, Uniwersytet Warszawski

Wyrzykowski, Ł., Kozłowski, S., Skowron, J., Belokurov, V., Smith, M. C., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O. i Żebruń, K. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 890

4. Analiza podwójnych soczewek grawitacyjnych

4.1. Wstęp

Obecnie (lipiec 2009) znamy modele kilkudziesięciu zjawisk mikrosoczewkowania spowodowanych przez układy podwójne. 21 zjawisk pochodzących z sześcioletnich obserwacji grupy MACHO (1993-1998) opisali Alcock i in. (2000). W pracy Jaroszyńskiego (2002) znajduje się 18 zjawisk, które zaszły podczas drugiej fazy projektu OGLE (1997-1999). Zjawiska wywołane przez układy podwójne w danych OGLE-III z lat 2002-2003 są przedmiotem badań Jaroszyńskiego i in. (2004) — autorzy zidentyfikowali 15 zjawisk takich zjawisk. Podobnie 19 zjawisk z roku 2004 i 8 zjawisk z 2005 opisali Jaroszyński i in. (2006) oraz Skowron i in. (2007).

Przeważająca część opisanych przypadków mikrosoczewkowania światła gwiazd spowodowana przez układy podwójne to zjawiska z widocznymi nieciągłościami w krzywych blasku tłumaczonymi jako przejścia soczewkowanego źródła przez kaustyki. Chcąc zatem analizować właściwości podwójnych soczewek grawitacyjnych, musimy umieć efektywnie modelować zjawiska z widocznymi w krzywych blasku przejściami przez kaustyki.

4.2. Parametryzacja zjawiska mikrosoczewkowania

Standardowa procedura modelowania zjawisk mikrosoczewkowania przez podwójną soczewkę bazuje na 6 parametrach (patrz rozdział 1.2.2). Dwa z nich związane są z soczewką (stosunek mas q i separacja składników d), dwa parametry dowiązują przebieg zjawiska do osi czasu (skala czasowa zjawiska t_E i określony punkt w czasie t_0) i w końcu dwa ostatnie parametry są związane z trajektorią źródła (parametr zderzenia b i kąt β określający kierunek trajektorii źródła w stosunku do osi łączącej jej składniki). Jeśli krzywa blasku zjawiska zawiera obserwacje w trakcie przejścia źródła przez kaustyki, często należy uwzględnić jako dodatkowy parametr rozmiar tarczy źródła r_s (por. 1.3.2). Gdy model zdefiniowany przez te parametry wydaje się niewystarczający do opisu zaobserwowanej zmienności, możemy dodać parametry uwzględniające rotację układu podwójnego lub wpływ paralaksy rocznej (por. 1.2.2 i 1.3.1).

Tak zdefiniowany model daje nam przebieg w czasie wzmocnienia spowodowanego mikrosoczewkowaniem $\mu(t)$. Aby porównać go z przebiegiem rejestrowanego przez teleskop strumienia, należy określić jeszcze dwa parametry. Są nimi strumień pochodzący od mikrosoczewkowanego obiektu F_s oraz strumień od dodatkowego światła F_b które może przychodzić z podobnego kierunku, ale nie być wzmacniane. Do tego strumienia może mieć wkład jasność soczewki, jasność gwiazdy przypadkowo znajdującej się blisko linii widzenia teleskopu lub, jeśli źródło jest szerokim układem podwójnym, może to być światło od drugiego składnika źródła które, z racji ich dużej separacji, nie jest w sposób mierzalny wzmacniane. Ten dodatkowy strumień, przez analogię do układów zaćmieniowych, będziemy nazywać „trzecim światłem”.

O ile gwiazdy uczestniczące w zjawisku nie są wewnętrznie zmienne, długo przed i po epizodzie mikrosoczewkowania rejestrowany strumień jest sumą strumieni F_s i F_b; tworzy on niejako poziom bazowy, podstawowy dla całego zjawiska. Będziemy go oznaczać przez F_0 ($F_0 = F_s + F_b$). Wygodnie jest używać niekiedy wielkości opisującej ułamek światła pochodzący od mikrosoczewkowanego źródła w stosunku do całego strumienia $f = F_s/F_0$.

Możemy teraz zapisać przewidziany przez model przebieg zmienności strumienia w czasie trwania zjawiska poprzez:

$$F_{model}(t) = \mu(t)F_s + F_b = \mu(t)F_s + (F_0 - F_s) = (\mu(t) - 1)F_s + F_0 \qquad (4.1)$$

4.3. Procedura poszukiwania modeli

Dla zaobserwowanej krzywej blasku, opisanej przez wartości rejestrowanego strumienia F_i w momentach t_i z błędem ΔF_i $(i = 1, \ldots, N)$, chcemy znaleźć zestaw parametrów które najlepiej tłumaczą jej kształt. Jako miarę dopasowania danego modelu do krzywej blasku zazwyczaj stosuje się funkcję χ^2 postaci:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(F_i - F_{model}(t_i))^2}{\Delta F_i^2} \tag{4.2}$$

Przeprowadzając badanie przestrzeni parametrów modelu można znaleźć taki ich zestaw w którym χ^2 osiąga minimum. Ten punkt w przestrzeni nazywamy rozwiązaniem.

Strumień obliczony z modelu (F_{model}) zależy od parametrów F_s i F_0 liniowo, stąd możliwe jest dla ustalonych pozostałych parametrów określających jednoznacznie $\mu(t)$, algebraiczne wyznaczenie takich wartości F_s i F_0 które, niejako automatycznie, minimalizują funkcję χ^2. Warunek zerowania się pochodnych χ^2 po tych parametrach prowadzi do układu dwóch równań liniowych:

$$\left\{\frac{\partial\chi^2}{\partial F_0} = 0, \quad \frac{\partial\chi^2}{\partial F_s} = 0\right\} \iff \tag{4.3}$$

$$\iff \begin{cases} 0 = F_s \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{\mu(t_i) - 1}{\Delta F_i^2}\right) + F_0 \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\Delta F_i^2}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{F_i}{\Delta F_i^2}\right) \\ 0 = F_s \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{(\mu(t_i) - 1)^2}{\Delta F_i^2}\right) + F_0 \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{\mu(t_i) - 1}{\Delta F_i^2}\right) - \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{F_i(\mu(t_i) - 1)}{\Delta F_i^2}\right) \end{cases}$$

z których po wyliczeniu wyrażeń w nawiasach, można wyznaczyć F_b i F_0. Zazwyczaj nie ma więc konieczności przeszukiwania pełnej przestrzeni parametrów i można się ograniczyć do parametrów definiujących krzywą wzmocnienia $(\mu(t))$.

W związku z istnieniem kaustyk, krzywa wzmocnienia dla zjawiska mikrosoczewkowania spowodowanego przez układ podwójny może zawierać gwałtowne skoki wartości. Jeśli punktowe źródło znajduje się dokładnie na kaustyce, jego wzmocnienie jest formalnie nieskończone; dla źródeł o skończonych rozmiarach jest na ogół bardzo duże. Bezpośrednią konsekwencją tego faktu jest istnienie w przestrzeni parametrów obszarów o bardzo dużej wartości χ^2. Mogą one rozdzielać przestrzeń uniemożliwiając zwykłym algorytmom minimalizacji funkcji dojście do poprawnego rozwiązania.

Standardowym i koniecznym podejściem do problemu jest przeszukiwanie przestrzeni parametrów modelu przy użyciu siatki startowych wartości (np. Jaroszyński 2002), z których dopiero rozpoczynamy poruszanie się ku mniejszym wartościom χ^2 za pomocą dostępnych algorytmów minimalizacji funkcji (patrz Press i in. 2007). Jednakże poszukiwania prowadzone na siatce powodują, że cały proces staje się bardzo czasochłonny. Nie gwarantuje on też znalezienia poprawnego rozwiązania; jeśli najlepsze rozwiązanie leży w obszarze węższym niż charakterystyczny rozmiar siatki, zastosowany algorytm może nigdy do niego nie dotrzeć.

Dodatkową komplikacją jest trudność wyboru startowych parametrów siatki, ponieważ standardowe parametry są związane z geometrią zjawiska, a nie mają bezpośredniego odniesienia do kształtu krzywej blasku, w szczególności do widocznych w niej struktur. Czas Einsteina nie musi być tego samego rzędu co czas trwania zjawiska. Może się tak zdarzyć przy obecności trzeciego światła które jest jaśniejsze od soczewkowanego źródła, kiedy to początkowe i końcowe fazy wzmocnienia będą niewidoczne w sumarycznym świetle. Podobnie w pewnych sytuacjach przejście obok fragmentu kaustyki może spowodować pojaśnienie trwające dużo krócej od długości czasu Einsteina. Moment największego wzmocnienia nie zawsze też przypada na czas największego zbliżenia źródła do centrum masy soczewki, tak jak to bywa przy soczewkowaniu przez punktową masę. Kaustyki mogą leżeć czasem daleko od obu składników. Przy szerokim układzie podwójnym pojaśnienie może zdarzyć się wiele miesięcy po minięciu środka masy układu. Prowadzi to do konieczności przeszukiwania obu wymienionych parametrów w bardzo szerokich zakresach wartości, aby mieć pewność że zbadało się wszystkie możliwe rozwiązania.

Podobne komplikacje mają miejsce gdy próbujemy określić zakresy badania parametru zderzenia i kąta przejścia źródła w tle soczewki. Dozwolone wartości dla tych parametrów nie wynikają wprost z krzywej blasku, co prowadzi często do przeprowadzania niepotrzebnych obliczeń.

Możemy jednak zauważyć, że gdy mamy do czynienia z widocznymi w krzywej blasku przejściami przez kaustyki, należy ograniczyć się do badania modeli, w których przejścia takie mają miejsce. Pozostały obszar przestrzeni parametrów nie jest interesujący i nie powinien być badany.

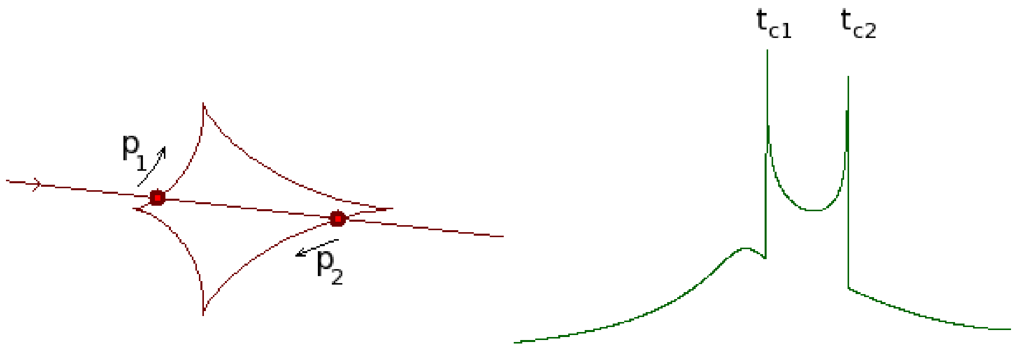
4.4. Nowe parametryzacje

Proponujemy więc nowe parametryzacje które uwzględniają geometrie kaustyk i wiedzę zdobytą poprzez inspekcje krzywej blasku, przez co pozwalają ograniczyć badaną przestrzeń parametrów.

4.4.1. Modele z przecięciami kaustyk

Jeśli widzimy w krzywej blasku dowody na przejście źródła przez kaustyki, możemy zamiast dwóch parametrów czasowych t_0 i t_E, wprowadzić jako parametry modelu momenty dwóch przecięć kaustyki: t_{c1} i t_{c2}, a zamiast dwóch parametrów geometrycznych b i β, możemy wprowadzić współrzędne miejsca na kaustyce w których nastąpiły te przecięcia. Jako że kaustyki składają się z zamkniętych fragmentów krzywych, rozważając na raz tylko jeden fragment, możemy wprowadzić współrzędną mierzącą położenie wzdłuż tego fragmentu kaustyki. Niechaj p będzie taką współrzędną cyklicznie zmieniającą się od 0 do 1, proporcjonalnie do geometrycznej długości mierzonej wzdłuż kaustyki. Dwie wartości tej współrzędnej p_1 i p_2 jednoznacznie określają miejsca przecięcia kaustyki przez trajektorię źródła. Schemat 4.1 ilustruje koncepcje wprowadzonej parametryzacji.

Najważniejszą zaletą prezentowanego podejścia jest możliwość bardzo mocnego ograniczenia zakresów parametrów, szczególnie parametrów czasowych, przez co możemy zmniejszyć wyraźnie objętość przestrzeni parametrów. Kształt krzywej blasku często ogranicza możliwe momenty przejścia przez kaustyki do kilkudniowego przedziału — zazwyczaj jest to zależne od częstości prowadze-

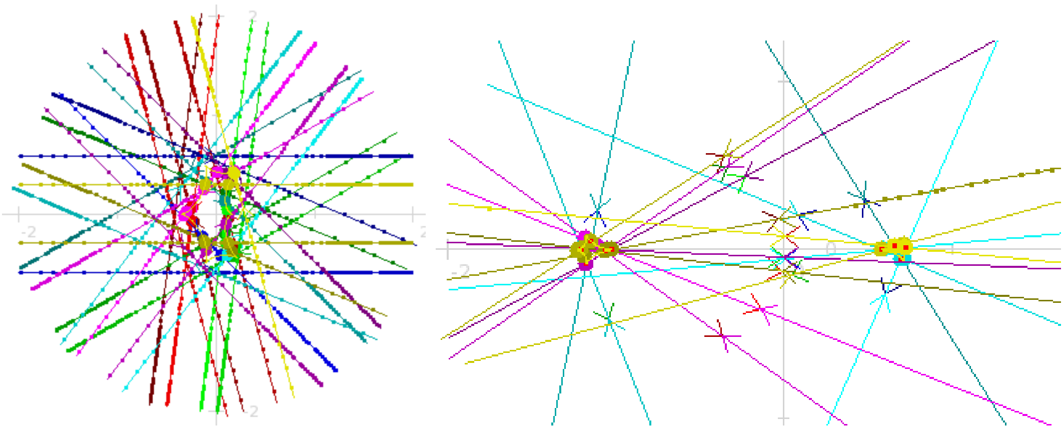


Rysunek 4.1. Schemat po lewej przedstawia jeden z fragmentów kaustyki przecięty trajektorią źródła. Pozycje tych przecięć opisane są przez parametry p_1 i p_2 zmieniające się w sposób ciągły wzdłuż kaustyki. Po lewej mamy krzywą wzmocnienia w której widoczne momenty przejścia przez kaustyki następują w momentach t_{c1} i t_{c1}.

nia obserwacji. Stąd startowe wartości parametrów t_{c1} i t_{c2} możemy wybierać z bardzo małego zakresu.

Do wstępnego przeszukania przestrzeni parametrów proponujemy, dla każdej rozważanej wartości stosunku mas (q) i separacji soczewki (d), wyliczyć dokładny przebieg kaustyk. Następnie określić liczbę fragmentów kaustyki i obliczyć dla każdego z nich obwód. Możemy dalej wyznaczyć pewną skończoną liczbę punktów rozłożonych równomiernie po obwodzie wszystkich fragmentów kaustyki i rozważać trajektorie źródła łączące te punkty na zasadzie „każdy z każdym". Dzięki temu mamy pewność że każda z rozważanych trajektorii będzie zawierać przejście przez kaustyki. Mamy dla nich określone położenia p_1 i p_2, możemy też od razu przyporządkować przejściom odpowiednie momenty w czasie, to już da pełny sześcioparametrowy model zjawiska, który możemy porównywać z krzywa blasku.

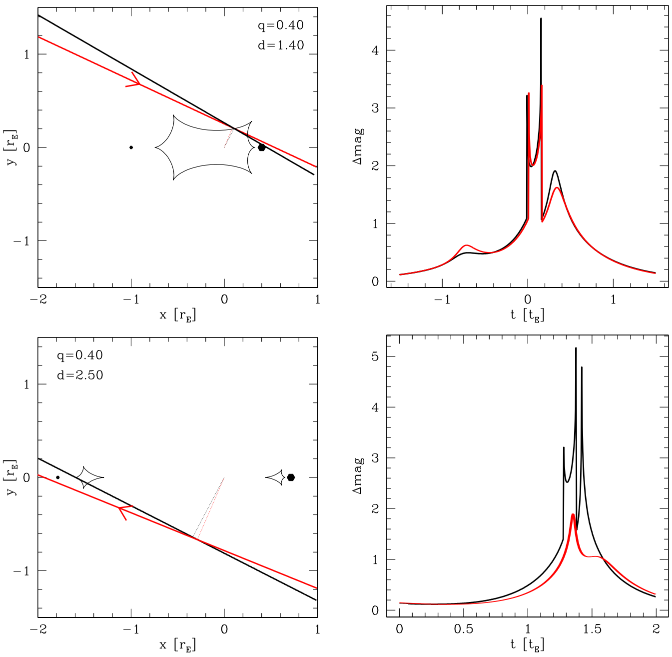
Taki proces wyboru trajektorii pozwala na znaczne ograniczenie badanych wartości parametrów geometrycznych w porównaniu ze standardową parametryzacją. Aby osiągnąć podobny efekt, inni autorzy (np. Jaroszyński 2002) proponowali dla pewnego określonego kąta przejścia trajektorii β badać tylko te parametry zderzenia które przecinają kaustyki. Jednak różne części kaustyki mają różne rozmiary i równomiernie przeczesując dostępne zakresy parametrów zderzenia możemy nie trafić na pewne z nich. Wtedy zysk z nowej parametryzacji przejawia się w automatycznym dostosowaniu rozdzielczości badania różnych fragmentów kaustyki do ich rozmiarów. Wydaje się że „natura" wybiera wszystkie parametry zderzenia jako jednakowo prawdopodobne, więc takie działanie może nie wydać się najefektywniejszym, ale często pozwala znaleźć dodatkowe rozwiązania trudne lub niemożliwe do znalezienia standardowymi metodami, które mimo mniejszego prawdopodobieństwa zajścia mogło się wydarzyć. Umożliwia w ten sposób bardziej systematyczne poszukiwanie rozwiązań.



Rysunek 4.2. Wstępne przeszukiwanie przestrzeni dostępnych trajektorii poprzez łączenie punktów leżących na kaustykach.

Jeśli z kształtu krzywej blasku wynika, że dwa zidentyfikowane przez obserwatora momenty przejścia przez krzywą kaustyczną leżą na tej samym jej fragmencie (jest to możliwe przy dobrze pokrytej krzywej pomiędzy dwoma nieciągłościami), możemy dalej ograniczyć objętość przestrzeni parametrów poprzez badanie tylko tych trajektorii, które łączą punkty na jednym fragmencie. Przykładowe trajektorie powstałe z połączenia punktów rozłożonych wzdłuż fragmentów kaustyk prezentuje rysunek 4.2.

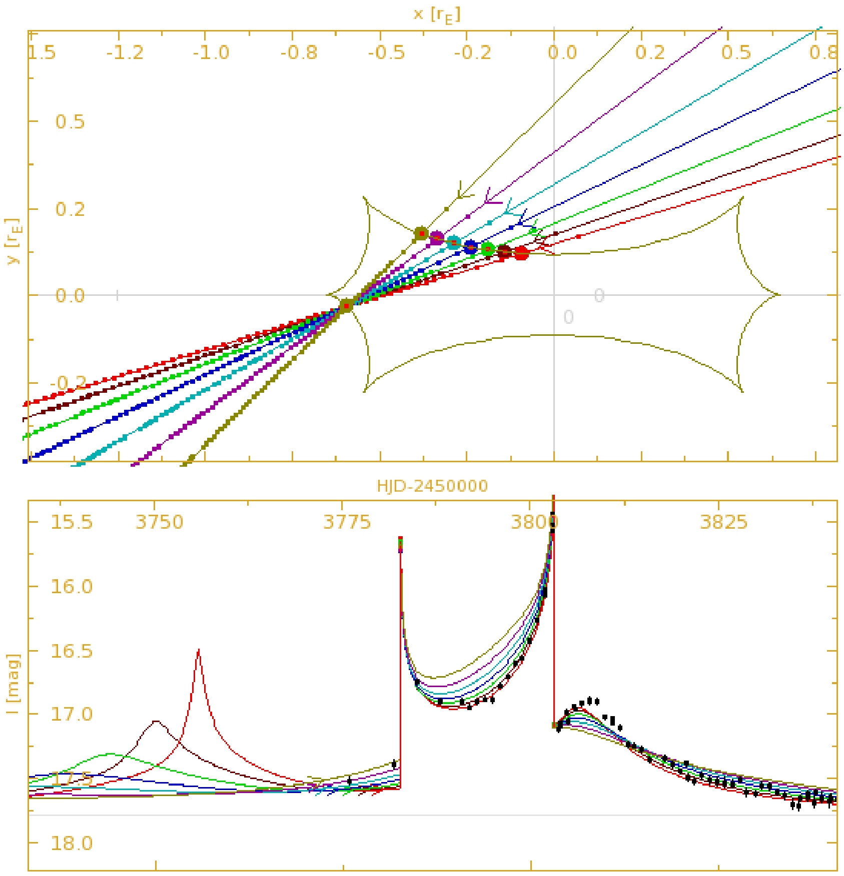
Przy standardowej parametryzacji małe zmiany parametrów potrafią spowodować dramatyczne zmiany w wynikowej krzywej modelowej, a co za tym



Rysunek 4.3. W standardowej parametryzacji mała zmiana kąta lub parametru zderzenia może mocno zmienić charakter modelu i już w pierwszym kroku dopasowania zgubić obszar dobrego rozwiązania. Powyżej prezentujemy dwa przykłady w których kąt trajektorii zmieniamy o 5° (czerwona krzywa względem czarnej). W drugim przypadku powoduje to zasadniczą zmianę w wyglądzie krzywej blasku.

idzie gwałtowne zmiany wartości χ^2. Na schemacie 4.3 pokazana jest przykładowa sytuacja w której mała zmiana kąta trajektorii niechybnie spowoduje dużą zmianę w charakterze krzywej. Ten fakt może spowodować że standardowy proces dopasowania „wyskoczy" z obszaru dobrego rozwiązania już przy pierwszej modyfikacji parametrów. Dzięki „związaniu" momentów przejść przez kaustyki z charakterystycznymi momentami w krzywej blasku, przy modyfikacji innych parametrów wartość χ^2 zmienia się łagodniej i proces minimalizacji może przebiegać bez zakłóceń.

Unikalną właściwością wprowadzonej metody jest możliwość szukania minimum χ^2 za pomocą płynnej zmiany położenia punktu przecięcia wzdłuż kaustyki. Jest to szczególnie ważne przy małych kaustykach ale też pomocne gdy trajektoria przechodzi blisko dzióbka kaustyki i stabilność minimalizacji jest zagrożona przez bardzo duże gradienty wzmocnienia w tym obszarze. Rysunek 4.4 przedstawia zbiór trajektorii i odpowiadające im krzywe blasku. Widać na nim że płynna zmiana parametru p_1, przy ustaleniu wartości innych parametrów, powoduje łagodne zmiany kształtu przebiegu wzmocnienia.



Rysunek 4.4. Górny wykres przedstawia trajektorie źródła dla kilku wartości parametru p_1 – pozycji pierwszego przecięcia kaustyki. Dolny pokazuje odpowiadający im przebieg jasności. Minimalizacja parametru p_1 może odbywać się w sposób ciągły wzdłuż kaustyki.

Dodatkową zaletą metody jest możliwość wprowadzenia modyfikacji trajektorii źródła spowodowanej przez wpływ paralaksy w stabilny sposób — nie burząc przy tym charakteru obecnego modelu. W standardowej parametryzacji dodanie pewnej skali paralaksy π_E jako parametru, do już znalezionego wstępnego modelu powoduje, przesunięcie punktów opisujących trajektorię źródła o odległości rzędu π_E, oraz zmianę ruchu wzdłuż trajektorii na niejednostajny. Może to spowodować istotną zmianę w przebiegu zjawiska: na przykład przesunąć trajektorię z jednej strony dzióbka kaustyki na drugą, lub w ogóle zmienić na trajektorię nieprzecinającą kaustyki. Może też przesunąć w czasie momenty przejść przez kaustyki. Oddalenie się od rozwiązania powoduje znaczne wydłużenie procesu poszukiwań, może wręcz uniemożliwić powrót w okolice najlepszych modeli. Podobnie, gdy podczas procesu dopasowywania algorytm robi kroki w różnych parametrach, może zgubić dobre rozwiązanie.

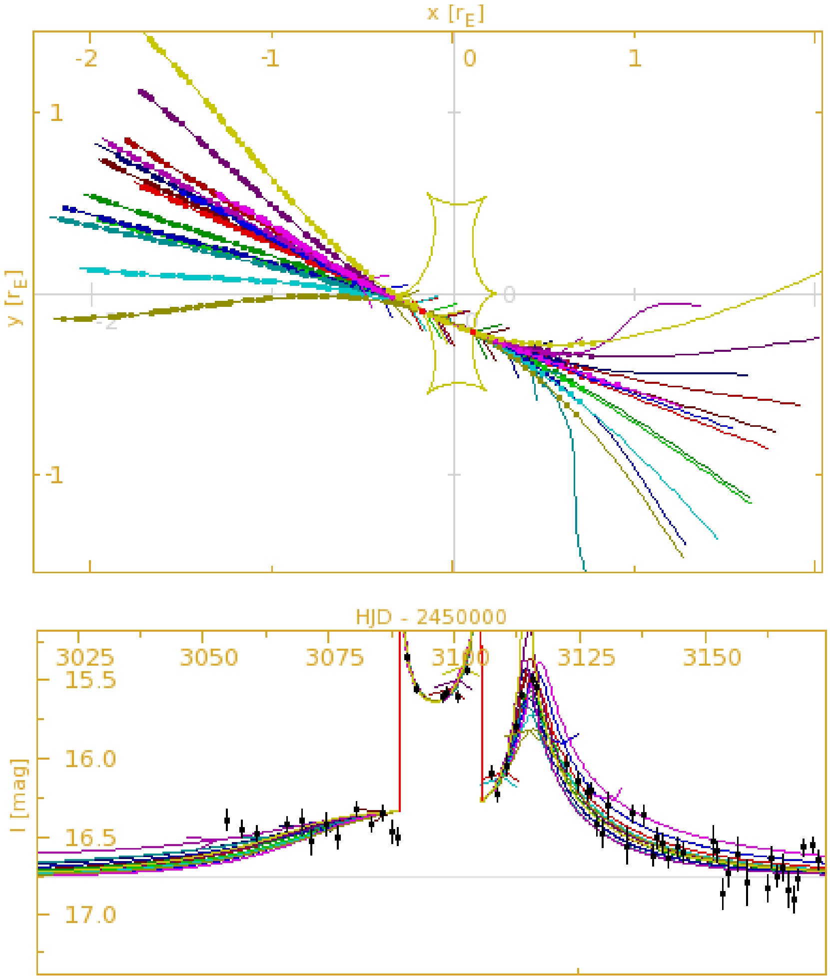
Ustalając położenia i momenty przejść przez kaustyki zachowujemy charakter modelu nawet przy wprowadzeniu dużych modyfikacji związanych z wielkością paralaksy i orientacją soczewki podwójnej względem ekliptyki. Paralaksa wykrzywia trajektorię i zmienia lekko rozłożenie punktów w czasie, lecz momenty przejść przez kaustyki pozostają w tych samych miejscach krzywej blasku. Parametry w okolicach dobrego rozwiązania są słabiej skorelowane niż w standardowej parametryzacji, co wpływa na zwiększenie szybkości procesu dopasowywania modeli oraz pozwala na łatwiejsze zbadanie przestrzeni parametrów.

Dla zobrazowania stabilności rozwiązania przy modyfikacji parametrów związanych z paralaksą, na rysunku 4.5 zostały narysowane przykładowe trajektorie różniące się tylko wartościami tych parametrów, a także odpowiadające im krzywe blasku.

4.4.2. Trajektorie przechodzące w okolicach kaustyk

Wiemy że wzmocnienie w okolicach kaustyk jest duże, a daleko od nich spada do 1. Dla zaobserwowania zjawiska mikrosoczewkowania, nawet nie przejawiającego gwałtownych zmian blasku, konieczne jest więc, by trajektoria źródła przechodziła *blisko* kaustyki. Możemy zatem dla modeli nie przecinających kaustyk wprowadzić inną parametryzację niż powyżej, lecz nadal związaną z geometrią i rozmiarem kaustyk.

Proponujemy użycie tradycyjnego parametru zderzenia b, ale w odniesieniu do geometrycznego środka fragmentu kaustyki zamiast, zazwyczaj używanego,



Rysunek 4.5. Parametryzacja pozwala na swobodną zmianę parametrów paralaksy przy jednoczesnym zachowaniu charakteru modelu. Sprzyja to stabilności procesu dopasowywania oraz pozwala na lepsze zbadanie ewentualnego wpływu paralaksy na już znane rozwiązania.

środka masy układu podwójnego. Okolice każdego fragmentu rozważamy oddzielnie. Dla pewnego zakresu b, trajektorie wyznaczone dla wielu kątów β będą rozłożone w około fragmentu kaustyki. Umożliwi to zbadanie okolic wszystkich, nawet małych lub odległych, fragmentów, a przy tym ograniczy zakres poszukiwań tylko do obszarów w których mamy szanse zobaczyć wzmocnienie. Pociąga to za sobą konieczność wyliczenia krzywej kaustycznej i zidentyfikowania wszystkich jej fragmentów, lecz to można zrobić raz dla każdej rozważanej pary q i d.

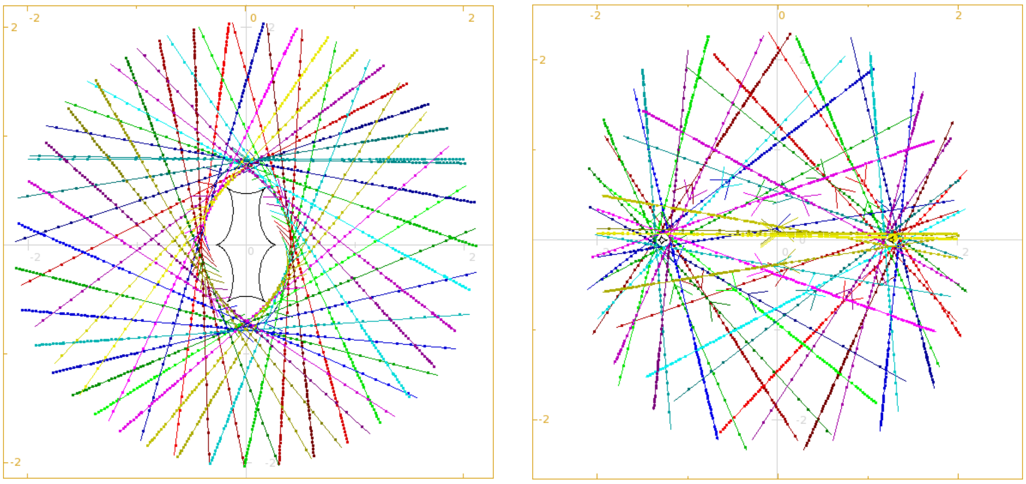
Określenie położeń wszystkich fragmentów kaustyk i badanie trajektorii względem nich daje też dodatkowo możliwość przedefiniowania parametru t_0 opisującego moment przejścia najbliżej środka masy układu, na parametr związany mocniej z obserwowanymi strukturami w krzywej blasku. Jako że oczekujemy, iż największe wzmocnienie nastąpi gdy źródło znajdzie się w pobliżu kaustyki, wprowadzamy parametr t_{k0} który oznacza moment największego zbliżenia do centrum fragmentu kaustyki. Jego wartość dużo łatwiej oszacować dokonując wzrokowej inspekcji krzywej blasku.

Na rysunku 4.6 pokazany jest zbiór trajektorii używanych do zbadania okolic kaustyki. W sytuacji gdy fragmenty kaustyki leżą daleko od środka układu współrzędnych jesteśmy w stanie zbadać interesujące nas trajektorie przeszukując dużo mniejszą przestrzeń parametrów niż w standardowej parametryzacji.

Dla wybranego kąta β możemy też modyfikować badany zakres parametru zderzenia w zależności od rozciągnięcia fragmentu kaustyki wzdłuż osi x lub osi y.

4.5. Podsumowanie

Przy zastosowaniu wprowadzonych powyżej parametryzacji zostały znalezione modele dla zjawisk zidentyfikowanych w danych OGLE-III w roku 2005. Wyniki tych poszukiwań opisane zostały w pracy Skowrona i in. (2007). Posłużyły one do uzupełnienia histogramu stosunków mas układów podwójnych służących jako soczewki grawitacyjne wymodelowanych wcześniej przez Ja-



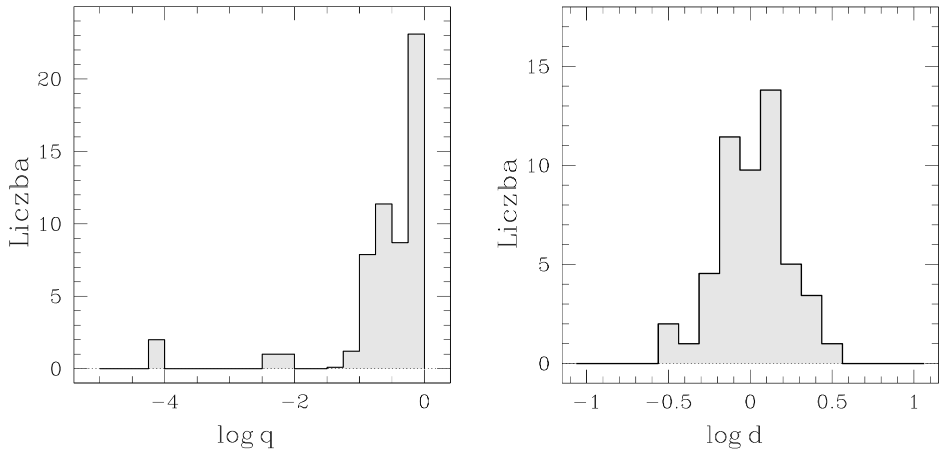
Rysunek 4.6. Przykładowe trajektorie źródła używane do przeszukiwania bliskich okolic kaustyk niezależnie od zadanej geometrii soczewki. Na obu rysunkach mamy stosunek mas $q = 1$, separacje składników soczewki to odpowiednio $d = 1$ oraz 3.

roszyńskiego (2002) oraz Jaroszyńskiego i in. (2004, 2006) — znajdują się na nim stosunki mas dla 56 zjawisk i jest on jak dotąd najpełniejszym studium ich rozkładu uzyskanym ze zjawisk mikrosoczewkowania. Cytujemy ów histogram na rysunku 4.7.

W ostatnich miesiącach pojawiła się praca Kainsa i in. (2000) opisująca podobny, do tego który opisaliśmy w rozdziale 4.4.1, sposób parametryzacji oparty na pozycjach przejść przez kaustyki. Wnioski autorów co do zalet tej parametryzacji są identyczne z naszymi. Szczególnie podkreślają zaletę związaną z systematycznym poszukiwaniem rozwiązań, które pozwala znaleźć takie które nie byłyby określone przy pomocy standardowych metod.

Literatura

Alcock, C., i in. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 270
Jaroszyński, M. 2002, *Acta Astronomica*, 52, 39
Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Żebruń, K., Szewczyk, O. i Wyrzykowski, Ł. 2004, *Acta Astronomica*, 54, 103



Rysunek 4.7. Histogramy logarytmów stosunków mas q i separacji d pochodzących z 65 modeli dopasowanych dla 56 zjawisk mikrosoczewkowania spowodowanych przez układy podwójne (Skowron i in. 2007).

Jaroszyński, M., Skowron, J., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Zebruń, K., Szewczyk, O. i Wyrzykowski, Ł. 2006, *Acta Astronomica*, 56, 307

Kains, N., i in. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 787

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. 2007, Numerical Recipes, wyd. 3., Cambridge Uni. Press, Cambridge

Skowron, J., Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł. i Ulaczyk, K. 2007, *Acta Astronomica*, 57, 281

5. Powtarzające się zjawiska mikrosoczewkowania

5.1. Wstęp

Zjawiska mikrosoczewkowania wykrywane są w czasie rzeczywistym w oparciu o algorytmiczną analizę krzywych zmian blasku, co daje kilkaset zjawisk rocznie. Baza kandydatów na zjawiska opublikowanych przez system EWS zawiera ponad 4000 pozycji. W tak dużej próbce można już szukać nietypowych zjawisk, które z racji swojej rzadkości nie były wcześniej opisywane.

Zakłada się zazwyczaj, że zjawisko mikrosoczewkowania grawitacyjnego powoduje pojedyncze pojaśnienie obserwowanego obiektu, który poza tym epizodem ma stałą jasność. Przy tym każde dodatkowe pojaśnienie interpretowane jest jako dowód na inne, niż soczewkowe, pochodzenie obserwowanych zmienności. To założenie towarzyszy mikrosoczewkowym przeglądom nieba od samego początku, czyli od ich powstania w początkach lat 90. poprzedniego wieku. Z drugiej strony wiadomo (Di Stefano i Mao 1996), że mała część zjawisk może się powtarzać. Powtórzenie rozumiemy jako wystąpienie kolejnego pojaśnienia wyraźnie po pierwszym, tak, że jasność obiektu między nimi wróciła do poziomu podstawowego.

Takie powtórzenie może być skutkiem kilku scenariuszy. Jeśli pojaśnione źródło jest w rzeczywistości układem podwójnym, separacja jego składników może być wystarczająco duża, aby soczewka spowodowała kolejno oddzielne pojaśnienia pierwszego i drugiego składnika. Również dwie niezwiązane fizycznie gwiazdy mogą na niebie znajdować się na tyle blisko siebie, że jedna soczewka przechodząc między nimi a obserwatorem, będzie w stanie spowodować kolejne pojaśnienia, soczewkując pierwszą a następnie drugą gwiazdę. Następnym możliwym mechanizmem jest pojaśnienie światła pochodzącego od pojedynczej gwiazdy, ale spowodowane przez szeroki układ podwójny. Oczywiście można sobie jeszcze wyobrazić soczewkowanie gwiazdy podwójnej przez gwiazdę podwójną, jednakże analiza takich zjawisk jest skomplikowana, a one same występują rzadko, stąd nie będziemy ich szerzej omawiać. Możliwe wydaje się zjawisko, w którym dwie niezależne masy soczewkują to samo źródło w odstępie miesięcy lub lat. Prawdopodobieństwo że dana gwiazda w ciągu roku będzie soczewkowana jest rzędu 10^{-6}, wobec tego prawdopodobieństwo, że dany obiekt będzie kolejno soczewkowany przez dwie niewiązane masy jest na tyle małe, że nie spodziewamy się znaleźć takich zjawisk w obecnej bazie obserwacyjnej.

Badania teoretyczne w latach 90. dawały oceny częstości występowania wśród zjawisk mikrosoczewkowania przypadków nietypowych.

Griest i Hu (1992) badali wpływ podwójności źródła na kształt krzywych zmian blasku. Wyciągnęli wniosek, że wyraźnie asymetryczne krzywe blasku lub posiadające dwa widoczne maksima będą stanowiły około 1 do 3 procent wszystkich, w zależności od funkcji masy dla soczewek i liczebności układów podwójnych.

Mao i Paczyński (1991) przewidzieli z kolei, że wpływ podwójności soczewki będzie widoczny w około 10% krzywych blasku zjawisk mikrosoczewkowania. Di Stefano i Mao (1996) studiowali możliwość zaobserwowania powtarzających się zjawisk mikrosoczewkowania spowodowanych przez szerokie układy podwójne w roli soczewek. Przewidzieli, że około 0,5 do 2 procent wszystkich zjawisk, będzie miała widoczne kolejne pojaśnienia.

W bazie EWS przeglądu OGLE znajduje się około 4000 zjawisk mikrosoczewkowania. Wśród nich znaleziono dziesiątki zjawisk spowodowanych przez układy podwójne (zob. rozdział 4.1). Powinny się więc znaleźć takie, które były spowodowane przez układy na tyle szerokie, że zjawisko przypomina powtarzający się efekt wywołany przez pojedynczą soczewkę.

Wykrywanie i badanie takich zjawisk jest interesujące z kilku powodów.

Po pierwsze dostarczają one niezależnego narzędzia do badania statystycznych własności populacji układów podwójnych, w tym rozkładów stosunków mas oraz separacji składników. Przyjmuje się, że duża część populacji wszystkich soczewek grawitacyjnych są to obiekty ciągu głównego o niskich masach, rzędu 0,3 masy Słońca, stąd wykrycie towarzyszy tak słabych obiektów jest trudne przy użyciu powszechnie stosowanych metod spektroskopowych, z racji ich długich okresów i małych amplitud prędkości radialnych.

Zaletą obserwacji mikrosoczewkowania przez szerokie układy podwójne jest możliwość odczytania stosunku mas składników przez porównanie skal czasowych obu pojaśnień na krzywej blasku (Di Stefano i Mao 1996).

Po drugie, powtarzające się zjawiska mikrosoczewkowania mogą być użyte do wykrywania planet (Di Stefano i Scalzo 1999). Stanowi tym samym uzupełnienie dla dzisiejszych metod, które polegają na intensywnym monitoringu wybranych zjawisk w okolicach ich maksymalnego wzmocnienia (np. Bond i in. 2004, Udalski i in. 2005, Gould i in. 2006, Gaudi i in. 2008).

W tym rozdziale prezentujemy wyniki systematycznego przeszukania wszystkich kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania znalezionych przez zespół OGLE pod kątem rozpoznania wśród nich zjawisk powtarzających się. Opiszemy procedurę poszukiwania, metodę analizy znalezionych przypadków oraz wnioski z niej wynikające.

5.2. Poszukiwania

5.2.1. Dane obserwacyjne

Zebraliśmy wszystkie zjawiska zidentyfikowane w danych OGLE we wszystkich trzech fazach projektu (por. rozdział 2.) od początku projektu aż do danych z roku 2007, w którym rozpoczęliśmy tę analizę. Oprócz kandydatów wyłowionych w czasie rzeczywistym przez system EWS działający w drugiej i trzeciej fazie projektu, dołączyliśmy również zjawiska znalezione przez Woźniaka i in. (2001) w obserwacjach OGLE-II pokrywających lata 1997-1999 oraz zjawiska znalezione przez Wyrzykowskiego (2005) i Wyrzykowskiego i in.

(2006) w danych OGLE-III z lat 2001-2005. W sumie udało się zebrać 4120 różnych kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania.

W latach 2007 i 2008, kiedy przeprowadzaliśmy poszukiwania i modelowanie kandydatów, baza danych fotometrycznych OGLE-III była jeszcze w swojej wstępnej postaci. Obecnie, na nowych obrazach referencyjnych jest zidentyfikowanych więcej obiektów, stąd należy się spodziewać, że powtórna analiza ich zmienności pozwoli wykryć więcej zjawisk mikrosoczewkowania.

Monitorowanie kolejnych pojaśnień, w znalezionych przez System Wczesnego Ostrzegania (EWS) źródłach, nie jest systematycznie przeprowadzane. Każda dodatkowa zmienność w krzywej mikrosoczewkowej, wychwytywana jest przez system EEWS jako anomalia. Niestety ze względów kosztowności obliczeniowej tego procesu, na okoliczność anomalii badane są tylko zjawiska trwające lub niedawno zakończone. Stąd dodatkowe pojaśnienia zdarzające się długo po pierwszym, mogą pozostać niewykryte. Obiekt taki nie zostanie też oznaczony na nowo jako zjawisko soczewkowania gdyż na tę okoliczność badane są tylko gwiazdy, które były wcześniej zakwalifikowane jako stałe, a znane już zjawiska są z tej listy usuwane. Może się też zdarzyć, że gwiazda przed głównym pojaśnieniem zakwalifikowanym jako zjawisko mikrosoczewkowania, miała małe pojaśnienie przeoczone wcześniej. Możliwe też jest, że pierwszy wzrost jasności był obserwowany we wcześniejszych fazach projektu, wtedy kolejne pojaśnienie nie będzie automatycznie skojarzone z pierwszym. Ze względu na trudności identyfikacji obiektów między różniącymi się w charakterze bazami danych fotometrycznych taka procedura nie jest przeprowadzana rutynowo.

Dla każdego zidentyfikowanego kandydata na zjawisko, sprawdzamy czy istnieją dodatkowe jego obserwacje w danych OGLE-I (1992-1995), OGLE-II (1997-2000) oraz OGLE-III (2001-2007). Maksymalny czas monitorowania jednego obiektu wynosi zatem aż 15 lat. 152 obiekty były obserwowane przez cały czas trwania projektu przez wszystkie 3 jego fazy (15 lat). Około 1200 obiektów było monitorowane przez 10 lat, a około 2300 przez 5 lat.

W 4120 krzywych blasku, pokrywających cały dostępny przedział obserwacji, poszukujemy dodatkowych pojaśnień za pomocą wizualnej inspekcji krzywych blasku oraz półautomatycznego algorytmu.

5.2.2. Wizualna inspekcja krzywych zmian blasku

Głównym kryterium dla tego subiektywnego przeglądu jest obecność dodatkowego pojaśnienia przed lub po głównym epizodzie zakwalifikowanym wcześniej jako możliwe zjawisko mikrosoczewkowania grawitacyjnego. Oba pojaśnienia powinny być rozdzielone w tym sensie, że między nimi jasność obiektu powraca do poziomu podstawowego. To kryterium wiąże się z tym, że po zakończeniu się głównego epizodu mikrosoczewkowania, dany obiekt może być usunięty z list obiektów monitorowanych przez systemy poszukujące anomalii, a decyzja o zakończeniu się zjawiska podejmowana jest zwykle również przy użyciu ludzkiego oka.

Nasze systematyczne przeszukanie 4120 krzywych blasku zaowocowało odnalezieniem między nimi 13 kandydatów na powtarzające się zjawiska.

Dodatkowo między kandydatami na zjawiska mikrosoczewkowania, została znaleziona mała liczba obiektów których zmienność była innej natury. Wiąże się to ze specyfiką systemu, który na bieżąco wykrywa zaczynające się zjawiska poprzez znajdowanie charakterystycznego wzrostu jasności, nie mając jednak dostępu do całej, ostatecznej krzywej blasku. Głównym źródłem zanieczyszczenia były nowe karłowate i inne gwiazdy zmienne, głównie gwiazdy wybuchowe. Lepsza klasyfikacja była możliwa dzięki dostępowi do długiej bazy obserwacyjnej na połączonych krzywych, dającemu szanse na zidentyfikowanie kolejnych wybuchów lub kolejnych okresów zmienności.

Najdłuższą i najbardziej jednolitą próbką zjawisk jest ta pochodząca z systemu EWS działającego w trzeciej fazie projektu OGLE. Ze wszystkich 3159 (zaobserwowanych do września 2007 roku) zjawisk w tej próbce, 64 (czyli około 2 %) okazało się być gwiazdami zmiennymi. W tym 24 z nich wykazywały zmienność podobną do nowych karłowatych z wielokrotnymi, krótkotrwałymi wybuchami.

52 zjawiska (około 1,6 %) były wpisane na listę kandydatów dwukrotnie

z powodu przynależności do dwóch sąsiadujących i fragmentarycznie pokrywających się pól obserwacyjnych.

5.2.3. Półautomatyczny algorytm poszukiwawczy

Celem automatycznego algorytmu jest wyłowienie tych spośród powtarzających się zjawisk, w których drugie pojaśnienie jest wyraźnie słabsze niż pierwsze, gdyż jako takie jest łatwe do przeoczenia. Z powodu zanieczyszczenia próbki zjawisk gwiazdami zmiennymi oraz faktem istnienia w niej zjawisk z wielokrotnymi pojaśnieniami spowodowanymi przez przejścia źródeł przez kaustyki przy soczewkowaniu przez układy podwójne, zdołaliśmy napisać algorytm półautomatyczny, którego wyniki nadal muszą zostać zweryfikowane przez człowieka.

Pierwszym krokiem jest znalezienie głównego epizodu soczewkowania. Aby to osiągnąć konstruujemy funkcję filtrującą, która wyeksponuje pojaśnienia w krzywej blasku i da nam szansę ocenić gdzie pojaśnienie się zaczyna i gdzie kończy. Należy pamiętać, że obserwacje wykonywane są z różną częstotliwością i w każdej krzywej blasku istnieją przerwy między sezonami, czyli okresy gdy danego obiektu nie widać. Proponowana funkcja powinna to uwzględniać i zjawisk, które zaczynają się pod koniec jednego sezonu a kontynuują w następnym, nie powinna rozbijać na dwa osobne pojaśnienia.

Proponujemy funkcję filtrującą opartą na jakości dopasowania, do krzywej zmian blasku, modelu Paczyńskiego (1986) w zależności od postulowanego czasu maksymalnego zbliżenia soczewki do źródła t_0. Jeśli dla jakiejś wartości t_0 dopasowanie jest lepsze niż dla innych — można oczekiwać że główny epizod mikrosoczewkowania miał miejsce w tym właśnie czasie. Wybieramy kilkaset wartości czasu wzdłuż krzywej blasku i bierzemy je kolejno jako czas maksymalnego zbliżenia t_0 źródła do soczewki. Ustalamy parametr zderzenia na $b = 0,3\, r_E$ — jest to pośrednia wartość gwarantująca że model będzie miał pojaśnienie o szerokości rzędu jednego czasu Einsteina. Minimalizujemy wartość funkcji χ^2 zmieniając jasność źródła, ilość trzeciego światła oraz czas Einsteina t_E w ustalonych granicach od 5 do 25 dni.

Najniższą wartość χ^2 bierzemy jako wartość naszej funkcji filtrującej dla danego punktu w czasie.

Po powtórzeniu wyżej wymienionej procedury dla kilkuset punktów od początku do końca czasu obserwacji, mamy nową krzywą, we współrzędnych czas – χ^2, w której miejsca najlepiej odpowiadające zmienności o charakterze mikrosoczewkowym mają najniższą wartość. Maksymalną, a zarazem najczęściej otrzymywaną, jest wartość odpowiadająca dopasowaniu linii prostej do krzywej zmian blasku metodą najmniejszych kwadratów. Odpowiada temu model Paczyńskiego o zerowej jasności źródła i jasności trzeciego światła równej średniej z obserwowanych jasności.

Wyszukując najgłębszą dolinę znajdujemy się w okolicach środka głównego pojaśnienia, a znajdując punkty na lewo i na prawo od tego miejsca, w których wartość funkcji filtrującej osiąga na przykład 10% głębokości całej doliny, mamy określone przybliżone czasy początku i końca zjawiska.

Wyznaczywszy w przybliżeniu czas głównego epizodu mikrosoczewkowania, dopasowujemy do krzywej zmian blasku model Paczyńskiego, dopuszczając niewielkie zmiany t_0 i pełną zmienność pozostałych parametrów modelu. Fragment modelowej krzywej, znajdujący się o więcej niż 3σ ponad poziomem podstawowym, definiuje nam okres trwania zjawiska. Ten fragment krzywej blasku wycinamy, a pozostałą część bierzemy do dalszej analizy. Dopasowanie tego pierwszego modelu nie musi być dokładne, celem bowiem jest zidentyfikowanie w krzywej blasku głównego epizodu mikrosoczewkowania; doświadczenie pokazuje, że ta procedura może być stosowana swobodnie nawet dla zjawisk soczewkowania przez układy podwójne.

W pozostałej części krzywej poszukujemy, wcześniej opisaną metodą, kolejnego co do wielkości pojaśnienia i traktujemy je jako punkt startowy do dopasowania modelu Paczyńskiego mierząc jego jakość wartością $\chi^2_{2,Pacz}$. Dla porównania dopasowujemy również model o stałej jasności, i jego jakość oznaczamy jako $\chi^2_{2,const}$. Jeśli mamy do czynienia rzeczywiście z powtarzającym się zjawiskiem, to oczekujemy że $\chi^2_{2,Pacz}$ będzie wyraźnie niższe niż $\chi^2_{2,const}$.

Aby upewnić się że drugie dopasowanie jest rzeczywiste, obliczmy liczbę punktów obserwacyjnych zawartych w czasie trwania drugiego pojaśnienia, n_2, i odrzucamy wszystkie te zjawiska w których $n_2 < 3$ lub $n_2 > N/2$, gdzie N oznacza całkowitą liczbę punktów. Następnie porównujemy jakości dopasowań wprowadzając parametr:

$$s = \frac{|\chi^2_{2,\mathrm{Pacz}} - \chi^2_{2,\mathrm{const}}|}{\chi^2_{2,\mathrm{Pacz}}}, \tag{5.1}$$

i wybieramy te zjawiska dla których $s > 0,2$. To arbitralnie wybrane kryterium oznacza typową poprawę dopasowania w $\Delta\chi^2$ o około kilkadziesiąt; jest to wystarczające żeby ograniczyć liczbę fałszywych identyfikacji, i co ważne, jednocześnie pozwoliło odzyskać wszystkie 13 zjawisk znalezionych gołym okiem.

W sumie 193 zjawisk przeszło pomyślnie przez powyższe kryteria. następnie zostały przejrzane gołym okiem, aby odrzucić zjawiska o innej naturze zmienności niż soczewkowa. W ten sposób oprócz 13 wcześniej znalezionych, zostało zidentyfikowanych 6 kolejnych zjawisk. Były one wcześniej przeoczone z powodu małej amplitudy drugiego pojaśnienia. W sumie znalezionych jest 19 kandydatów na powtarzające się zjawiska mikrosoczewkowania (zobacz tabelę 5.1).

Trzy spośród 19 znalezionych zjawisk było już wcześniej znanych: połączenie między zjawiskiem OGLE-1999-BUL-42 z OGLE-II i zjawiskiem odkrytym w trakcie OGLE-III było już znalezione przez Klimentowskiego (2005); OGLE174828.55-221639.9 było znalezione przez Wyrzykowskiego (2005), a OGLE-2003-BLG-291 zostało szczegółowo opisane w pracy Jaroszyńskiego (2005).

5.3. Analiza zjawisk

5.3.1. Modelowanie zjawisk

Do krzywych blasku znalezionych zjawisk zostały dopasowane trzy modele: podwójnego źródła, podwójnej soczewki i przybliżony model dla szerokiej podwójnej soczewki.

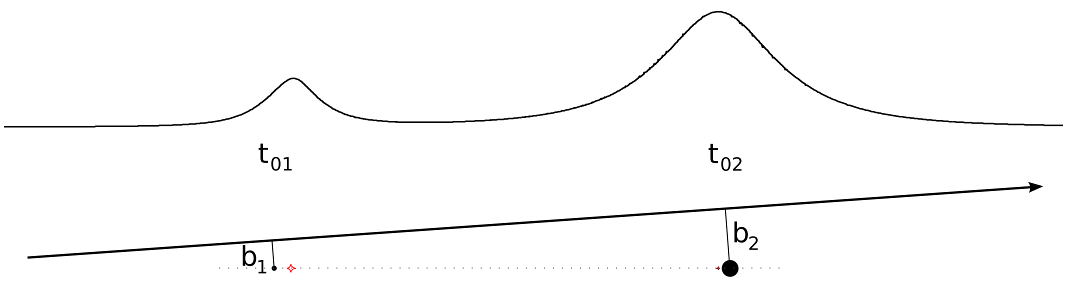
Do opisu modelu podwójnej soczewki używamy parametrów wcześniej opisanych w rozdziale 1.2.2. Dla przypomnienia napiszemy, że stosunek mas składników oznaczamy przez q, a ich separacje wyrażoną rozmiarach pierścienia Einsteina (r_E) oznaczamy przez d. Geometria zjawiska opisana jest przez parametr zderzenia (b) i kąt między trajektorią źródła a osią układu podwójnego zrzutowaną na sferę niebieską (β wyrażony w stopniach). Przebieg zjawiska w czasie określony jest przez moment największego zbliżenia źródła do środka masy układu soczewkującego (t_0) oraz przez skalę czasową zjawiska (t_E wyrażoną w dniach). Ułamek światła uczestniczącego w soczewkowaniu do całkowitego światła przychodzącego z danego kierunku oznaczamy przez f, przy czym $f = 1$ oznacza że całe światło podlega soczewkowaniu. I_0 to poziom podstawowy, czyli jasność wyraźnie przed lub po zjawisku.

Zakładamy, że źródło jest punktowe. Przy słabo pokrytych krzywych blasku, a także w przypadku słabo pokrytych przejść przez kaustyki, to założenie nie wprowadza znaczących zmian, powoduje natomiast, że znalezienie dobrego modelu zajmuje wyraźnie mniej czasu.

W niektórych przypadkach, aby lepiej odtworzyć obserwowaną zmienność, wprowadzamy paralaksę roczną (ze skalą π_E, patrz rozdział 1.3.1) lub ruch orbitalny soczewki w najprostszym przybliżeniu, czyli zakładając kołową orbitę zwróconą biegunem do obserwatora, z prędkością kątową $\dot{\beta}$ w jednostkach $^\circ/rok$.

Pierwszy etap poszukiwań modeli przeprowadzamy jednak w parametryzacji bardziej odpowiedniej dla geometrii powtarzających się zjawisk, co do których oczekujemy że są spowodowane głównie przez szerokie układy podwójne. Tworzymy siatkę sześciu parametrów pokrywającą szerokie przedziały wartości: stosunku masy, separacji, odległości minimalnego zbliżenia źródła do pierwszej i drugiej masy, oraz odpowiadających im momentom czasu. Rysunek 5.1 ilustruję tę parametryzację. Strumień źródła i strumień podstawowy są obliczane analitycznie metodą zaprezentowaną wcześniej w rozdziale 4.3.

Poszukiwania najlepszych modeli przeprowadzamy na siatce 6 parametrów, dzieląc ją na 20 wartości w każdym kierunku. Początkowy zakres dla czasów zbliżenia do obu mas jest oszacowany na podstawie wyglądu krzywej blasku.



Rysunek 5.1. Schemat zjawiska mikrosoczewkowania spowodowanego przez szeroki układ podwójny. Soczewka opisana jest dwoma parametrami: stosunkiem mas (q) i separacją składników (d). Strzałka pokazuję trasę źródła w tle soczewki, dwa parametry b_1 i b_2 opisują minimalną odległość na jaką źródło zbliża się, odpowiednio, do pierwszej i drugiej masy. Przebieg czasowy zjawiska scharakteryzowany jest przez dwa parametry t_{01} i t_{02} oznaczające momenty największego zbliżenia. Przy zadanych odległościach b_1 i b_2 możliwe są dwa przypadki w zależności czy trajektoria źródła przecina oś soczewki czy nie. Na rysunku przedstawiona jest druga z tych możliwości. Krzywa na górze przedstawia przebieg wzmocnienia dla narysowanej trajektorii.

Dla pozostałych 4 parametrów wybieramy wystarczająco szerokie przedziały wartości aby zawrzeć w nich rozwiązanie, np. parametry zderzenia mieszczą się między 0 a 5 w jednostkach promienia Einsteina (powyżej 5 wzmocnienie jest rzędu tylko 10^{-3} powyżej jedności), a separacja składników między 1 a 8. Jeśli w trakcie rozwiązywania okaże się że wybraliśmy zbyt wąskie przedziały, na przykład najlepsze rozwiązanie leży blisko brzegu jednego z nich, rozszerzamy go i powtarzamy procedurę poszukiwań. Dla ustalonych odległości minimalnego przejścia przy pierwszej i drugiej masie, możliwe są dwie trajektorie, w zależności czy trasa źródła przecina czy nie oś łączącą oba składniki soczewki. Używanym tu parametrom jednoznacznie odpowiadają standardowe parametry opisujące podwójna soczewkę, co pozwala skorzystać z procedur opisanych w rozdziale 4.3 dla policzenia wartości χ^2.

Wybieramy kilkaset modeli o najmniejszym χ^2 jako punkty wejściowe dla procedury minimalizującej. Wykorzystujemy przy tym metodę MCMC (opisaną w rozdziale 6.1.1) lub prostszą, lecz wystarczającą do tego gładkiego problemu, metodę Powell'a (Press i in. 1992).

Do zjawisk dopasowujemy również model podwójnego źródła (por. rozdział 1.3.2). W tym modelu krzywa blasku jest sumą dwóch pojedynczych zjawisk mikrosoczewkowania, z dwoma parametrami zderzenia (b_1 i b_2), dwoma czasami oznaczającymi momenty największego wzmocnienia (t_{01} i t_{02}), z dwoma parametrami opisującymi ułamek światła pochodzącego od pierwszego i drugiego składnika źródła w całym obserwowanym strumieniu (f_1 i f_2, $f_1+f_2 \leqslant 1$), z jasnością podstawową poza zjawiskiem (I_0) oraz czasem Einsteina (t_E). Aby zapewnić, że otrzymane modele są porównywalne z modelami podwójnej soczewki, stosujemy tą samą strategię poszukiwań. Używamy podobnej siatki wstępnych wartości parametrów i tych samych procedur minimalizacyjnych jak, w wyżej opisanym przypadku, modeli podwójnych soczewek. Proszę zwrócić uwagę, że dopasowujemy model podwójnego źródła tylko do zjawisk bez zaobserwowanych wyraźnych przejść przez kaustyki, gdyż gładki model podwójnego źródła nie może odtworzyć gwałtownej zmienności wywołanej przez przejście przez kaustykę.

Di Stefano i Mao (1996) zauważyli, że gdy szeroki układ podwójny soczewkuje światło pewnej gwiazdy powodując powstanie powtarzającego się zjawiska, to z czasu trwania obu pojaśnień można odczytać stosunek mas składników soczewkującego układu. Wynika to z faktu, że czas trwania zjawiska jest proporcjonalny do promienia Einsteina i odwrotnie proporcjonalny do względnej prędkości soczewki i źródła. Przy tych samych prędkościach i odległościach czas ten skaluje się więc jak pierwiastek z masy soczewki. Jeśli oznaczymy długości obu pojaśnień przez t_1 i t_2, a każdemu ze składników szerokiego układu podwójnego przyporządkujemy odpowiednią dla jego masy wielkość promienia Einsteina (odpowiednio $r_{E,1}$ i $r_{E,2}$), możemy napisać:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{t_{E,2}}{t_{E,1}} = \frac{r_{E,2}}{r_{E,1}} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}} = \sqrt{q} \tag{5.2}$$

Jest to wygodna reguła dla obserwatora, którego możemy uczulić na to, że jeśli zobaczy powtarzające się zjawisko z jednym pojaśnieniem o bardzo krótkiej skali czasowej w porównaniu z drugim, może to oznaczać, że to zjawisko spowodował układ o ekstremalnym stosunku mas. Jednak nie jest to rozumowanie ścisłe i wiążą się z nim dwa problemy, przy czym pierwszy leży już w samej definicji „długości trwania pojaśnienia".

Ponieważ wzrastanie jasności jest procesem ciągłym, nie potrafimy określić dokładnych granic tego zjawiska. Tylko w przypadku dwóch zjawisk o tym samym parametrze zderzenia (tym samym maksymalnym wzmocnieniu) krzywe Paczyńskiego mogą być nawzajem w siebie przekształcane przez zmianę skali czasu. W takiej sytuacji stosunek tych dwóch skal może być wyznaczony jednoznacznie i w równaniu (5.2) mamy do czynienia z równością. W przeciwnym wypadku, jedyną możliwością określenia skali czasowej zjawiska jest dopasowanie modelu mikrosoczewkowania i odzyskanie z niego wartości czasu Einsteina. Z tym wiąże się drugi problem. Mianowicie zgodnie z degeneracją opisaną przez Woźniaka i Paczyńskiego (1997), w modelu pojedynczej soczewki z trzecim światłem, niepewność określenia ułamka światła pochodzącego od źródła wiąże się z niepewnością określenia skali czasowej zjawiska. Stąd modelując każde z pojaśnień z osobna, jesteśmy narażeni na duża niepewność określenia wartości czasów Einsteina, a stąd stosunku mas gwiazd powodujących oba pojaśnienia. Gdy modelujemy na raz oba zjawiska używając tej samej wartości trzeciego światła dla obu, na ogół udaje się ograniczyć tę degenerację i lepiej wyznaczyć strumienie i skale czasowe.

Nadal jednak możemy spróbować skorzystać z idei Di Stefano i Mao (1996) i uprościć znacznie modelowanie wprowadzając przybliżony model podwójnej soczewki, bez konieczności rozwiązywania pełnych równań na obrazy. W tym modelu obie soczewki działają jako niezależne soczewki punktowe. Jeśli obliczymy poszczególne wzmocnienia i oznaczymy je jako jako μ_1 i μ_2, wtedy przybliżone całkowite wzmocnienie zapiszemy jako $\mu \approx \mu_1 + \mu_2 - 1$. Stosujemy tą samą geometrię zjawiska co w pełnym modelu (patrz rysunek 5.1), ażeby otrzymane modele wygodnie porównywać z poprzednimi podejściami, używamy znów tej samej siatki parametrów oraz procedur minimalizacyjnych.

Należy pamiętać, że w przypadku powtarzającego się soczewkowania przez szeroki układ podwójny, dwa gładkie pojaśnienia generowane są przez źródło przechodzące w pobliżu dwóch czworokątnych fragmentów kaustyki (patrz rozdział 1.2.2) a nie w pobliżu składników układu. Ponieważ kaustyki leżą pomiędzy oboma masami, dopasowanie uproszczonego modelu zaniża wartość separacji układu soczewkującego oraz daje błędny kąt trajektorii źródła. Dla otrzymania stosunku mas nie ma to jednak znaczenia (por. rozdział 5.3.2 i rys. 5.4).

5.3.2. Wyniki modelowania

Tabela 5.1 przedstawia wszystkie 19 przypadki spełniające kryteria powtarzających się zjawisk mikrosoczewkowania. Zamieszczone są w niej stosunki mas z pełnego i przybliżonego modelu podwójnej soczewki, a także stosunki jasności w modelu podwójnego źródła. Ostatnia kolumna tabeli zawiera prawdopodobną naturę zjawiska wywiedzioną z porównania dobroci dopasowania modeli podwójnego źródła lub soczewki. Oba modele zaznaczone są jako porównywalne jeśli ich wartości χ^2 nie różnią się więcej niż o 10. Oznaczenie „ps" oznacza podwójna soczewkę, „pź" – podwójne źródło, a „k ps" mówi, że przejścia przez kaustyki są wyraźnie widoczne w krzywej, dlatego tylko pełny model podwójnej soczewki jest dopasowany do danego zjawiska.

Parametry najlepszych dopasowań do modeli podwójnej soczewki i podwójnego źródła są przytoczone w tabelach 5.2 i 5.3. Krzywe blasku wszystkich zjawisk można znaleźć w załączniku C na stronie 143.

Gładkie (bez przejść przez kaustyki) krzywe blasku zawierające dwa pojaśnienia, często mają dwa konkurencyjne modele o podobnej dobroci dopasowania – model podwójnej soczewki i podwójnego źródła. Ta degeneracja jest również obserwowana w krócej trwających zjawiskach, takich w których oba pojaśnienia się częściowo nakładają (Collinge 2004, Jaroszyński i in. 2004, 2006, Skowron i in. 2007). Ponieważ modele podwójnej soczewki oferują większą różnorodność kształtów krzywych blasku, ich dopasowania są zazwyczaj formalnie lepsze.

Tabela 5.1. Kandydaci na powtarzające się zjawiska mikrosoczewkowania.

Zjawisko	$(f_1/f_2)_{\text{pź}}$	q_{ps}	q_{prz}	Typ
OGLE-1999-BUL-42	nie znaleziono modelu			k ps?
OGLE-1999-BUL-45	0,189	0,203	0,270	ps/pź
OGLE-2000-BUL-42	0,260	0,339	0,400	ps
OGLE-2002-BLG-018	0,280	0,395	0,443	pź/ps
OGLE-2002-BLG-045	0,045	0,008	0,011	ps
OGLE-2002-BLG-128	–	0,611	–	k ps
OGLE-2003-BLG-063	0,539	0,203	0,428	ps
OGLE-2003-BLG-067†	0,817	0,788	0,844	pź/ps
OGLE-2003-BLG-126	0,292	0,604	0,918	ps
OGLE-2003-BLG-291	–	0,617	–	k ps
OGLE-2003-BLG-297	0,075	0,147	0,121	ps/pź
OGLE-2004-BLG-075	0,707	0,587	0,664	ps/pź
OGLE-2004-BLG-328	0,150	0,056	0,054	pź
OGLE-2004-BLG-440	0,927	0,622	0,906	ps
OGLE-2004-BLG-591	0,548	0,507	0,431	ps
OGLE-2006-BLG-038	–	0,569	–	k ps
OGLE-2006-BLG-460	0,388	0,267	0,285	ps
OGLE175257.97-300626.3	–	0,195	–	k ps
OGLE174828.55-221639.9	–	0,158	–	k ps

Przestawione są stosunki jasności w modelu podwójnego źródła i stosunki mas w pełnym (q_{ps}) i przybliżonym (q_{prz}) modelu podwójnej soczewki. Ostatnia kolumna pokazuje czy model podwójnej soczewki („ps") czy podwójnego źródła („pź") jest lepszy. „pź/ps" oznacza że oba modele są porównywalne. Zjawiska z wyraźnymi przyjściami przez kaustyki w krzywych blasku („k ps") mają przyporządkowane tylko pełne modele podwójnej soczewki.
† – model tego zjawiska sugeruje, że miedzy dwoma pojaśnieniami, nie powróciło ono do poziomu podstawowego. Jednakże uwzględniamy je z powodu braku punktów obserwacyjnych w tym rejonie.

Wyraźne przejścia przez kaustyki widać w około 30 procentach rozważanych tu przypadków. Jest to o rząd wielkości więcej niż częstość występowania przejść przez kaustyki w krzywych blasku wszystkich zjawisk mikrosoczewkowania. Na przykład w jednorodnej próbce 3159 kandydatów na zjawiska wyłowionych przez system EWS w trakcie OGLE-III, 73 zjawiska ($\sim 2,4\%$) zawierają zaobserwowane momenty przejść źródła przez kaustyki. Nasze symulacje (patrz rozdział 5.4) pokazują, że wśród wszystkich zjawisk wywołanych przez szerokie układy podwójne 10%-30% powinno przejawiać przejścia przez kaustyki. Ułamek ten rośnie przy malejącym stosunku mas. Wysoki procent zaobserwowanych przejść przez kaustyki w znalezionych tutaj zjawiskach sugeruje że scenariusz soczewkowania przez układ podwójny jest preferowany wśród naszych kandydatów.

Liczba zjawisk spowodowanych przez podwójne źródła w naszej próbce wydaje się natomiast za mała w porównaniu z przewidywaniami z prac Griest i Hu (1992), Han i Jeong (1998), Dominik (1998). Nawet jeśli wszystkie niepewne, co do ich natury, zjawiska zaklasyfikować jako soczewkowanie szerokiego podwójnego źródła, dostalibyśmy prawdopodobieństwo ich zajścia równe zaledwie 0,15%, czyli wyraźnie niższe niż w cytowanych pracach. Jednakże nasza próbka zawiera tylko zjawiska z wyraźnie odseparowanymi pojaśnieniami, podczas gdy inni autorzy dołączają również podwójne źródła o małej separacji, które mają większe prawdopodobieństwo wygenerowania zjawiska odróżnialnego od zwykłej krzywej mikrosoczewkowej.

Praktyczną informacją jaką warto by mieć planując obserwacje powtarzających się zjawisk, a w szczególności włączając je jako jeden z celów dla automatycznych systemów ostrzegania, jest spodziewany okres oczekiwania na kolejne pojaśnienie po pierwszym, zaobserwowanym. To zagadnienie jest przestawione na wykresie 5.2, który pokazuje czas jaki upłynął między kolejnymi pojaśnieniami względem charakterystycznej skali czasowej zjawiska. Jak zostało przewidziane przez Di Stefano i Mao (1996) ten czas jest rzędu kilku czasów Einsteina (u nas od około 2 do 6). Dla zjawisk tutaj przedstawionych jest to między 32 a 472 dni, z medianą na 142 dniach.

Jak było wspomniane wcześniej w części 5.3.1, przybliżony model podwój-

Tabela 5.2. Parametry modeli podwójnej soczewki.

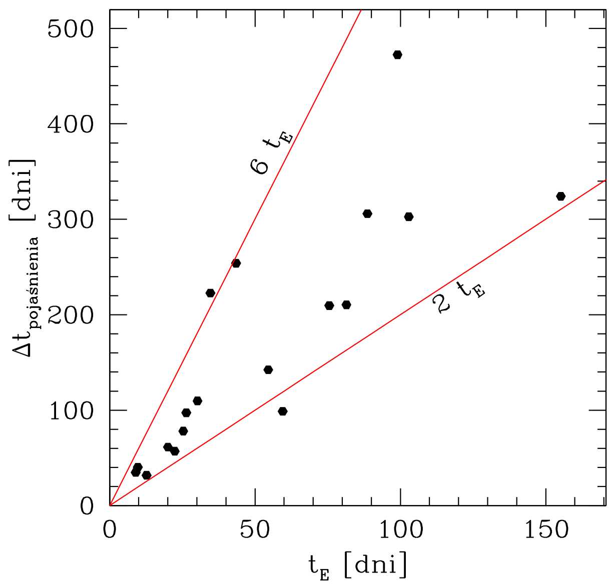
Zjawisko	χ^2/DOF	q	d	β	b	t_0	t_E	f	I_0
1999-BUL-42	=2003-BLG-220, nie udało się znaleźć modelu								
1999-BUL-45	645,4/405	0,203	4,104	18,00	0,47	1401,6	30,2	1,00	17,75
2000-BUL-42	8852,0/697	0,339	5,308	22,40	1,09	2096,7	99,0	0,37	13,58
2002-BLG-018	142,9/111	0,395	6,572	-1,30	0,44	2510,3	34,6	0,91	18,06
2002-BLG-045	3222,7/633	0,008	3,958	183,49	-0,22	2360,8	26,4	0,97	18,76
2002-BLG-128	2218,6/810	0,611	1,908	173,84	0,22	2463,2	59,5	0,12	17,74
2003-BLG-063	1105,4/317	0,203	3,154	25,76	1,39	2869,3	54,5	0,78	16,13
2003-BLG-067	1236,4/323	0,788	3,636	0,60	0,47	2942,4	88,6	0,62	16,45
2003-BLG-126	1027,9/295	0,604	2,808	-34,80	-0,92	2804,2	22,8	1,00	15,66
2003-BLG-291†	912,8/251	0,617	3,041	184,70	0,50	2925,8	43,5	0,38	17,45
2003-BLG-297	984,6/297	0,147	2,912	179,33	0,51	2963,3	75,5	1,00	17,31
2004-BLG-075	555,5/203	0,587	4,456	-11,09	-0,19	3097,8	9,7	1,00	18,82
2004-BLG-328	2782,3/545	0,056	3,399	175,70	0,20	3181,5	25,3	0,20	18,45
2004-BLG-440	2220,0/527	0,622	4,499	158,66	0,65	3183,1	8,6	0,36	16,34
2004-BLG-591	2478,3/672	0,507	2,874	4,69	0,26	3426,9	81,4	0,29	18,48
2006-BLG-038	3556,7/744	0,569	3,138	206,47	-0,68	3809,4	12,7	1,00	16,44
2006-BLG-460	2418,9/862	0,267	3,354	178,85	0,11	3982,7	20,0	0,69	19,10
175257.97-300626.3‡	4845,1/932	0,195	3,268	-171,58	-0,37	2547,4	102,9	0,35	18,19
174828.55-221639.9§	406,2/192	0,158	2,431	172,48	-0,06	2827,7	155,2	0,31	18,93

Kolumny przedstawiają kolejno, oznaczenie zjawiska, χ^2/liczbę stopni swobody (DOF), stosunek mas q, separację składników soczewki d (w jednostkach promienia Einsteina), kąt trajektorii źródła względem osi układu soczewkującego zrzutowanych na płaszczyznę nieba β (w stopniach), parametr zderzenia b, czas największego zbliżenia źródła do środka masy soczewki t_0 (data juliańska przesunięta jest o 2450000 dni), czas przejścia źródła przez długość jednego promienia Einsteina t_E (w dniach), ułamek obserwowanego światła pochodzący od pojaśnionego źródła $f = F_s/F_0$ oraz wielkość gwiazdowa obiektu poza zjawiskiem I_0 mierzona w paśmie I.
† Model zjawiska 2003-BLG-291 wzięty z pracy Jaroszyński i in. (2005), uwzględnia również rotację soczewki.
Krzywe blasku znalezionych zjawisk, wraz z naniesionymi modelami podwójnej soczewki, można znaleźć w załączniku C na stronie 143.
‡ model z uwzględnionym efektem paralaksy ziemskiej, $\pi_E = 0,279$.
§ model z dołączonym wpływem rotacji soczewki, $\dot{\beta} = 0,032°$/dzień.

Tabela 5.3. Parametry modeli podwójnego źródła.

Zjawisko	χ^2/DOF	b_1	b_2	t_{01}	t_{02}	t_E	f_1	f_2	I_0
1999-BUL-42					—				
1999-BUL-45	646,4/405	0,450	0,546	1310,64	1420,33	35,8	0,109	0,576	17,75
2000-BUL-42	8922,8/697	0,539	2,386	1748,74	2221,12	66,5	0,207	0,793	13,58
2002-BLG-018	142,2/111	0,473	0,428	2350,71	2573,40	31,9	0,218	0,778	18,06
2002-BLG-045	3269,6/633	0,220	0,002	2359,97	2457,28	25,8	0,957	0,043	18,76
2002-BLG-128					—				
2003-BLG-063	1198,6/317	0,586	1,675	2748,84	2891,19	29,2	0,350	0,650	16,13
2003-BLG-067	1228,8/323	0,420	0,451	2771,86	3077,76	83,9	0,273	0,334	16,45
2003-BLG-126	1221,7/295	0,136	1,120	2774,55	2831,55	15,4	0,774	0,226	15,66
2003-BLG-291					—				
2003-BLG-297	989,4/297	0,437	0,295	2934,13	3143,78	78,6	0,682	0,051	17,31
2004-BLG-075	560,8/203	0,304	0,448	3072,38	3112,70	9,6	0,414	0,586	18,82
2004-BLG-328	2710,3/545	0,240	0,004	3177,38	3255,48	26,1	0,204	0,031	18,45
2004-BLG-440	2237,1/527	1,897	0,624	3169,26	3204,09	5,3	0,515	0,477	16,34
2004-BLG-591	2489,5/672	0,046	0,200	3289,05	3499,46	106,8	0,063	0,115	18,48
2006-BLG-038					—				
2006-BLG-460	2455,2/862	0,099	0,054	3969,47	4030,86	22,9	0,470	0,183	19,10
175257.97-300626.3					—				
174828.55-221639.9					—				

Kolumny przedstawiają kolejno, oznaczenie zjawiska, χ^2/liczbę stopni swobody (DOF), parametry zderzenia b_1 i b_2 dla dwóch gwiazd źródła, czasy największego zbliżenia obu składników do soczewki t_{01} i t_{02}, czas przejścia długości promienia Einsteina t_E, ułamki światła pochodzące kolejno od dwóch gwiazd źródła $f_1 = F_{s1}/(F_{s1} + F_{s2} + F_b)$ i $f_2 = F_{s2}/(F_{s1} + F_{s2} + F_b)$, oraz wielkość gwiazdowa obiektu przed zjawiskiem I_0. F_{s1} i F_{s2} są strumieniami obu składników źródła, a F_b tak zwanym „trzecim światłem", czyli strumieniem pochodzącym od soczewki lub innych gwiazd przypadkowo będących blisko na niebie, których światło zlało się w jeden obiekt wraz ze światłem od gwiazd biorących udział w zjawisku.

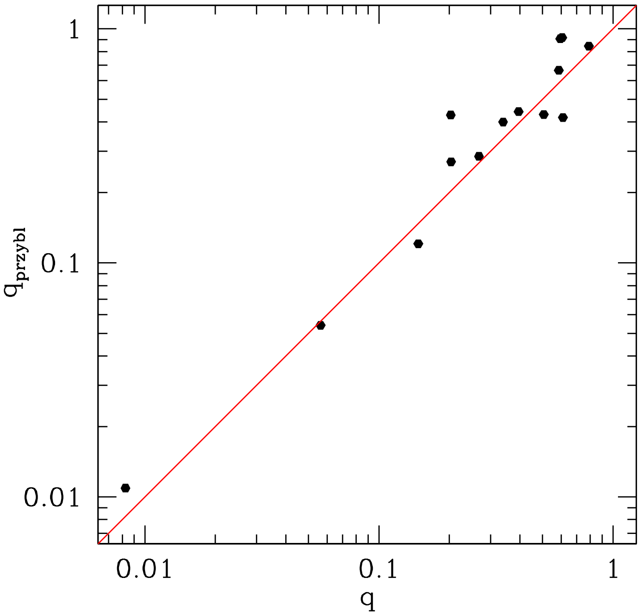


Rysunek 5.2. Czas między dwoma pojaśnieniami zaobserwowanymi w krzywych blasku powtarzających się zjawisk względem czasu Einsteina t_E.

nej soczewki pozwala na szybkie oszacowanie stosunków mas układów podwójnych powodujących soczewkowanie. Warto jednak sprawdzić dokładność takiej procedury. Wykres 5.3 porównuje stosunki mas otrzymane dwoma metodami, w pełnym i przybliżonym modelu szerokiej soczewki podwójnej, dla zjawisk gdzie obie te wartości są dostępne. Widać silną korelację (z rozrzutem średniokwadratowym około 36%), która mówi, że uproszczony model w istocie może być używany do szacowania stosunków mas w powtarzających się zjawiskach soczewkowania wywołanych przez szerokie układy podwójne.

5.3.3. Rozkład stosunków mas

Histogram na wykresie 5.4 przedstawia rozkład stosunków mas w modelach szerokiej soczewki podwójnej. Widzimy maksimum przy $q \approx 0,5$ i spadek ku mniejszym wartościom q. Jednak jest bardzo prawdopodobne, że ów spadek jest spowodowany przez niekompletność próbki obserwowanych zjawisk dla małych



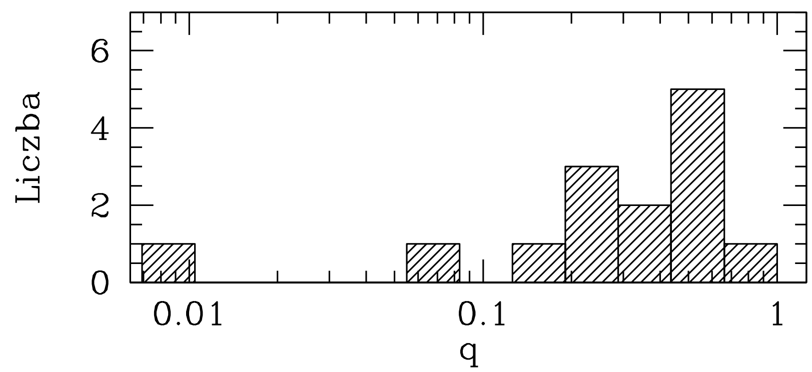
Rysunek 5.3. Zależność między stosunkami mas wyliczonymi z pełnego (q) i przybliżonego (q_{przybl}) modelu podwójnej soczewki.

q. Dlatego aby odkryć prawdziwy rozkład stosunków mas, musimy poprawić histogram na rysunku 5.4 na efektywność detekcji.

5.4. Symulacje efektywności detekcji

Dokładne badania efektywności detekcji powtarzających się zjawisk, wymagałyby symulacji zmienności obrazu fragmentu nieba, a następnie przeprowadzenia pełnej analizy szeregu jego ekspozycji z zastosowaniem wszelkich procedur towarzyszących fotometrycznej redukcji danych wykonywanych w odniesieniu do rzeczywistych danych. Jest to skomplikowana i długa procedura. Skoro nasza próbka zjawisk jest mała, a błędy Poissonowskie duże, wydaje się że do zbadania podstawowych czynników selekcji przy wykrywaniu układów z różnymi stosunkami mas, wystarczy przeprowadzenie przybliżonej analizy na poziomie katalogu krzywych blasku.

Przeprowadzamy więc symulację powtarzających się zjawisk spowodowa-



Rysunek 5.4. Histogram obserwowanych stosunków mas w modelach podwójnej soczewki.

nych przez szerokie układy podwójne, ze stosunkami mas leżącymi w zakresie od 10^{-3} do 1 dla 25 wartości równo rozłożonych w logarytmie. W zależności od stosunku mas, generujemy około $10^4 - 10^5$ zjawisk mikrosoczewkowania. Następnie używamy automatycznego algorytmu do identyfikacji powtarzających się zjawisk zaobserwowanych w próbce.

5.4.1. Sztuczne krzywe blasku

Aby wygenerować sztuczną krzywą zjawiska mikrosoczewkowania, najpierw tworzymy fizyczny model podwójnej soczewki i trajektorii źródła, a następnie na podstawie tego modelu konstruujemy krzywą blasku z podobną, jak w prawdziwych krzywych OGLE, częstością punktów obserwacyjnych.

Tworzymy model podwójnej soczewki w następujący sposób:

1. Dla danego stosunku mas, losujemy separacje układu w zakresie od 1 do 36 promieni Einsteina ze stałym rozkładem w logarytmie. (Nasze symulacje pokazują, że efektywność detekcji spada do zera poza tym przedziałem. Dla soczewek o masie $M \in [0,1;1]\ M_\odot$ leżących w dysku Galaktyki i źródeł leżących w Zgrubieniu Centralnym, powyższy przedział odpowiada fizycznym odległościom rzędu 1 – 100 AU.)
2. Aby zapewnić wystąpienie przynajmniej jednego pojaśnienia w krzywej

blasku wybieramy trasę źródła tak, aby przeszła obok cięższej masy z parametrem zderzenia w przedziale od 0 do 1 promienia Einsteina.

3. Kąt trajektorii wybrany jest losowo od 0 do 360 stopni.
4. Czas największego zbliżenia do cięższej masy wybieramy z jednorodnego rozkładu tak, aby leżał wewnątrz całego czasu obserwacji.
5. Czas Einsteina jest losowany z przybliżonego rozkładu wyznaczonego z dopasowań do zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego obserwowanych przez zespół OGLE: wybraliśmy rozkład normalny w logarytmie wycentrowany na $t_E = 26$ dni z odchyleniem standardowym równym 0,3.

Po wybraniu fizycznego modelu, przy użyciu powyższej procedury, można już wyznaczyć zależność wzmocnienia w funkcji czasu. Dla otrzymania krzywej przypominającej typowe krzywe obserwowane, koniecznych jest kilka dodatkowych kroków.

1. Jasność podstawowa dla krzywej blasku jest wybrana losowo z funkcji jasności jednego z typowych pól obserwacyjnych OGLE (BLG104.6)
2. Ilość światła nie biorącego udziału w soczewkowaniu wybieramy z jednorodnego rozkładu od 0 do 1 w jednostkach strumienia podstawowego. Zbiór znalezionych do tej pory modeli soczewek podwójnych (np. Jaroszyński i in. 2004) zdaje się potwierdzać zasadność takiego wyboru jako zerowe przybliżenie. Znajomość strumienia podstawowego oraz zawartości „trzeciego światła” wraz z teoretycznym modelem zjawiska daje nam idealną krzywą blasku bez błędów i przerw.
3. Aby uwzględnić wpływ przerw miedzy sezonami obserwacyjnymi oraz częstość obserwacji, bierzemy dwie prawdziwe krzywe blasku: BUL_SC34.I.36546 z OGLE-II oraz BLG104.6.I.7723 z OGLE-III pokrywające lata 1997 – 2007 i używamy ich czasów obserwacji w symulacjach. Wszystkie rozważane przez nas powtarzające się zjawiska miały miejsce w tych ramach czasowych.
4. Każdy pomiar jasności ma przydzielony błąd obserwacyjny ΔI jako przeskalowany błąd dla gwiazdy odniesienia ΔI_{ref} zgodnie z zależnością z pracy

Wyrzykowskiego (2005):

$$\Delta I = \Delta\, I_{\mathrm{ref}} 10^{0,33875(I - I_{\mathrm{ref}})} \tag{5.3}$$

gdzie I jest jasnością z modelu, I_{ref} jest wielkością gwiazdową, a ΔI_{ref} jest błędem dla gwiazdy odniesienia w rozpatrywanym momencie obserwacji.

5. Do krzywej dodajemy błędy wylosowane z rozkładu normalnego, przy czym bierzemy pod uwagę fakt, że błędy w krzywych OGLE są zaniżone. Dla każdego symulowanego punktu odchylenie standardowe jest obliczane na podstawie wartości błędu ΔI ze wzoru (5.3) używając zależności:

$$\sigma = \sqrt{(1,38\Delta I)^2 + 0,0052^2}. \tag{5.4}$$

Metoda przeskalowania błędów, zgodnie z którą został otrzymany powyższy wzór, jest szczegółowo opisana w rozdziale 3. Dla potrzeb symulacji używamy jednego zestawu parametrów, co stanowi kolejne uproszczenie, gdyż analizowane zjawiska pochodzą z różnych faz projektu OGLE i różnych pól obserwacyjnych. Ponadto większość analizowanych punktów pomiarowych pochodzi w trzeciej fazy projektu i były zmierzone za pomocą wstępnych obrazów referencyjnych, stąd wielkości przyjętych współczynników, są nieco większe, niż wyznaczone dla końcowej fotometrii OGLE-III.

5.4.2. Rozkład stosunków mas poprawiony na efektywność detekcji

Do obliczenia efektywności detekcji powtarzających się zjawisk dla danego stosunku mas, konieczne jest sklasyfikowanie wszystkich wysymulowanych krzywych blasku. Aby to osiągnąć dopasowujemy standardowy model Paczyńskiego do wszystkich krzywych i porównujemy otrzymane χ^2 z dopasowaniem linii prostej na stałym poziomie. Sprawdziliśmy wcześniej, jak dopasowanie modelu Paczyńskiego do krzywej blasku niezmiennego źródła (z dodanymi Gaussowskimi błędami), poprawia dobroć dopasowania. Ten eksperyment pokazał, że dla $\sim 10^3$ stopni swobody poprawa jest na poziomie $\Delta\chi^2 \approx 15$ oraz przekracza 55 dla $\sim 1\%$ przypadków. Zatem, gdy badamy wysymulowane krzywe blasku, wymagamy poprawy $\Delta\chi^2 > 55$ przy dopasowaniu modelu

Paczyńskiego w porównaniu ze stałą linią, aby zakwalifikować krzywą jako kandydata na zjawisko mikrosoczewkowania. (Zauważmy przy tym, że mimo iż każda krzywa jest wygenerowana za pomocą modelu mikrosoczewkowania, przerwy w obserwacjach między sezonami oraz częstość obserwacji w ich trakcie, może uniemożliwić zaobserwowanie zjawiska.)

Używamy automatycznego algorytmu (zobacz rozdział 5.2.3) do zidentyfikowania powtarzających się zjawisk w wygenerowanej próbce.

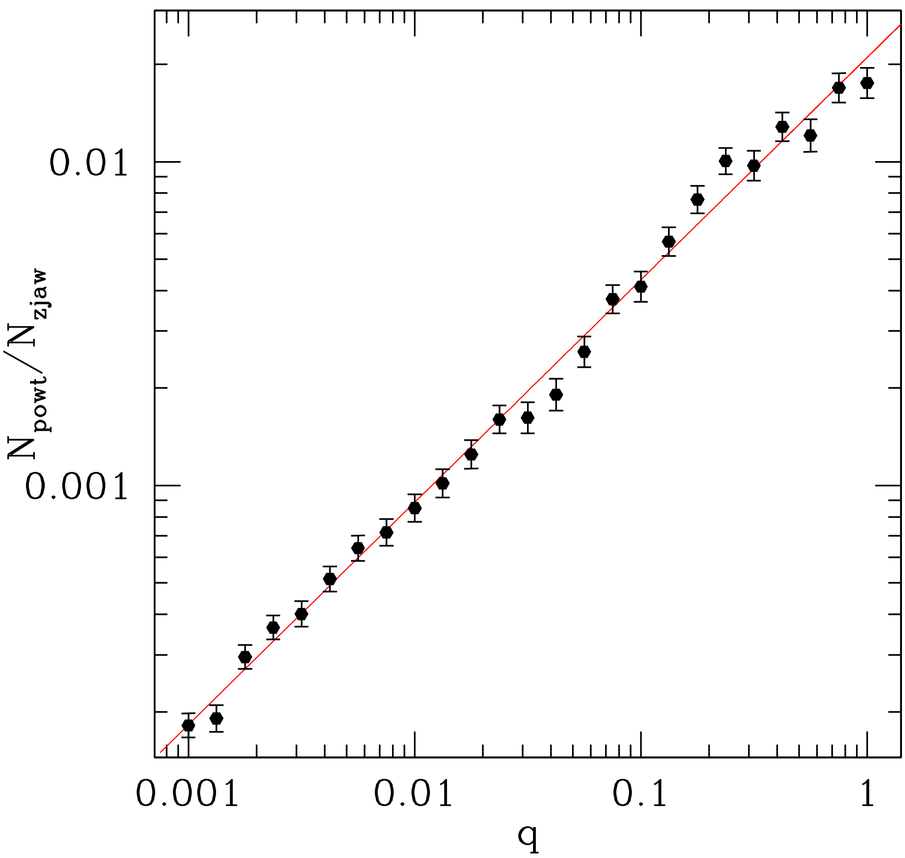
Względna efektywność detekcji jest zdefiniowana jako stosunek liczby powtarzających się zjawisk (N_{powt}) znalezionych w próbce do wszystkich zidentyfikowanych zjawisk (N_{zjaw}). Wykres 5.5 prezentuje znalezioną w ten sposób efektywność w zależności od stosunku mas (q). Może ona być przybliżona wzorem $N_{\mathrm{powt}}/N_{\mathrm{zjaw}} \approx 0,021 q^{0,687}$.

Histogram na rysunku 5.6 pokazuje rozkład stosunków mas układów podwójnych jako złożenie obserwowanego rozkładu stosunków mas (wykres 5.4) z efektywnością detekcji (rysunek 5.5). Dla stosunków mas leżących między $0,07 \lesssim q \lesssim 1$, rozkład jest, w granicach błędów Poissonowskich, zgodny z rozkładem jednostajnym w logarytmie. Jest to zgodne z wcześniejszymi wynikami otrzymanymi przez Trimble (1990).

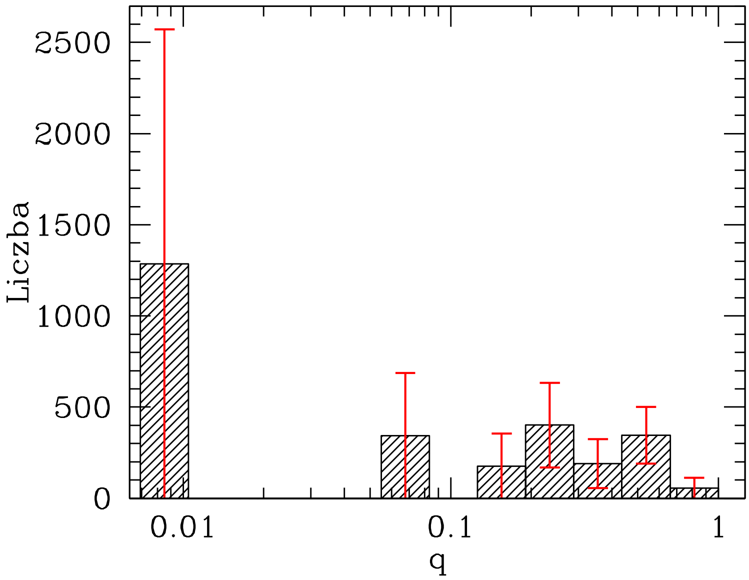
W zakresie odpowiadającym najmniejszemu stosunkowi mas mamy tylko jedno zjawisko (OGLE-2002-BLG-045), lecz ze względu ma bardzo małą efektywność detekcji w tym obszarze, wysokość odpowiadającego mu słupka jest znacząca, ale też i błąd jest bardzo duży. Niemniej może to oznaczać obecność innej populacji układów podwójnych (planetarnych), z bardzo małymi stosunkami mas.

5.4.3. Dyskusja liczby zjawisk

Zakładając jednorodny rozkład soczewek podwójnych w $\log q$ i $\log d$, możemy policzyć średnią efektywność detekcji w przedziale $q \in [0,1;1]$ i $d \in [1;36]\, r_E$. Dostajemy wtedy $\overline{N_{\mathrm{powt}}/N_{\mathrm{zjaw}}} = 0,0105$. Wykluczyliśmy tu z rozważań układy podwójne z lekkimi towarzyszami, takimi jak brązowe karły i planety (ze stosunkami mas leżącymi w przedziale $q \in [0,001;0,1]$),



Rysunek 5.5. Względna efektywność detekcji zdefiniowana jako liczba wykrytych powtarzających się zjawisk do wszystkich zjawisk mikrosoczewkowania wykrytych, jako funkcja stosunku mas składników soczewki (q). Słupki błędów symbolizują szum Poissonowski w symulowanej próbce. Ciągła linia prezentuje dopasowanie doświadczalnej zależności $N_{\rm powt}/N_{\rm zjaw} \approx 0,021q^{0,687}$.



Rysunek 5.6. Rozkład stosunków mas układów podwójnych po poprawieniu na efektywność detekcji. Szum Poissonowski został zaznaczony. Najbardziej lewy słupek przy $q = 0,01$ zawiera tylko jedno zjawisko.

gdyż tylko jedno zjawisko w tym zakresie stosunku mas zostało znalezione. Gdyby wszystkie zjawiska mikrosoczewkowania grawitacyjnego spowodowane były przez układy podwójne z takimi parametrami, można by oczekiwać $4120 \times 0,0105 \approx 43$ obserwacji powtarzających się zjawisk. Ponieważ 12 z dziewiętnastu znalezionych powtarzających się zjawisk zostało zaklasyfikowane jako przypadki soczewkowania przez układy podwójne, sugeruje to, że przynajmniej $12/43 \approx 28\%$ wszystkich soczewek grawitacyjnych jest układami podwójnymi leżącymi w wymienionych zakresach stosunku mas i separacji.

Rozkład odległości składników gwiazd podwójnych, w zakresie od 10^{11} cm do 10^{17} cm, mniej więcej odpowiada rozkładowi stałemu na dekadę (Abt 1983, Mao i Paczyński 1991). Ponieważ nasz zakres separacji ($d \in [1;36]\, r_E$) obejmuje $1,56$ dekady spodziewamy się że należy do niego $1,56/6 = 26\%$ wszystkich układów. Byłoby to zgodne z wynikiem 28% otrzymanym powyżej, gdyby wszystkie soczewki należały do układów podwójnych. Jednakże wcześniejsze badania pokazują, że około 50% gwiazd typu słonecznego, należy do układów podwójnych, podczas gdy dla gwiazd typu M ten ułamek może być nawet mniejszy (Duquennoy i Mayor 1991, Fischer i Marcy 1992, Reid i Gizis 1997, Lada 2006), stąd spodziewamy się o czynnik ~ 2 mniejszej liczby powtarzających się zjawisk spowodowanych przez szerokie układy podwójne. Jest kilka możliwych powodów zaistnienia tych rozbieżności:

1. Mogą one być spowodowane fluktuacjami statystycznymi związanymi z małą liczba zbadanych zjawisk
2. Ułamek gwiazd leżących w układach podwójnych może być niedoszacowany w badaniach spektroskopowych.
3. Rozkłady stosunków mas i separacji składników mogą się różnić od założonych stałych rozkładów w logarytmie (nasze dane są zgodne z tym założeniem, ale liczba przypadków niewystarczająca do jego potwierdzenia).
4. Niektóre spośród 12 powtarzających się zjawisk interpretowanych jako wywołane przez soczewki podwójne, może być innego pochodzenia.

W przyszłości, gdy będziemy mieli dostępną większą liczbę i gęściej obserwowanych powtarzających się zjawisk (na przykład dzięki rozpoczynającej się czwartej fazie projektu OGLE), będziemy mogli lepiej zbadać przytoczone wyżej stwierdzenia.

5.4.4. Symulacje podwójnych źródeł

Alternatywnym modelem dla 6 rozważanych powtarzających się zjawisk jest model podwójnego źródła. Jeśli wszystkie z nich zakwalifikować jako wynik soczewkowania szerokich układów podwójnych daje to szansę zaobserwowania takiego zdarzenia rzędu $6/4120 \approx 0,15\%$.

Przeprowadzamy więc podobne symulacje jak wyżej, jednak tym razem szukamy prawdopodobieństwa obserwacji powtarzających się pojaśnień powstałych w skutek mikrosoczewkowania światła szerokich układów podwójnych przez pojedynczą soczewkę.

Odpowiednikiem używanego dla podwójnych soczewek stosunku mas (q), w tych rozważaniach jest stosunek jasności składników źródła ($w = L_2/L_1 = F_{s2}/F_{s1} = f_2/f_1$). Założywszy postać potęgową zależności masa-jasność ($L \sim$

M^α) możemy napisać, że

$$w = \frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^\alpha = q^\alpha, \tag{5.5}$$

a używając wielkości gwiazdowych I:

$$\Delta I = I_2 - I_1 = 2,5 \log \frac{L_2}{L_1} = 2,5 \log w = 2,5\alpha \log q \sim \log q \tag{5.6}$$

Jeśli przyjmiemy że w przedziale $0,1 \leqslant q \leqslant 1$ stosunki mas układów podwójnych są rozłożone jednorodnie w logarytmie (por. rozdział 5.4.2), oraz że wykładnik $\alpha \approx 3,2$, to widzimy że różnice jasności składników układu są rozłożone równomiernie w przedziale $0 \leqslant \Delta I \leqslant 8$. Będziemy używać takiego rozkładu jasności w naszych symulacjach.

Podobnie, jak przy poprzednich symulacjach, zauważamy że bezpośredni wpływ na kształt krzywych blasku mają: czas Einsteina (t_E), bezwymiarowa, zrzutowana separacja układu podwójnego (d) oraz strumienie. W tym przypadku oprócz strumienia od „trzeciego światła" (F_b) mamy strumień źródła rozdzielony na dwie składowe, pochodzące kolejno od pierwszego i drugiego składnika (F_{s1} i F_{s2}, $F_0 = F_{s1} + F_{s2} + F_b$). Inne, geometryczne parametry takie jak kąty i parametry zderzenia, są wybierane losowo z jednorodnych rozkładów prawdopodobieństwa.

W trosce o odtworzenie w symulacjach korelacji między promieniem Einsteina soczewki a zrzutowaną nań separacją podwójnego źródła leżącego w jej tle, przeprowadziliśmy symulacje w uproszczonym modelu Galaktyki otrzymując rozkłady prawdopodobieństwa zaobserwowania zjawiska o danym czasie Einsteina wraz z rozkładem najbardziej prawdopodobnych zrzutowanych separacji układów podwójnych podlegających soczewkowaniu. Szczegóły tej procedury zostały opisane w pracy Jaroszyńskiego i Skowrona (2008).

Pozostałymi parametrami, potrzebnymi do określenia przed wygenerowaniem sztucznej krzywej blasku, są strumienie. Tak jak wcześniej ułamek światła należący do soczewkowanego źródła (f) wybieramy z rozkładu jednorodnego między 0 a 1, a strumień podstawowy (F_0) z funkcji świecenia dla jednego z typowych pół obserwacyjnych OGLE (BLG104.6). Rozdzielamy ów strumień na trzy składowe zgodnie z założonym stosunkiem jasności (w) w sposób następujący:

$$F_{s1} = \frac{1}{1+w} f F_0 \qquad F_{s2} = \frac{w}{1+w} f F_0 \qquad F_b = (1-f)F_0 \tag{5.7}$$

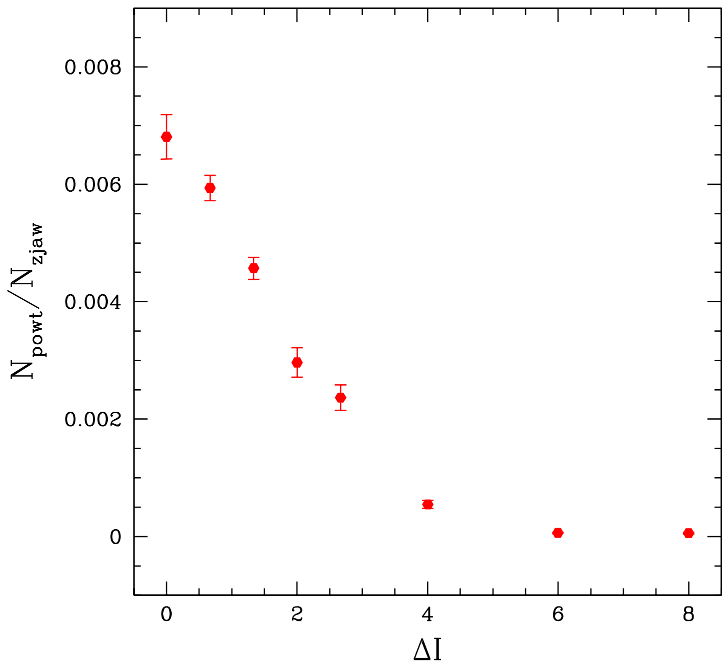
Analogicznie jak w rozdziale 5.4.1, ze skonstruowanego fizycznego modelu zjawiska tworzymy krzywe blasku przypominające krzywe obserwowane, przez wybieranie momentów obserwacji i przyporządkowanie odpowiednich błędów obserwacyjnych. Następnie klasyfikujemy krzywe blasku sztucznie stworzonych zjawisk, tak jak to robiliśmy w rozdziale 5.4.2. Dzięki temu wyznaczamy efektywność detekcji, jako stosunek liczby krzywych z zaobserwowanymi dwoma pojaśnieniami do wszystkich zakwalifikowanych jako zjawiska mikrosoczewkowania.

Podobnie jak poprzednio, aby zaoszczędzić czas potrzebny na obliczenia, nasze symulacje przeprowadzamy tylko dla wybranych stosunków jasności, przedstawionych zgodnie ze wzorem (5.6) w postaci różnic między wielkościami gwiazdowymi obu składników (ΔI).

5.4.5. Dyskusja liczby zjawisk w symulacjach podwójnych źródeł

Wynik symulacji jest przedstawiony na wykresie 5.7. Stanowi on efektywność detekcji powtarzających się zjawisk, wywołanych przez soczewkowanie układu podwójnego, względem różnicy wielkości gwiazdowych jego składników (ΔI). Jest to szybko malejąca funkcja różnicy jasności; widzimy, że już przy $\Delta I > 4$ mamy zaniedbywalną szansę wykrycia powtarzającego się zjawiska. Wynik ten pozostaje w zgodzie z wcześniejszymi badaniami, które przewidywały że liczba wszystkich obserwowanych zjawisk spowodowanych przez podwójne źródła, silnie zależy on stosunku jasności składników (np. Han i Jeong 1998).

Efektywność detekcji, uśredniona po 8 magnitudo, czyli po całym przedziale w którym były przeprowadzane symulacje, jest równa $\overline{N_{\rm powt}/N_{\rm zjaw}} = 0,0018$.



Rysunek 5.7. Względna efektywność detekcji znaleziona w przy symulacjach podwójnych źródeł, zdefiniowana jako liczba wykrytych powtarzających się zjawisk do wszystkich zjawisk mikrosoczewkowania, jako funkcja różnicy wielkości gwiazdowych składników źródła ΔI. Słupki błędów symbolizują szum Poissonowski w symulowanej próbce.

Zatem, jeśli wszystkie źródła mikrosoczewkowania byłyby podwójne i leżałyby w założonych zakresach parametrów, pośród 4120 zbadanych zjawisk moglibyśmy się spodziewać $4120 \times 0,0018 \approx 7$ powtarzających się zjawisk tego typu.

Dołączając wynik ze wcześniejszych rozważań (przeprowadzanych w rozdziale 5.4.3), okazuje się, że aby wyjaśnić podział znalezionych zjawisk na 6 spowodowanych przez soczewkowanie podwójnych źródeł i 12 spowodowanych przez podwójne soczewki, wszystkie gwiazdy musiałyby być w układach podwójnych. Wydaje się to stać w sprzeczności z wcześniejszymi oszacowaniami.

Dyskusja zatem pozostaje ta sama co wyżej (rozdział 5.4.3). Aby wyjaśnić obserwowane rozbieżności, konieczne wydaje się zdobycie większego materiału obserwacyjnego, który niedługo mogą dostarczyć dynamicznie rozwijające się w dziedzinie mikrosoczewkowania przeglądy nieba.

5.5. Ciekawsze krzywe

W tej części opiszemy dokładniej dwa zjawiska znalezione podczas poszukiwań oraz inne ciekawe obiekty nie będące soczewkami grawitacyjnymi.

5.5.1. OGLE-1999-BUL-42/OGLE-2003-BLG-220

Dla tego zjawiska nie udało nam się uzyskać dobrego modelu. A samo zjawisko wymaga dokładniejszego przyjrzenia się. Krzywa blasku z 1999 roku przypomina krzywą soczewkowania przez układ podwójny z widocznymi przejściami przez kaustyki. Brak w niej jednak wąskich i ostrych szczegółów stąd może być zarówno wyjaśniona przez model podwójnej soczewki przy jednoczesnym dużym rozmiarze źródła lub przez model podwójnego źródła. Lecz w tym przypadku prosty model nieruchomego podwójnego źródła nie potrafi odtworzyć całej złożoności krzywej. Drugie pojaśnienie z 2003 roku nie zawiera prawie żadnych oznak podwójności prócz jednego odstającego punktu i lekkiej asymetrii.

Skale czasowe obu pojaśnień są rzędu 20 dni a czas jaki minął pomiędzy tymi zjawiskami jest bardzo długi, około 1400 dni. Stąd wydaje się mało prawdopodobnym aby oba pojaśnienia były spowodowane przez jeden soczewkujący szeroki układ podwójny, jako że taka soczewka ma bardzo małe kaustyki więc nie zdołałaby wyjaśnić kształtu krzywej z 1999 roku. Jednym z możliwych scenariuszy jest taki w którym źródło było soczewkowane przez dwie niezależne soczewki lub dwa źródła zostały pojaśnione przez przejście jednej soczewki podwójnej przed nimi. Jest też szansa że mamy do czynienia ze szczególnym rodzajem zmienności raczej niż ze zjawiskiem mikrosoczewkowania.

Spróbowaliśmy zdobyć więcej informacji o tym zjawisku za pomocą informacji wygenerowanych w procesie redukcji danych OGLE przy pomocy techniki DIA (Difference Image Analisis, Woźniak 2000). W tej metodzie wszystkie zmienne źródła są wykrywane na odjętym obrazie jako dodatkowy lub brakujący strumień w porównaniu z obrazem odniesienia. Centrum jasności (centroid) owego strumienia wskazuje nam prawdziwe położenie gwiazdy zmiennej. Ze względu na częste zlewanie się światła kilku gwiazd w jeden widoczny obiekt na zdjęciu, położenie centroidu dodatkowego strumienia nie musi pokrywać się z pozycją całego obiektu widocznego na obrazie odniesienia. Sprawdziliśmy w bazie danych OGLE (dzięki pomocy prof. A. Udalskiego i dra Ł. Wyrzykowskiego) pozycje dodatkowych strumieni względem pozycji odniesienia w okolicach pojaśnień z 1999 roku oraz 2003 roku. Z powodu rzadkich obserwacji udało się znaleźć tylko kilka zadowalających pomiarów w okolicach pojaśnienia z 2003 roku, mimo to możemy potwierdzić, że pozycja soczewkowanej gwiazdy jest zgodna z pozycją centrum obiektu na obrazie odniesienia. Nie oznacza to, że w ogóle nie było w zjawisku światła od dodatkowych obiektów, tylko że źródło leży w pobliżu środka jasności. Z drugiej strony, zjawisko z 1999 roku miało więcej dobrych pomiarów i wykryliśmy wyraźne przemieszczenie centroidu dodatkowego strumienia w trakcie pojaśnienia o około 150-200 milisekund łuku.

Ten wynik pokazuje że jest mało prawdopodobne że oba zjawiska z 1999 i 2003 roku były spowodowane przez tą samą soczewkę, chyba że ma ona bardzo duży ruch własny ($\sim 40\,\mathrm{mas/rok}$) i leży bardzo blisko Ziemi. Jeśli założyć, że oba pojaśnienia pochodzą z mikrosoczewkowania pozostaje hipoteza, że jest to para niezależnych zjawisk wzmacniających światło dwóch różnych źródeł. Aby potwierdzić lub zaprzeczyć taki scenariusz, potrzebne są dalsze badania w których bardzo pomocne byłyby obserwacje z wysoką rozdzielczością (np. z Teleskopu Hubble'a) pozwalającą na rozseparowanie wszystkich źródeł światła w tym rejonie.

5.5.2. OGLE-2002-BLG-045

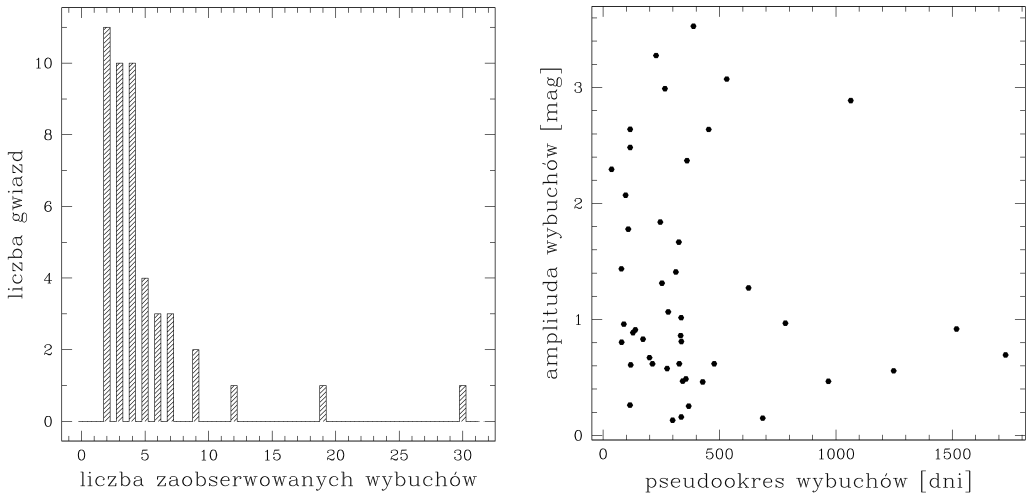
Drugie pojaśnienie w tym zjawisku miało dużo krótszą skalę czasową niż pierwsze, a model podwójnej soczewki daje bardzo mały stosunek mas składników $q = 0,008$ (w modelu przybliżonym $q = 0,011$). Dla typowej masy soczewki grawitacyjnej rzędu $0,3M_{\odot}$, daje to planetę o masie kilku mas Jowisza.

Niestety rzadkie obserwacje obu pojaśnień nie pozwalają przekonująco potwierdzić planetarnej natury soczewki. Niemniej pokazuje to, że obserwacje powtarzających się zjawisk mogą być źródłem nowych odkryć układów planetarnych (por. Di Stefano i Scalzo 1999). Aby to osiągnąć należy wydłużyć czas monitorowania anomalii w już zidentyfikowanych zjawiskach mikrosoczewkowania po tym, jak ich jasność spadnie do poziomu podstawowego. Najlepiej monitorować długie zjawiska przez długość około 5 ich charakterystycznych skal czasowych, a krótkie przez około 50. Daje to w obu przypadkach czas rzędu 100-200 dni po „zakończeniu" zjawiska. Warto również przy odkryciu nowego kandydata na zjawisko mikrosoczewkowania, automatycznie wyszukiwać wszystkie znane zjawiska które wydarzyły się w tym samym punkcie na niebie (z dokładnością do charakterystycznego rozmycia obiektów na zdjęciu), gdyż z jednej strony pomoże to uniknąć wielokrotnych identyfikacji tego samego zjawiska, ale co ważniejsze może pozwolić na skojarzenie ze sobą potencjalnie związanych przyczynowo zjawisk, które przez niedokładność analizy lub duże ruchy własne wydają się przynależeć do różnych obiektów.

5.5.3. Krzywe nie będące zjawiskami mikrosoczewkowania

Efektem ubocznym naszych poszukiwań było zidentyfikowanie krzywych nie będących zjawiskami mikrosoczewkowania. W jednorodnej próbce 3159 zjawisk z listy systemu EWS działającego w trakcie OGLE-III znaleźliśmy 64 źle zaklasyfikowane krzywe (około 2%). Taki niski ułamek pokazuje, że System Wczesnego Ostrzegania, oparty automatycznym typowaniu zjawisk i potwierdzaniu ich natury we wczesnej fazie przez człowieka, jest godnym zaufania narzędziem wykrywania prawdziwych zjawisk mikrosoczewkowania.

Nowe karłowate są głównym źródłem zanieczyszczenia (24 z 3159). Dzięki 15 latom ciągłego monitorowania nieba przez zespół OGLE, było możliwe zaobserwowania aż 30 wybuchów dla pojedynczej nowej karłowatej. Było również możliwe zmierzenie bardzo długich pseudookresów 1000 dni lub dłuższy. Rysunek 5.8 przedstawia wszystkie znalezione gwiazdy zakwalifikowane jako potencjalne nowe karłowate. Na lewym panelu znajduje się histogram krzywych blasku w zależności od liczby zaobserwowanych w nich wybuchów. Prawy panel przedstawia zależność amplitudy wybuchów od pseudookresu między wybuchami.



Rysunek 5.8. Wykresy przedstawiają właściwości wszystkich znalezionych krzywych blasku zakwalifikowanych jako nowe karłowate (46). Na lewym panelu znajduje się histogram obiektów w zależności od liczby zaobserwowanych wybuchów, a na prawym zależność amplitudy wybuchów w zależności od pseudookresu nowej karłowatej.

Ciekawostką jest to, że nowe karłowate znalezione podczas przeglądania krzywych blasku, zostały również wyłowione przez nasz automatyczny algorytm poszukujący dodatkowych pojaśnień, co pokazuje, że może on być w przyszłości użyty do zidentyfikowania takich gwiazd w całej bazie danych OGLE.

5.6. Podsumowanie

Mała liczba ($\approx 0,5\%$) zjawisk mikrosoczewkowania rzeczywiście się powtarza. Nasze poszukiwania ujawniły 19 kandydatów na powtarzające się zjawiska w zbiorze 4120 badanych zjawisk mikrosoczewkowania. Daje to częstość rzędu ~ 3 zjawisk na rok w bazie danych OGLE przy dotychczasowej częstości wykrywania około 600 zjawisk na rok. Wysoka liczba zjawisk z widocznymi przejściami przez kaustyki oraz porównanie dobroci dopasowań modeli podwójnej soczewki i podwójnego źródła sugerują, że większość powtarzających się zjawisk jest spowodowana przez podwójne soczewki, chociaż całkowita ich liczba wydaje się trochę większa niż spodziewana na podstawie symulacji (por. rozdział 5.4.3).

Pokazaliśmy, że jest możliwe bezpośrednie oszacowanie stosunków mas dla powtarzających się zjawisk. Wraz z rosnącą liczbą wykrywanych zjawisk mikrosoczewkowania każdego roku, te zjawiska mogą być cennym materiałem do badań populacji układów podwójnych gwiazd w Galaktyce. Wspomniana metoda działa w dziedzinie czasu w odróżnieniu do standardowych badań spektroskopowych gwiazd w okolicach Słońca (np. Fisher i in. 2005).

Po uwzględnieniu efektywność detekcji, otrzymany rozkład stosunków mas układów podwójnych jest zgodny ze stałym rozkładem w logarytmie, podobnie jak otrzymany wcześniej w badaniach spektroskopowych (Trimble 1990).

Nasze badania pokazują również przykład zjawiska które mogło posłużyć do wykrycia planety (OGLE-2002-BLG-045). W trakcie jego trwania drugie pojaśnienie było znacznie krótsze niż pierwsze. Niestety częstość obserwacji po tym jak jasność wróciła do poziomu podstawowego nie była wystarczająca by wykazać naturę planetarną zjawiska. W przyszłości byłoby cennym, aby projekty poszukujące anomalii w zjawiskach mikrosoczewkowania przykładały większą wagę do zjawisk które wydają się że już się „zakończyły” (przy czym mediana czasu między dwoma pojaśnieniami jest rzędu 5 miesięcy). Obecnie jest to trudne do osiągnięcia na poziomie obserwacji, ze względu na ograniczone zasoby, jednak już można by próbować zaimplementować dedykowane procedury na poziomie algorytmów identyfikacji zjawisk.

Wiadomo jednak, że liczba zaobserwowanych powtarzających się zjawisk będzie rosła wraz z wprowadzeniem nowych przeglądów z Ziemi (np. Gould i in. 2007) i z przestrzeni kosmicznej (Bennett i in. 2007). Obecnie prowadzone przeglądy już teraz ewoluują w kierunku zwiększenia częstości obserwacji poprzez wprowadzenie szerokich pól widzenia, zaczynając od projektu MOA-II oraz modernizowanego projektu OGLE (OGLE-IV). Duża częstość obserwacji będzie wyjątkowo istotna dla wykrywania planet na dużych orbitach.

5.7. Uzupełnienie

Od czasu rozpoczęcia prac nad wyszukiwaniem powtarzających się zjawisk minęło trochę czasu. W trakcie całej analizy projekt OGLE zbierał dane i identyfikował kolejnych kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania. Gdyby powyższą analizę rozpocząć dzisiaj, próbka zjawisk liczyłaby 5000.

Treści przedstawione w tym rozdziale zostały również opublikowane w niedawnej pracy Skowron i in. (2009).

Literatura

Abt H. A. 1983, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 21, 343

Bennett, D. P., i in. 2007, arXiv:0704.0454

Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, Ł., Szymański, M. K. i in. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 606, L155

Collinge, M. J. 2004, arXiv:astro-ph/0402385

Di Stefano, R., i Mao, S. 1996, *The Astrophysical Journal*, 457, 93

Di Stefano, R., i Scalzo, R. A. 1999, *The Astrophysical Journal*, 512, 579

Dominik, M. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 333, 893

Duquennoy, A., i Mayor, M. 1991, *Astronomy & Astrophysics*, 248, 485

Fischer, D. A., i Marcy, G. W. 1992, *The Astrophysical Journal*, 396, 178

Fisher, J., Schröder, K. P., i Smith, R. C. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 361, 495

Gaudi, B. S., i in. 2008, *Science*, 319, 927

Gould, A., i in. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 644, L37

Gould, A., Gaudi, B. S., i Bennett, D. P. 2007, arXiv:0704.0767

Griest, K., i Hu, W. 1992, *The Astrophysical Journal*, 397, 362

Han,Ch. i Jeong, Y. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301, 231

Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Żebruń, K., Szewczyk, O. i Wyrzykowski, Ł. 2004, *Acta Astronomica*, 54, 103

Jaroszyński, M., i in. 2005, Acta Astronomica, 55, 159

Jaroszyński, M., Skowron, J., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Zebruń, K., Szewczyk, O. i Wyrzykowski, Ł. 2006, *Acta Astronomica*, 56, 307

Jaroszyński, M. i Skowron, J. 2008, *Acta Astronomica*, 58, 345

Klimentowski J. 2005, praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwesytetu Warszawskiego

Lada, C. J. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 640, L63

Mao, S. i Paczyński, B. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 374, L37

Paczyński, B. 1986, *The Astrophysical Journal*, 304, 1

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. 1992, Numerical Recipes in C, wyd. 2., Cambridge Uni. Press, Cambridge

Reid, I. N., i Gizis, J. E. 1997, *Astronomical Journal*, 114, 1992

Skowron, J., Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł. i Ulaczyk, K. 2007, *Acta Astronomica*, 57, 281

Skowron, J., Wyrzykowski, Ł., Mao, S. i Jaroszyński, M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393, 999

Trimble, V. 1990, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 242, 79

Udalski, A., i in. 2005, *The Astrophysical Journal Letters*, 628, L109

Woźniak, P., i Paczyński, B. 1997, *The Astrophysical Journal*, 487, 55

Wozniak, P. R. 2000, *Acta Astronomica*, 50, 421

Woźniak, P. R., Udalski, A., Szymański, M., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., i Żebruń, K. 2001, *Acta Astronomica*, 51, 175

Wyrzykowski, Ł. 2005, praca doktorska, Uniwersytet Warszawski

Wyrzykowski, Ł., Udalski, A., Mao, S., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., i Szewczyk, O. 2006, *Acta Astronomica*, 56, 145

6. Wykrywanie zjawisk niestandardowych

Nietypowe zjawiska mikrosoczewkowania dostarczają nam dodatkowej wiedzy w porównaniu ze zjawiskami standardowymi (por. Wstęp), toteż istotnym wydaje się zidentyfikowanie ich wśród wszystkich znanych zjawisk. Automatyczna klasyfikacja zjawisk wywołanych przez układy podwójne mogłaby dostarczyć informacji o liczbie takich układów w Galaktyce w porównaniu z gwiazdami pojedynczymi. Taka wiedza jest szczególnie istotna dla testowania modeli tworzenia się gwiazd i układów planetarnych.

W tym rozdziale podejmujemy temat automatycznego wyszukiwania zjawisk nietypowych.

6.1. Aktualnie stosowane metody wykrywania anomalii

Obecnie większość niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania wykrywana jest w czasie rzeczywistym za pomocą półautomatycznych metod sprawdzających nowo zebrane obserwacje znanych już kandydatów na zjawiska mikrosoczewkowania. Na początku program komputerowy za pomocą odpowiedniego algorytmu oznacza zjawisko jako potencjalnie anomalne, a następnie astronom przygląda się mu oceniając czy jest to w istocie ciekawe zjawisko, gwiazda zmienna, czy może anomalia w krzywej blasku wynikająca najprawdopodobniej z problemów fotometrii.

W projekcie OGLE odpowiedzialnym za oznaczanie potencjalnych anomalii w krzywych blasku jest system *Early Early Warning System* (EEWS) (Udalski 2003). Istnieje też niezależny system wykrywania anomalii ARTEMiS/SIGNALMEN (Dominik i in. 2008), który zbiera dane o trwających zjawiskach mikrosoczewkowania z przeglądów nieba OGLE i MOA (Hearnshaw i in. 2005), analizuje krzywe blasku, a wykryte nietypowe zmienności zgłasza automatycznie projektom zajmującym się rutynowo śledzeniem ciekawszych zjawisk mikrosoczewkowania, m. in. μFUN-PLANET, RoboNET, MiNDSTEp. Zebrane przez nie dane dołącza do dalszej analizy. Projekt MOA również ma własny system wspomagający wykrywanie anomalii w krzywych blasku, jednakże sposób jego działania nie został opisany; wiadomo że opiera się w dużej mierze na ludzkiej intuicji.

W przypadku nietypowych zmian jasności krzywych blasku wykrytych przez zespoły OGLE i MOA, nim zostaną one ogłoszone, są potwierdzane przez obserwatora poprzez wykonanie kolejnych ekspozycji zawierających dany obiekt. Po zebraniu dodatkowych danych astronom odpowiedzialny za system ocenia wagę i prawdziwość zaobserwowanych anomalii i wysyła list pocztą elektroniczną do wszystkich zainteresowanych obserwatorów (prywatna komunikacja). System ARTEMiS prosi o wykonanie dodatkowych, potwierdzających obserwacji wszystkich otrzymujących jego komunikaty, informuje również wszystkich o zauważonych anomaliach. Obserwatorzy patrząc na dostarczone wykresy krzywych blasku, sami muszą ocenić czy przedstawiają one potencjalnie ciekawe zjawisko do dalszych badań.

Głównym celem działania tych systemów jest wykrywanie zjawisk wywołanych przez układy planetarne. Szukają one zmian jasności w krótkich skalach czasowych spowodowanych głównie przez przejścia przez kaustyki. Są mniej czułe na zjawiska z długotrwała zmiennością, na przykład przejawiające wpływ paralaksy rocznej lub zjawiska ze słabym podwójnym źródłem. Poza tym silnie polegają na intuicji człowieka, a zjawiska postrzegane jako nie wywołane przez układy planetarne, mogą w ogóle nie zostać zgłoszone tą drogą. Informacje o wykrytych anomalnych zjawiskach są propagowane do społeczności astronomicznej przy użyciu poczty elektronicznej i zazwyczaj nie są publikowane w postaci katalogów. Jedynie sieć ARTEMiS działa w sposób automatyczny i publikuje katalog zjawisk niestandardowych, jednak dane użyte do analizy pochodzące z różnych teleskopów są na tyle niejednorodne, że trudno jest wyciągnąć wnioski dotyczące liczebności niestandardowych zjawisk w porównaniu ze standardowymi na jego podstawie.

Warto się więc zastanawiać nad skonstruowaniem obiektywnego filtru, który na jednorodnej próbce zjawisk byłby w stanie określić względną liczbę zjawisk spowodowanych przez układy podwójne lub z widocznymi efektami paralaksy. Między innymi stanowiło by to niezależną drogę do określenia liczby układów podwójnych wśród wszystkich gwiazd.

6.1.1. Dopasowywanie modeli standardowych

Błędy obserwacyjne

Aby analizować odchylenia krzywych blasku zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego od standardowego modelu Paczyńskiego (1986), najpierw należy wyznaczyć (dopasować) takie parametry tego modelu, które najlepiej odtwarzają obserwowaną zależność. Przy takim dopasowaniu, najczęściej przy pomocy minimalizacji funkcji χ^2, opieramy się na oszacowaniach błędów obserwacyjnych. Zazwyczaj przyjmuje się, że gdy wartość χ^2 na stopień swobody jest rzędu jedności, model w zadowalający sposób odtwarza dane obserwacyjne. To założenie jest prawdziwe, jedynie gdy błędy są dobrze oszacowane.

Zjawisku mikrosoczewkowania podlegają gwiazdy o różnych jasnościach, osiągając różny stopień wzmocnienia. Wpływa to silnie na wartości błędów obserwacyjnych. Zatem do rozdzielenia zjawisk na te, w których widzimy wyraźne odchylenia od modelu standardowego, od tych które uznajemy za typowe, konieczne jest zastosowanie poprawnie oszacowanych dla szerokiego zakresu jasności błędów obserwacji.

Na przykład niedoszacowane błędy przy dużych jasnościach, mogą spowodować że wszystkie zjawiska mikrosoczewkowania jasnych gwiazd uznamy za anomalne, podczas gdy zjawiska z udziałem słabych gwiazd będą dla nas standardowe.

Jedną z metod upewnienia się, że użyte błędy obserwacyjne nie zaburzą nam wyniku w sposób znaczący, jest metoda korekty błędów wprowadzona w rozdziale 3.

Błędy wyznaczenia parametrów

Nie tylko niestandardowe zjawiska są ciekawe. Czasem chcemy wybrać te, spośród zaobserwowanych krzywych blasku które dobrze odpowiadają modelowi standardowemu i co do których jesteśmy niemal pewni, że stanową obserwacyjne dowody na zajście zjawiska mikrosoczewkowania. Taka sytuacja zdarza się na przykład gdy chcemy na podstawie liczby wykrytych zjawisk, ocenić prawdopodobieństwo zajścia zjawiska mikrosoczewkowania w jakimś kierunku w Galaktyce (tzw. głębokość optyczną, por. Wyrzykowski 2005).

Do zbadania czy dany model jest dobrze określony przez dane, oprócz wartości χ^2 dla najlepszego modelu, możemy także użyć błędów wyznaczenia poszczególnych parametrów. Na przykład duża nieokreśloność długości trwania zjawiska jest sygnałem, że tylko jedna część krzywej blasku (wznosząca lub opadająca) zostały pokryte przez obserwacje. Błąd określenia strumienia pochodzącego od źródła sugeruje że „skrzydła” krzywej lub okolice maksymalnego wzmocnienia nie zostały dokładnie zaobserwowane. Ogólnie mówiąc, krzywe blasku z małą liczbą obserwacji, lub niejednorodnie rozłożonych w czasie, a także niesymetryczne, mają większe niepewności wyznaczenia parametrów modelu standardowego.

Wyszukując konkretne typy zjawisk według wartości dopasowanych parametrów modelu, na przykład zjawiska w których cała jasność pochodzi od źródła, lub zjawiska z długimi lub krótkimi skalami czasowymi (np. Kamiya i in. 2009), należy brać pod uwagę nie tylko samą wartość parametru ale również jak mocno ta wartość jest ograniczona przez zebrane dane poprzez określenie niepewności wyznaczonych parametrów.

Dla uzyskania rozwiązań możliwie najbliżej globalnego minimum funkcji χ^2 oraz do określenia poprawnych niepewności wyznaczenia parametrów, proponujemy użycie metody *Monte Carlo Markov Chain*. Jest ona znana i używana od kilku lat w modelowaniu zjawisk mikrosoczewkowania, jednakże trudno jest znaleźć jej dobry opis w literaturze przedmiotu.

Monte Carlo Markov Chain

Załóżmy, że każdemu punktowi $\mathbf{x}$ w przestrzeni parametrów mamy przyporządkowaną gęstość prawdopodobieństwa ($\pi(\mathbf{x})$). W przypadku parametrów modelu zjawiska mikrosoczewkowania, przypiszemy im prawdopodobieństwo według wartości χ^2 obliczonej z ich pomocą:

$$\pi(\mathbf{x}) \sim e^{-\frac{\chi^2(\mathbf{x})}{2}} \tag{6.1}$$

Metoda *Monte Carlo Markov Chain* (MCMC, Metropolis i in. 1953), służy takiemu przeszukiwaniu przestrzeni parametrów, aby w granicy nieskończonego czasu odwiedzić każdy jej obszar taką liczbę razy, jaka wynika z wartości założonego prawdopodobieństwa obliczonego dla tego obszaru. Obszary bardziej prawdopodobne zostaną odwiedzone częściej. Wynikiem działania metody jest zbiór odwiedzonych punktów w trakcie całego procesu.

Do czego moglibyśmy użyć takiej wiedzy? Otóż, o ile łączny rozkład prawdopodobieństwa dla wszystkich parametrów modelu mamy zadany, to zazwyczaj nie znamy rozkładów brzegowych dla interesujących nas parametrów. Jeśli szukając modelu mikrosoczewkowania chcemy znaleźć na przykład najbardziej prawdopodobną wartość dla jasności źródła, wystarczy wtedy, że wyrysujemy histogram wszystkich odwiedzonych punktów względem jasności i znajdziemy jego modę. Automatycznie otrzymamy też wiedzę o niepewności tego parametru — mianowicie szerokość histogramu będzie jej miarą. Jeśli interesują nas dwa parametry modelu i na przykład ich korelacja, otrzymamy tę wiedzę rysując histogram odwiedzonych punktów względem tych dwóch parametrów.

Moglibyśmy tę samą informacje uzyskać całkując zadaną gęstość prawdopodobieństwa po całej dziedzinie i w ten sposób otrzymać rozkłady brzegowe parametrów. Jednak w przypadku przestrzeni wielowymiarowych takie całkowanie było by bardzo czasochłonne. Okazuje się, że w wielu zastosowaniach, algorytm MCMC pozwala znaleźć rozwiązanie z zadaną dokładnością, rzędy wielkości szybciej niż przeszukiwanie przestrzeni parametrów na z góry założonej siatce.

Człon „Markov Chain” w nazwie metody oznacza, że przeszukując punkty w przestrzeni, startujemy z jakiejś wybranej pozycji i dalej budujemy łańcuch, w którym każdy następny punkt zależy tylko od swojego poprzednika. Oznacza to że chcąc przejść z punktu $\mathbf{x}_n$ do następnego $\mathbf{x}_{n+1}$, musimy zadać taką metodę przejścia która nie zależy od położeń poprzednich punktów $(1, \ldots, n-1)$.

Zgodnie z nazwą metody „Monte Carlo" skok do następnego punktu wykonujemy w sposób losowy. Jest wiele metod wybrania rozkładu prawdopodobieństwa dla parametrów skoku, lecz jedną z najczęściej stosowanych jest wybranie próbnego skoku do punktu $\mathbf{x}_{n+1,p}$ z pewnym rozkładem prawdopodobieństwa $q(\mathbf{x}_{n+1,p}|\mathbf{x}_n)$ i zaakceptowanie go lub odrzucenie zgodnie z wartościami rozkładu π. Mianowicie jeśli wartość $\pi(\mathbf{x}_{n+1,p})$ dla próbnego punktu, jest większa niż $\pi(\mathbf{x}_n)$ punktu startowego, to akceptujemy skok. Jeśli natomiast jest mniejsza, to akceptujemy skok z prawdopodobieństwem $P = \pi(\mathbf{x}_{n+1,p})/\pi(\mathbf{x}_n)$. Zaakceptowany skok staje się punktem $\mathbf{x}_{n+1}$, z którego to kontynuujemy całą procedurę. Jeśli punkt próbny nie uzyska akceptacji, wracamy do punktu $\mathbf{x}_n$ i wybieramy nowy punkt próbny. Przedstawiona odmiana metody MCMC nazywana jest algorytmem Metropolisa-Hastingsa (Hastings 1970).

Pozostaje jeszcze wybór rozkładu prawdopodobieństwa dla parametrów próbnego skoku: $q(\mathbf{x}_{n+1,p}|\mathbf{x}_n)$. Najprostszym spełniającym założenia metody MCMC (Press i in. 2007, rozdział 15.8) będzie wybór symetrycznego q zależnego jedynie od wartości absolutnej różnicy punktów $|\mathbf{x}_{n+1,p} - \mathbf{x}_n|$. Może nim być wielowymiarowy rozkład normalny Gaussa wokół punktu z którego chcemy wykonać skok, z pewna ustaloną wariancją.

Łańcuch zaczyna się z pewnego wybranego punktu $\mathbf{x}_0$ i ciągnie się tak długo jak to konieczne. Nie ma ustalonej reguły mówiącej po ilu krokach metodę można przerwać, wiadomo tylko, że po wystarczająco długim czasie gęstość odwiedzonych punktów będzie zgodna z założonym rozkładem prawdopodobieństwa (π). Zasada jest taka, że należy obejrzeć wyniki i ocenić, czy metoda zbiegła do stacjonarnego rozkładu. Jeśli dla kilku typowych przypadków naszego problemu, zobaczymy na przykład, że 10^4 kroków było wystarczających, to konstruując automatyczny algorytm możemy założyć, że typowo $10^4 - 10^5$ punktów powinno dać oczekiwany wynik. Oczywiście nigdy nie ma takiej pewności. A im dłużej kontynuujemy nasz łańcuch tym lepiej.

Jeśli nasz łańcuch rozpoczyna się w punkcie o małym prawdopodobieństwie, wtedy najpewniej dużo początkowych punktów będzie leżało w obszarze małego prawdopodobieństwa, nim łańcuch przejdzie do bardziej prawdopodobnych fragmentów przestrzeni. Stąd poleca się aby punkty ze wstępnej fazy metody, zwanej fazą przepalania, odrzucić i nie brać przy ustalaniu finalnych rozkładów prawdopodobieństwa.

Szukanie dobrych modeli przy użyciu MCMC

Po ogólnym wprowadzeniu metody przechodzimy do jej zastosowania przy dopasowywaniu modeli. Wymaga to szeregu modyfikacji aby pomóc metodzie jak najszybciej zbiec w okolice najlepszego punktu w przestrzeni parametrów.

Stawiamy sobie dwa cele: szybkie znalezienie rozwiązania i badanie przestrzeni parametrów wokół niego. Algorytm MCMC jest tak skonstruowany, że większość punktów łańcucha skupia się w otoczeniu lokalnych maksimów prawdopodobieństwa, co pozwala na szybkie znalezienie rozwiązania. Eksploracja przestrzeni parametrów wokół rozwiązania jest pobocznym skutkiem metody i pozwala określić brzegowe rozkłady prawdopodobieństwa dla wszystkich parametrów modelu — da nam to ocenę niepewności znalezionych parametrów dużo lepszą niż w innych metodach optymalizacji modeli, w których dostajemy zazwyczaj jedynie symetryczną macierz kowariancji w okolicach rozwiązania.

Dla zastosowania metody MCMC konieczne jest określenie sposobu wyboru próbnego skoku. Jeśli wybierzemy losowanie z wielowymiarowego rozkładu normalnego, powinniśmy ustalić jego szerokości wzdłuż każdego parametru (odchylenia standardowe σ_i). Dobre parametry rozkładu są konieczne aby efektywnie poruszać się po przestrzeni. Jeśli w pewnym parametrze (kierunku) wartość rozkładu π niewiele się zmienia w porównaniu z charakterystycznym rozmiarem kroku, będziemy wykonywać niepotrzebnie dużo skoków. Jeśli natomiast rozmiar kroku będzie za duży, może się okazać że każdy próbny punkt będzie odrzucony, gdyż trafi na daleki, wyraźnie mniej prawdopodobny obszar.

Zaczynając poszukiwania nie wiemy jakie skale zmienności będą optymalne dla poszczególnych parametrów. Nie tylko mogą one różnić się od siebie o rzędy wielkości, ale również mogą (i prawdopodobnie będą) zmieniać się w trakcie przeszukiwania rozkładu prawdopodobieństwa. Wprowadzamy zatem mechanizm ustalający automatycznie rozmiar kroku na podstawie ułamka udanych skoków. Jeśli wszystkie skoki w danym kierunku (na przykład i-tym) są udane, znaczy to że możemy zwiększyć skalę σ_i aby pokryć poszukiwaniami większy obszar. Jeśli za mało skoków się powodzi, wtedy zmniejszamy skalę aby umożliwić jednak badania w tym kierunku. Jedyne co musimy założyć to żądany procent udanych skoków. Zależy to od rozważanego problemu oraz celu, czy chcemy szybko znaleźć (lokalne) minimum, czy może chcemy dokładniej zbadać kształt rozkładu. Zwykle wybieramy odpowiednio 50% – 70% lub 20% – 50% jako docelowy ułamek sukcesów.

Ułamek sukcesów możemy policzyć już po kilkunastu skokach wykonanych w danym kierunku. Przemnażamy wtedy skalę skoków w tym kierunku odpowiednio zmniejszając lub zwiększając i rozpoczynamy liczenie udanych prób od nowa.

Często napotykamy problemy związane z korelacjami pomiędzy parametrami. Jeśli łańcuch znajduje się w takim miejscu przestrzeni parametrów, w którym kierunek ku największej wartości rozkładu prawdopodobieństwa nie pokrywa się z kierunkiem jakiegokolwiek parametru, skoki w każdym z parametrów z osobna będą nieefektywne w podążaniu w tym kierunku — szybki spadek wartości rozkładu π w każdym kierunku z osobna spowoduje, że skale skoków będą małe. Należałoby poruszać się z inną, dużą skalą w kierunku najlepszym będącym pewną kombinacją liniową parametrów, a z inną, mniejszą skalą w kierunkach prostopadłych. Osiągamy to poprzez obrót układu współrzędnych i ponowne przyporządkowanie skal każdemu z nowych kierunków.

Po kilkudziesięciu wykonanych krokach w każdym z parametrów, mamy zbiór punktów, który w przestrzeni jest rozciągnięty wzdłuż kierunku dającego największą zmianę prawdopodobieństwa. Możemy przybliżyć ten zbiór przez elipsoidę, której orientacja będzie mówiła jak mamy obrócić układ współrzędnych, a długości każdej z półosi będą sugerowały jaką skalę skoku powinniśmy przyporządkować w każdym z kierunków. Liczymy więc macierz kowariancji dla naszego zbioru punktów. Macierz kowariancji jest kwadratowa i symetryczna — możemy policzyć dla niej wartości i wektory własne. Macierz zbudowana z wektorów własnych jest macierzą obrotu do układu w którym macierz kowariancji jest diagonalna. Wartościami na diagonali są obliczone wartości własne. Ten układ będzie używany przez nas przez kilkaset kolejnych kroków jako baza dla nowych, mniej skorelowanych parametrów. Wyobrażamy sobie, że nowe parametry zmieniają się wzdłuż osi głównych wspomnianej elipsy; skale zmienności nowych parametrów, odchylenia standardowe w rozkładzie normalnym, zadane są przez wartości własne macierzy kowariancji.

Po wykonaniu zazwyczaj kilkuset kroków (kilkudziesięciu dla każdego z parametrów) możemy policzyć nową macierz kowariancji dla nowo odwiedzonych punktów i obrócić układ współrzędnych znów. Dzięki temu, wciąż przesuwając się po przestrzeni parametrów, podążymy za zmieniającymi się kierunkami korelacji między parametrami.

W tak przedstawionej metodzie dobre wyniki daje wykonywanie każdego kolejnego kroku w kierunku jednego z parametrów, poprzez losowanie z rozkładu normalnego o przypisanym mu odchyleniu standardowym. Kolejny krok wykonujemy w kolejnym parametrze, i tak cyklicznie przechodzimy przez wszystkie z nich.

W przypadku poszukiwania modeli mikrosoczewkowania przez pojedynczą soczewkę, w odróżnieniu od skomplikowanych modeli soczewek podwójnych, metoda zbiega dość szybko (po około 1000 kroków) w okolice dobrego rozwiązania. Ważniejszą jest wtedy druga aplikacja metody potrzebna do otrzymanie oszacowań niepewności wyznaczonych parametrów. W tym procesie, potrzeba ponad 10^4 kroków aby wystarczająco dokładnie zbadać przestrzeń wokół rozwiązania i wyznaczyć brzegowe rozkłady prawdopodobieństwa parametrów.

Zysk z metody MCMC jest dwojaki. Po pierwsze, w odróżnieniu od metod polegających na ciągłym przemieszczaniu się w kierunku rosnącego prawdopodobieństwa, daje bardziej „globalne" spojrzenie na przestrzeń parametrów. A po drugie wiedza o zależnościach między parametrami w okolicach najlepszego rozwiązania jest pełniejsza w metodzie MCMC niż w metodach opierających się na rozwinięciach funkcji χ^2 w szereg Tylora w jego okolicach.

6.2. Analiza anomalii i asymetrii

Jak już wspomnieliśmy na wstępie, większość używanych metod wykrywania niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego, wykorzystuje jakości dopasowania modelu do danych obserwacyjnych (najczęściej w postaci wartości χ^2) do wybrania kandydatów, a następnie analizę ludzkim okiem. Systemy alarmujące o anomaliach w krzywych blasku są czułe głównie na gwałtowne zmiany jasności. Liczba opisanych w literaturze prób wprowadzenia innych parametrów lub wykrywania subtelnych lecz skorelowanych zmian blasku jest niewielka (Mao i Di Stefano 1995, Di Stefano i Perna 1997).

Praca Nighta, Di Stefano i Schwamb (2008) opisuje najnowszą próbę podejścia do tego tematu poprzez wprowadzenie innych parametrów krzywej blasku niż jakość dopasowania modelu. Jest to praca zawierająca w sobie wnioski i metody z poprzednich opracowań, można powiedzieć że zawiera do dziś najpełniejszą analizę tematu. Autorzy proponują użycie trzech parametrów. Oprócz jakości dopasowania, są nimi parametr asymetrii krzywej blasku (k) oraz parametr opisujący liczbę maksimów krzywej blasku (p). Poniżej przeprowadzamy analizę tych parametrów.

6.2.1. Parametr asymetrii krzywej blasku

Obserwowane zmiany wzmocnienia wywołane przez soczewkowanie przez punktową masę są symetryczne względem odwrócenia w czasie. Dlatego, jako jeden z parametrów mogących wyróżnić krzywą niestandardową, autorzy proponują parametr asymetrii k. Przybiera on wartość 0 dla krzywych zupełnie symetrycznych, a większą dla krzywych asymetrycznych.

Parametr k jest zdefiniowany poprzez współczynniki stojące przy rozłożeniu krzywej wzmocnienia $\mu(t)$ na wielomiany Czebyszewa. Dla n parzystego odpowiadający mu wielomian Czebyszewa jest funkcją parzystą. Gdy n jest nieparzyste, wielomian jest funkcją nieparzystą. Ta właściwość jest wykorzystywana do zmierzenia asymetrii. Mianowicie rozłożenie funkcji zupełnie symetrycznej da współczynniki a_n dla nieparzystych n równe $a_n \equiv 0$. Rozkład funkcji z pewną asymetrią krzywej da przynajmniej niektóre wartości współczynników przy nieparzystych n różne od zera. Dlatego parametr k został zdefiniowany przez stosunek sumy kwadratów nieparzystych współczynników do sumy kwadratów parzystych w następujący sposób:

$$k = \left(\sum_{n=1}^{\infty} a_{2n+1}^2 \bigg/ \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n}^2 \right)^{1/2} \tag{6.2}$$

Oczywiście, przy znajomości krzywej wzmocnienia tylko w skończonej liczbie punktów, należy zmienić granicę sum na skończoną wielkość, mniejszą lub równą liczbie znanych pomiarów.

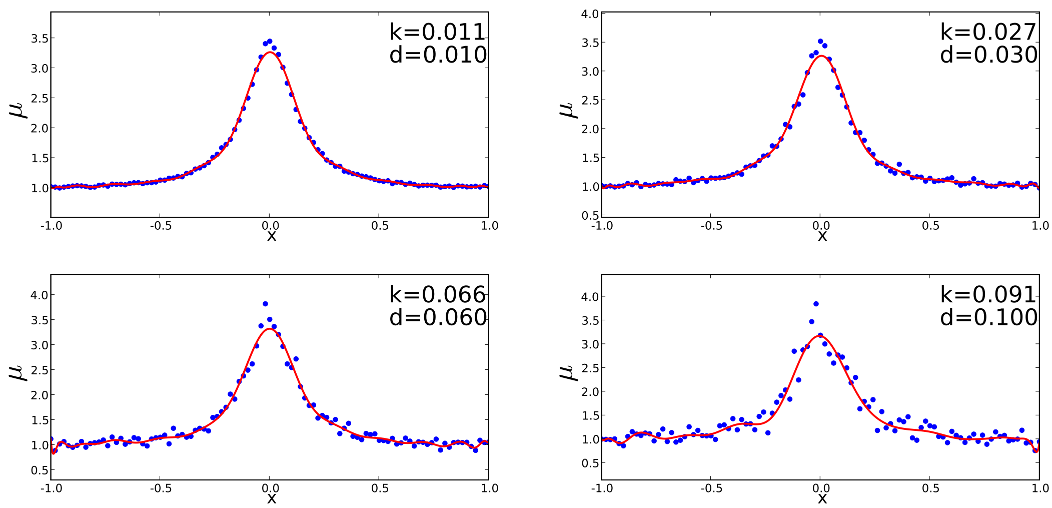
Night i in. (2008) zauważają że jeśli do niesymetrycznej krzywej blasku zjawiska mikrosoczewkowania dopasujemy model Paczyńskiego i odejmiemy go od danych, pozostałości po odjęciu nie będą rozłożone w czasie losowo tylko będą zawierać pewną strukturę. Odchylenia od modelu pojedynczej soczewki będą skorelowane nawet wtedy gdy dopasowanie jest dobrej jakości. Stąd parametr k może wykryć krzywą z małymi skorelowanymi odchyleniami, podczas gdy jakość dopasowania (np. χ^2), która mierzy odchylenia w całej krzywej, nie pozwoli ich odkryć.

Autorzy przeprowadzają symulację zjawisk mikrosoczewkowania spowodowanych przez układy podwójne i badają zachowanie się parametru asymetrii i jakości dopasowania w zależności od założonych parametrów, takich jak częstość obserwacji czy dokładność pomiaru strumienia.

Analiza parametru k

Pragnąc zastosować parametr asymetrii k do prawdziwych danych obserwacyjnych, aby w sposób automatyczny wykrywać nietypowe, niesymetryczne krzywe blasku, przeprowadzamy proste symulację krzywych dla pojedynczych soczewek grawitacyjnych aby ustalić próg wartości parametru k powyżej którego krzywą będziemy uważać za nietypową.

Bierzemy model zjawiska mikrosoczewkowania z pośrednią wartością parametru zderzenia $b = 0,3\, r_E$, bez dodatkowego światła i wybieramy z niego 100 równo rozłożonych punktów leżącymi pomiędzy momentami w czasie $t_0 - 3t_E$ oraz $t_0 + 3t_E$. Tak otrzymana sztuczna krzywa blasku ma na brzegach przedzia-

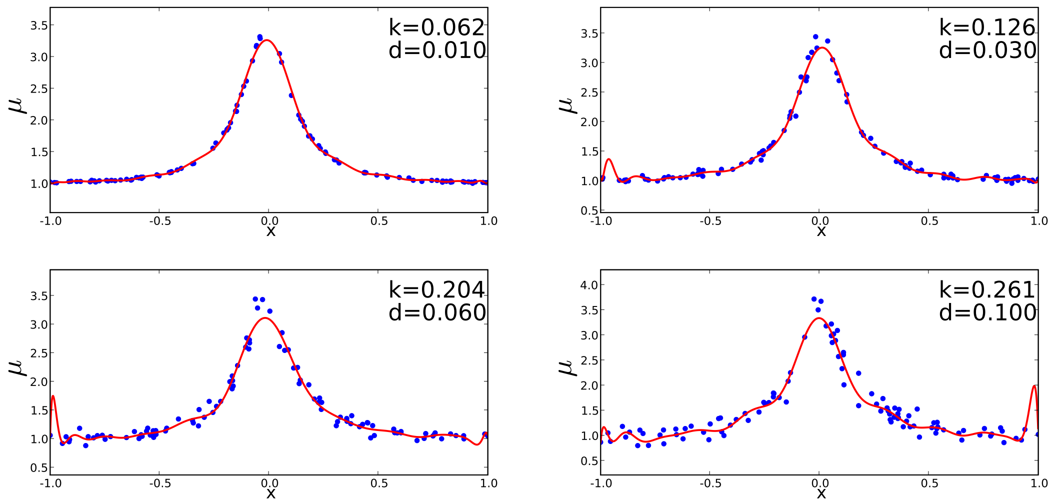


Rysunek 6.1. Wykresy przedstawiają symulacje typowego zjawiska mikrosoczewkowania (z parametrem zderzenia 0,3) wraz z wykresem będącym przybliżeniem krzywej zmian blasku poprzez szereg 25 wielomianów Czebyszewa. Jasność 100 punktów rozłożonych równomiernie w całym przedziale obserwacji ($6t_E$) została zmierzona z dokładnością względną d. Dla każdej krzywej został wyznaczony parametr asymetrii k według wzoru 6.2. Typowa jego wartość jest rzędu niepewności pomiaru $k \sim d$.

łu wzmocnienie bliskie jedności, a dokładnie na środku osiąga maksimum. Do każdego punktu dodajemy błąd zgodnie z rozkładem normalnym o rozrzucie d odpowiednio 1%, 3%, 6%, 10% jasności.

Do przygotowanych krzywych blasku dopasowujemy szereg 25 wielomianów Czebyszewa i z wyznaczonych współczynników konstruujemy parametr k według wzoru (6.2). Ponieważ wartości współczynników a_n szybko zbliżają się do zera przy rosnącym n, sprawdziliśmy że do tych prostych testów wystarczy 25 pierwszych wyrazów aby wyznaczyć wartość k z zadowalającą dokładnością. Wielomiany Czebyszewa są określone na odcinku $[-1; 1]$, stąd przez dopasowaniem ich do krzywej wzmocnienia przeskalowujemy oś czasu według formuły $x = (t - t_0)/(3t_E)$, gdzie x jest parametrem zmieniającym się w podanym przedziale.

Przykładowe krzywe wzmocnienia dla których wyznaczyliśmy parametr

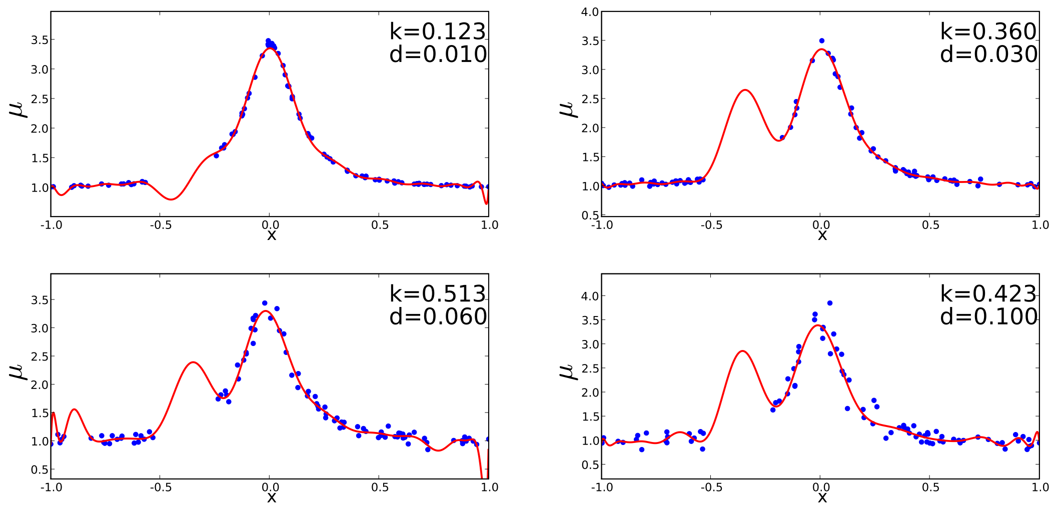


Rysunek 6.2. Podobnie jak na rysunku 6.1 wykresy przedstawiają symulacje typowego zjawiska mikrosoczewkowania ($b = 0,3$) wraz z wykresem będącym przybliżeniem krzywej zmian blasku poprzez szereg 25 wielomianów Czebyszewa. Jednak tym razem 100 punktów obserwacyjnych zostało rozłożonych losowo w czasie całym przedziale o długości 6 czasów Einsteina. Jasność została zmierzona z dokładnością względną d. Podobnie dla każdej krzywej został wyznaczony parametr asymetrii k który jednak teraz osiąga dużo większe wartości.

asymetrii k są przedstawione na rysunku 6.1. Typowa wartość parametru k dla krzywych z jednorodnie rozłożonymi punktami obserwacyjnymi jest rzędu przyjętego błędu wyznaczenia jasności d. Jest to wynik zgodny z symulacjami przeprowadzonymi przez Nighta i in. (2008).

Realne obserwacje nie są jednakże przeprowadzane ze stałą częstością. Strategia obserwacji może być modyfikowana na bieżąco w zależności od aktualnych wydarzeń na niebie. Zła pogoda w obserwatorium lub dzień mogą utrudnić ciągłe i równomierne zbieranie danych. Żeby ocenić jak duży wpływ ma ten efekt na wartość k, przeprowadzamy też symulacje dla punktów obserwacyjnych rozłożonych losowo w całym okresie monitorowania zjawiska. Rysunek 6.2 przedstawia przykładowe krzywe otrzymane w ten sposób. Zacytowane wartości parametru asymetrii k są wyraźnie większe od otrzymanych poprzednio dla równomiernie rozłożonych w czasie obserwacji.

Dodatkowym efektem często występującym w prawdziwych krzywych blasku są dłuższe przerwy w obserwacjach. W przypadku obserwacji Centrum Galaktyki prowadzonym z Chile mamy coroczne przerwy z powodu obecności Słońca w tym rejonie nieba. Dłuższe problemy z pogodą lub sprzętem mogą również wpływać na powstanie luk w obserwacjach. Zjawiska mikrosoczewkowania występują w różnych skalach czasowych od dni do lat; dla krótko trwających zjawisk nawet kilkudniowa przerwa w obserwacjach będzie znacząca na tyle, że może nie udać się zaobserwować wszystkich fragmentów krzywej blasku.



Rysunek 6.3. Wykresy przedstawiają podobne krzywe wzmocnienia jak na rysunku 6.2. Typowe zjawisko mikrosoczewkowania ($b = 0,3$) zostało zaobserwowane z błędem d w losowo wybranych momentach. Jednak tym razem wycięty został z krzywej fragment o długości $\frac{3}{4}t_E$ czyli $\frac{1}{8}$ całego okresu obserwacji. Wyznaczone wartości parametru k są typowo rząd wielkości większe niż w przypadku krzywej jednorodnie pokrytej obserwacjami.

Przeprowadzamy symulacje, podobnie jak poprzednio, używając prostego modelu zjawiska i arbitralnie zadanych błędów fotometrii, jednak tym razem wycinamy z krzywej fragment długości $\frac{3}{4}$ czasu Einsteina odpowiadający $\frac{1}{8}$ całego okresu monitorowania (od $t_0 - 1,5t_E$ do $t_0 - 0,75t_E$). Przykładowe krzywe i dopasowania szeregu wielomianów Czebyszewa przedstawia rysunek

6.3. W porównaniu z przypadkiem jednorodnie rozłożonych punktów obserwacyjnych, otrzymane wartości parametru asymetrii są typowo większe o rząd wielkości.

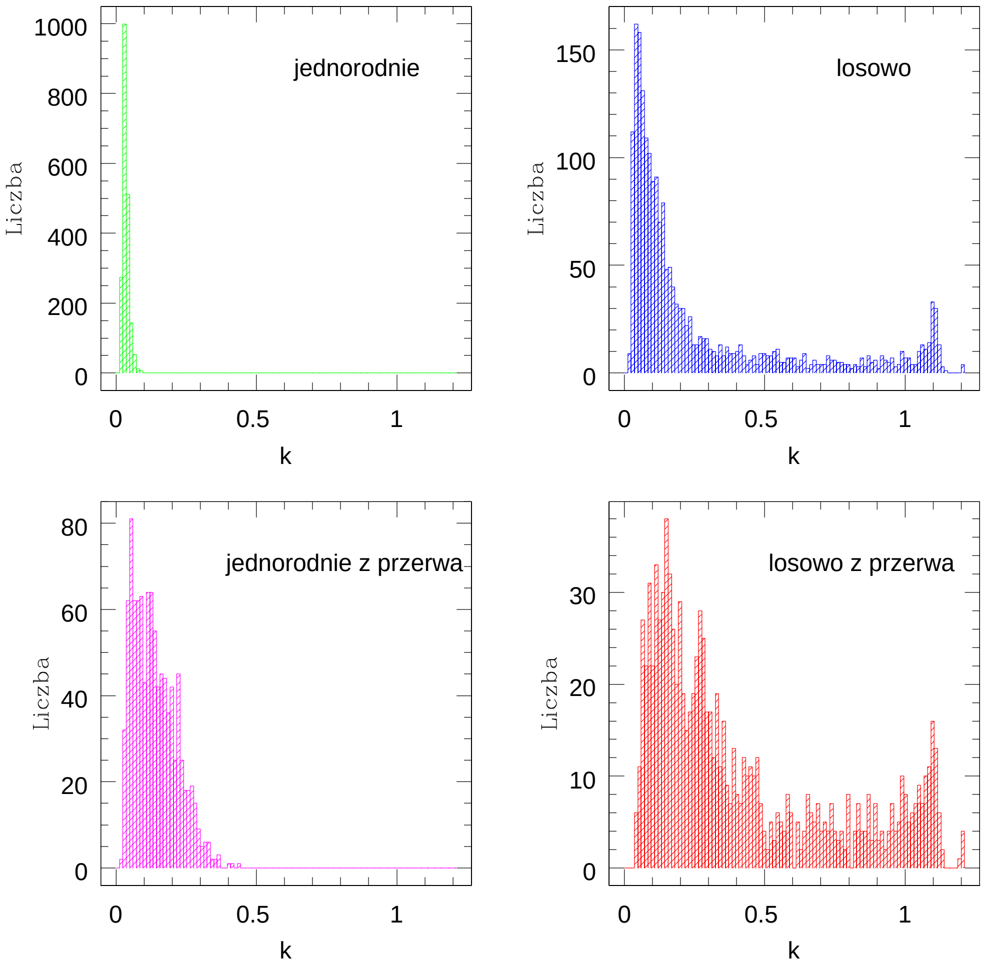
Wyniki symulacji zostały podsumowane w postaci histogramów wartości parametru asymetrii na rysunku 6.4. Dla tego samego, opisanego wyżej modelu zjawiska sporządziliśmy 2000 syntetycznych krzywych zmian blasku z założoną względną dokładnością fotometrii na poziomie 3%, dla 4 przypadków: równomiernie rozłożonych w czasie momentów obserwacji, rozłożonych losowo oraz rozłożonych równomiernie i losowo, ale z ustaloną wyżej przerwą w trakcie obserwacji.

Analiza histogramów pokazuje, ze wartość parametru asymetrii k zaproponowanego przez Nighta, Di Stefano i Schwamb (2008) bardzo silnie zależy od rozłożenia punktów obserwacyjnych w czasie, co czyni go zupełnie nieefektywnym w wychwytywaniu nawet wyraźnych asymetrii w obserwowanych, prawdziwych krzywych blasku zjawisk mikrosoczewkowania.

Główna słabością przedstawionej metody klasyfikowania krzywych blasku jest błędne założenie że współczynniki dopasowanego szeregu wielomianów mierzą asymetrie krzywej, podczas gdy w istocie mierzą one jedynie asymetrie dopasowanego modelu.

6.2.2. Parametr opisujący liczbę maksimów

Kolejnym parametrem zaproponowanym przez Nighta i in. (2008) jest parametr p opisujący liczbę maksimów lokalnych krzywej blasku. Jeśli krzywa ma jedno maksimum parametr p jest równy zero, natomiast jeśli ma dwa maksima lokalne to parametr p jest zdefiniowany jako wysokość niższego z maksimów ponad przypadającym pomiędzy nimi minimum lokalnym. Idea stojąca za wprowadzeniem takiego parametru jest taka, że jeśli zmiany wysokości rzędu p są niemierzalne, to nie da się wykazać że krzywa ma więcej niż jedno maksimum lokalne. Krzywa z większą liczbą maksimów ma przyporządkowany parametr p będący największą z wartości obliczonych w wyżej wymieniony sposób dla dwóch sąsiednich maksimów.



Rysunek 6.4. Każdy z histogramów zawiera 2000 przypadków wyznaczenia wartości parametru asymetrii k dla takiego samego, typowego modelu zjawiska mikrosoczewkowania przez pojedynczą soczewkę. Błąd pomiaru fotometrii został ustalony na 3% i z tą wartością zostały porozrzucane jasności pomiarów w krzywych. Wyniki na poszczególnych panelach różnią się rozkładem punktów obserwacyjnych w czasie. W górnym rzędzie cały okres obserwacji mamy pokryty równomiernie obserwacjami (histogram po lewej) lub losowo rozłożonymi w czasie (po prawej). Dolny rząd przedstawia tą samą sytuację z tą różnicą, że z krzywych zostały usunięte punkty znajdujące się w czasie pomiędzy $t_0 - 1,5t_E$ i $t_0 - 0,75t_E$

I tak jak w przypadku parametru asymetrii, sens zastosowania parametru p w odniesieniu do prawdziwych krzywych blasku jest wątpliwy. Trudno bowiem zaproponować krzywą blasku, która posiadając dodatkowe maksimum oraz zaobserwowane minimum lokalne między maksimami, będzie miała jednocześnie niską wartość χ^2 przy dopasowaniu modelu pojedynczej soczewki, tak że będzie trudno odróżnialna od zwykłej krzywej pojedynczej soczewki za pomocą standardowych metod. Nawet sami autorzy pracy mieli z tym problem. Jedyne przedstawione bowiem przykłady składały się z krzywej bliskiej standardowej krzywej z dodatkowym bardzo krótkotrwałym pojaśnieniem.

Z obserwacyjnego punktu widzenia krótkie pojaśnienia zazwyczaj zawierają w trakcie swego trwania mało punktów obserwacyjnych. Jeśli jest tylko jeden taki punkt, zazwyczaj przy automatycznej ocenie krzywych, traktuje się go jako punkt przypadkowo odstający i nie uwzględnia w dalszych badaniach. Jeśli punktów jest więcej, i wyraźnie odstają od modelu w tym samym kierunku, wtedy standardowe metody wyszukiwania anomalii, jak na przykład zastosowana w systemie EEWS (Udalski 2003), łatwo zidentyfikuje takie pojaśnienie.

Przedstawiony parametr p mógłby pomóc w późniejszej klasyfikacji niestandardowych krzywych blasku już po ich wyszukaniu w danych obserwacyjnych. Jednak trudno jest to ocenić, gdyż autorzy pracy nie analizują wpływu częstości obserwacji na wartość tego parametru. Posługują się również wzmocnieniami z modelu a nie strumieniami które mierzy się w obserwacjach. Nie uwzględniają też różnych wartości błędów obserwacyjnych dla różnych punktów krzywej blasku — porównują jego wartość jedynie z, założoną dla całej krzywej, wartością błędów fotometrii. Wszystko to sprawia, że przystępując do klasyfikacji prawdziwych krzywych blasku pod względem posiadania kilku maksimów, należało by od nowa zdefiniować parametr p.

6.2.3. χ^2 i inspekcja krzywej blasku

Częstym zabiegiem jest rozważenie modelu standardowego i jakiegoś szczególnego modelu niestandardowego, a następnie porównanie ich dopasowań poprzez porównanie wartości χ^2. Ten schemat postępowania prezentują np. Smith i in. (2002b) oraz Poindexter i in. (2005) przy poszukiwaniu zjawisk z efektami paralaksy rocznej. Ci ostatni przyjęli, iż poprawienie dopasowania o $\Delta\chi^2 > 100$ pozwala uznać, że na zjawisko miał wpływ roczny ruch Ziemi. Wszystkie wyselekcjonowane w ten sposób zjawiska, na których przebieg mogła mieć wpływ paralaksa, podlegały jeszcze wizualnej inspekcji. Okazało się, że w wielu przypadkach wyselekcjonowanych w ten sposób zjawisk, subiektywna analiza konkurencyjnych modeli i rozkładu punktów obserwacyjnych nie potwierdza anomalii związanych z paralaksą. Głównym powodem niepewności było istnienie przerw w obserwacjach, które umożliwiało bardziej skomplikowanym modelom na lepsze dopasowanie się do krzywych blasku, jednak skomplikowane struktury przewidziane przez najlepszy model nie były w ogóle potwierdzone przez dane.

6.3. Podsumowanie

Nie zaproponowano w pełni automatycznej, w pełni skutecznej i ogólnej metody wykrywania wszystkich możliwych anomalii. Przedstawione teoretyczne próby zdefiniowania parametrów mogących pomóc w ocenianiu krzywych blasku, mimo że stanowią najpełniejsze dotąd podejście do problemu, nie przystają do dzisiejszych danych obserwacyjnych i nie mogą być użyte w praktyce. Ale na przykład poszukiwanie paralaksy metodą opisaną wyżej pozwala ograniczyć się do dalszego badania węższej wyselekcjonowanej grupy zjawisk. Podobnie postąpiliśmy w rozdziale 5.2.3 tworząc półautomatyczny algorytm dedykowany do wybrania zjawisk powtarzających się. Dokonanie ostatecznej klasyfikacji wymaga zazwyczaj inspekcji krzywej blasku.

Pomocna w badaniach może okazać się strategia wykorzystująca algorytm *Monte Carlo Markov Chain* lub podobny pozwalający określić unikalność wartości wyznaczonych parametrów. Jeśli przerwy w danych obserwacyjnych nie pozwalają na potwierdzenie struktur przewidzianych przez dopasowany model, ma to jednoznaczne odzwierciedlenie w zakresach niepewności parametrów modelu.

Symulacje sugerują, że w istniejących danych obserwacyjnych powinno znaleźć się co najmniej tyle samo zjawisk o łagodnie zmodyfikowanych poprzez obecność dodatkowego składnika soczewki krzywych blasku, co tych z widocznymi przejściami przez kaustyki (np. Night i in. 2008). Tymczasem przeważająca liczba opisanych dotychczas zjawisk niestandardowych zawiera gwałtowne zmiany jasności. Przyczyną tej niezgodności może być efekt selekcji przy wizualnej inspekcji krzywych zmian blasku w celu wybrania zjawisk, które mogą być powodowane przez podwójne soczewki. Dodatkowo symulacje zdają się przeceniać efektywność detekcji i poprawnej klasyfikacji łagodnie zmiennych zjawisk względem tych w których źródło przecina kaustyki. Przejścia przez kaustyki generują średnio większe wzmocnienie co może przyczynić się do łatwiejszej identyfikacji takich zjawisk w danych. Przy rzadkich obserwacjach, nawet kilka pomiarów zebranych w trakcie wysokiego poziomu jasności związanego z położeniem źródła wewnątrz kaustyk, może pomóc w odpowiedniej klasyfikacji zjawiska jako spowodowanego przez układ podwójny, podczas gdy zjawisko z łagodnie zmieniającą się jasnością, posiadające małą liczbę obserwacji, często może być z powodzeniem opisane przez model standardowy. Również niepewność związana z tym, czy przebieg łagodnych zmian blasku nietypowego zjawiska został zmodyfikowany przez podwójność soczewkowanego źródła, podwójność soczewki czy wpływ paralaksy, może powodować niedobór łagodnie zmiennych zjawisk w próbce zakwalifikowanej jako wywołane przez układy podwójne. Dotychczasowe symulacje nie uwzględniają w realistyczny sposób efektów związanych z częstością prowadzenia obserwacji oraz z, silnym w gęstych polach gwiazdowych, wpływem światła pochodzącego od innych obiektów na linii widzenia utrudniającym wychwycenie łagodnych zmian w krzywej blasku.

W przyszłości dane z automatycznych, masowych przeglądów nieba, z niezmienną w czasie strategia obserwacyjną i 24 godzinnymi obserwacjami tego samego fragmentu nieba, ułatwią skonstruowanie automatycznych algorytmów selekcji różnych typów zjawisk. Statystyczne wnioski dotyczące względnej liczby zjawisk danego typu będą pewniejsze, nie tylko ze względu na większą liczebność próbki, ale i łatwiejsze uwzględnienie efektywności detekcji.

Literatura

Di Stefano, R., i Perna, R. 1997, *The Astrophysical Journal*, 488, 55
Dominik, M., i in. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 248
Hastings W. 1970, *Biometrika* 57, 97
Hearnshaw, J. B., i in. 2005, arXiv:astro-ph/0509420
Kamiya, K. i in. 2009, 13th Microlensing workshop, Institut d'Astrophysique de Paris, 19-21 stycznia 2009, Paryż, *publikacja w przygotowaniu*
Mao, S., i Di Stefano, R. 1995, *The Astrophysical Journal*, 440, 22
Metropolis, N., Rosenbluth, A., Rosenbluth, M., Teller, M., i Teller, E. 1953, *J. Chem. Phys.*, 21, 1087
Night, C., Di Stefano, R., i Schwamb, M. 2008, *The Astrophysical Journal*, 686, 785
Paczyński, B. 1986, *The Astrophysical Journal*, 304, 1
Poindexter, S., Afonso, C., Bennett, D. P., Glicenstein, J.-F., Gould, A., Szymański, M. K., i Udalski, A. 2005, *The Astrophysical Journal*, 633, 914
Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. 2007, Numerical Recipes, wyd. 3., Cambridge Uni. Press, Cambridge
Smith, M. C., Mao, S., i Woźniak, P. 2002b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 332, 962
Udalski, A. 2003, *Acta Astronomica*, 53, 291
Wyrzykowski, Ł. 2005, praca doktorska, Uniwersytet Warszawski

7. Zakończenie

Ta praca miała na celu przybliżyć temat niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego, wprowadzić efektywne metody ich analizy i zbadać możliwości ich identyfikacji. Do grona znanych i badanych zjawisk niestandardowych wprowadziliśmy również nową klasę zjawisk z dwoma rozdzielonymi pojaśnieniami w krzywych blasku.

Wprowadzona w rozdziale 3 metoda poprawiania formalnych błędów fotometrii wykonywanej metodą odejmowania obrazów (DIA) może służyć nie tylko do badania zjawisk mikrosoczewkowania, ale też do przygotowania danych do innych badań. Odtworzenie prawdziwej zależności wielkości błędów pomiarowych od jasności jest pożytecznie zarówno w wykrywaniu zjawisk mikrosoczewkowania, klasyfikacji jak i szczegółowym modelowaniu zjawisk. Metoda została użyta przy poszukiwaniach powtarzających się zjawisk, a także w niedawnych pracach Soszyńskiego i in. (2008, 2009) opisujących gwiazdy zmienne w Wielkim Obłoku Magellana oraz w pracy Wyrzykowskiego i in. (2009), w której została wykorzystana do przygotowania danych w poszukiwaniach zjawisk mikrosoczewkowania w kierunku Wielkiego Obłoku Magellana.

Parametryzacje opisane w rozdziale 4 mają na celu usprawnienie modelowania zjawisk wywołanych przez układy podwójne. Jest to o tyle istotne, że ciągle rozwijające się projekty obserwacyjne odkrywają coraz więcej tego typu zjawisk. Dzięki zastosowaniu tej metody do zjawisk które zaszły w 2005 roku, został uzupełniony histogram stosunków mas składników układów podwójnych działających jako soczewki grawitacyjne, o kolejnych 9 przypadków (Skowron i in. 2007).

Dzięki wzrastającej liczbie znanych przypadków mikrosoczewkowania w Galaktyce możliwe było przeprowadzenie systematycznych poszukiwań nowej klasy zjawisk. Znalezione 19 przypadków powtarzających się zjawisk, opisanych w rozdziale 5, dało możliwość określenia stosunków mas dla szerokich układów podwójnych. Oceniliśmy, że przy obecnym tempie detekcji zjawisk mikrosoczewkowania jest możliwe odkrycie kilku powtarzających się zjawisk rocznie. Krzywe blasku tych zjawisk pozwalają na ocenienie stosunku mas bez potrzeby ścisłego modelowania. Symulacje efektywności detekcji pozwoliły porównać otrzymany histogram stosunków mas z rozkładami pochodzącymi z innych metod. Nasz wynik jest zgodny z postulowaną wcześniej stałą liczbą układów podwójnych na dekadę stosunku mas. Jedno ze znalezionych zjawisk stanowi wskazówkę dla obserwatorów jak może wyglądać krzywa blasku powtarzającego się zjawiska wywołanego przez układ planetarny. Automatyczne wyszukiwanie takich zjawisk jest szansą na wykrycie planet o dużych orbitach. Próba określenia całkowitego ułamku szerokich układów podwójnych w Galaktyce wykazała, że koniecznym jest zebranie większego materiału obserwacyjnego. Na podstawie analizy naszych kandydatów okazało się, że aby wytłumaczyć wykrytą liczbę powtarzających się zjawisk, wszystkie gwiazdy powinny należeć do układów podwójnych. Znaleziono również kilkadziesiąt kandydatów na nowe karłowate; niektóre z tych gwiazd miały zaobserwowane po kilkadziesiąt wybuchów w krzywych blasku.

Wyniki zaprezentowane w tym rozdziale zostały już opublikowane w pracach Skowrona i in.(2009) oraz Jaroszyńskiego i Skowrona (2008).

Ostatnim elementem pracy była dokładna analiza zaproponowanych w literaturze metod wykrywania niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania, a także opis dotychczas stosowanych metod. Okazuje się, że najlepiej sprawdzającym się narzędziem do wykrywania anomalii w krzywych blasku nadal jest wstępny wybór kandydatów na podstawie testowania wartości χ^2 dla standardowego modelu, a następnie wizualna inspekcja. Aby wspomóc dopasowanie krzywej oraz dostarczyć dodatkowych informacji o pewności dopasowania, zaproponowaliśmy użycie metody MCMC do określania błędów wyznaczenia parametrów modelu soczewki pojedynczej. Metoda ta również została szczegółowo opisana.

Na rok 2010 i dalsze zaplanowane są systematyczne obserwacje w ramach czwartej fazy projektu OGLE. Ilość zebranych danych oraz podwyższona częstość obserwacji pozwoli na zidentyfikowanie dużej liczby niestandardowych zjawisk mikrosoczewkowania. Będą wśród nich zarówno zjawiska spowodowane przez układy podwójne z widocznymi przejściami przez kaustyki jaki i te o łagodnej zmienności. W tym przypadku częstość monitorowania jasności będzie miała kluczowe znaczenie dla ich odkrycia. Łagodnie zmienne będą też zjawiska spowodowane przez podwójne źródła, tych jednak spodziewamy się mniej, a szczegółowa analiza zebranych danych pozwoli potwierdzić tę hipotezę. Podwyższona częstość obserwacji da też szanse na identyfikacje krótkotrwałych zjawisk, takich jak krótkie pojaśnienie spowodowane przez planetę przy powtarzającym się zjawisku, lub soczewkowanie wywołane przez bardzo lekkie gwiazdy i brązowe karły.

Literatura

Jaroszyński, M. i Skowron, J. 2008, *Acta Astronomica*, 58, 345

Skowron, J., Jaroszyński, M., Udalski, A., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł. i Ulaczyk, K. 2007, *Acta Astronomica*, 57, 281

Skowron, J., Wyrzykowski, Ł., Mao, S. i Jaroszyński, M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393, 999

Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk, K. i Poleski, R. 2008, *Acta Astronomica*, 58, 293

Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk, K. i Poleski, R. 2009, *Acta Astronomica*, 59, 1

Wyrzykowski, Ł., Kozłowski, S., Skowron, J., Belokurov, V., Smith, M. C., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O. i Żebruń, K. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 890

Podziękowania[1]

Bardzo dziękuję mojemu promotorowi prof. Michałowi Jaroszyńskiemu za cenne rady i uwagi przy prowadzeniu badań opisanych w tej pracy, oraz za stworzenie możliwości rozwoju i pomoc w trakcie całych studiów doktoranckich w Obserwatorium. Dziękuję gorąco dr Łukaszowi Wyrzykowskiemu za ciągłe wskazówki i inspiracje do zgłębiania tematów, z których wiele poruszonych jest w niniejszej rozprawie, a także za pokazanie mi nauki za granicą i poznanie z wieloma astronomami.

Dziękuję również całemu Zespołowi projektu OGLE za stworzenie i udostępnienie mi unikalnego zbioru danych obserwacyjnych, które analizowałem w tej pracy.

Dziękuję panu dyrektorowi Grzegorzowi Dąbrowskiemu, mojemu nauczycielowi matematyki w szkole podstawowej, który dał mi solidne i niezbędne podstawy do dalszego rozwoju, oraz mojej Rodzinie za pokazanie astronomii i podtrzymywanie jej ciągłej obecności jako domowej pasji.

Na koniec dziękuję pracownikom, a w szczególności dyrektorom, Obserwatorium Astronomicznego za utrzymywanie spokojnej i jednocześnie twórczej atmosfery pracy naukowej. Dziękuje również doktorantom za ich towarzystwo w trakcie studiów i wspólną wymianę doświadczeń, w tym szczególnie Dorocie Szczygieł i Bogumiłowi Pileckiemu za cenne inicjatywy, które mieliśmy szanse wspólnie, jako doktoranci astronomii, realizować.

[1] Ta praca była współfinansowana przez grant Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego numer N N203 380836

A. Adresy stron internetowych projektów

nazwa projektu:

strona internetowa projektu:

spis monitorowanych zjawisk:

The Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE)

http://ogle.astrouw.edu.pl/

http://ogle.astrouw.edu.pl/ogle3/ews/ews.html

Microlensing Observations in Astrophysics (MOA)

http://www.phys.canterbury.ac.nz/moa/

https://it019909.massey.ac.nz/moa/

Microlensing Follow-Up Network (μFUN)

http://www.astronomy.ohio-state.edu/~microfun/

http://www.astronomy.ohio-state.edu/~microfun/Data/2009/index.html

---

μFUN-PLANET

http://planet.iap.fr/

http://planet.iap.fr/currentevents.html

RoboNET

http://robonet.lcogt.net/

http://robonet.lcogt.net/~robonet/newcode/cgi-bin/event_pages.cgi

---

Automated Robotic Terrestrial Exoplanet Microlensing Search (ARTEMiS)

http://www.artemis-uk.org/

http://www.artemis-uk.org/event_overview.cgi

Microlensing Network for the Detection of Small Terrestial Exoplanets (MiNDSETp)

http://www.mindstep-science.org/

B. Tabela współczynników korekty błędów fotometrii

Tabela B.1. Współczynniki korekty błędów fotometrii według wzoru (3.2) wyznaczone dla pól OGLE-III w kierunku Centrum Galaktyki. Odnoszą się one do końcowej fotometrii w filtrze I. Obliczone dla 91 pól (728 części odpowiadających poszczególnym detektorom) dla których zostało zebranych więcej niż 250 ekspozycji. Opis wykorzystania i otrzymania współczynników znajduje się w rozdziale 3.

pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε
100.1	0,964	0,0032	147.7	1,337	0,0027	183.5	0,985	0,0038	225.3	1,325	0,0026
100.2	0,981	0,0037	147.8	1,460	0,0023	183.6	0,969	0,0038	225.4	1,457	0,0018
100.3	0,995	0,0037	148.1	0,931	0,0032	183.7	0,955	0,0037	225.5	1,428	0,0024
100.4	1,018	0,0033	148.2	0,942	0,0037	183.8	0,939	0,0037	225.6	1,364	0,0026
100.5	1,030	0,0038	148.3	0,937	0,0037	184.1	0,898	0,0032	225.7	1,401	0,0024
100.6	1,023	0,0038	148.4	0,958	0,0033	184.2	0,898	0,0037	225.8	1,500	0,0021
100.7	1,006	0,0037	148.5	0,955	0,0038	184.3	0,888	0,0037	226.1	1,445	0,0018
100.8	0,984	0,0037	148.6	0,960	0,0038	184.4	0,929	0,0033	226.2	1,370	0,0026
101.1	0,999	0,0032	148.7	0,948	0,0037	184.5	0,901	0,0038	226.3	1,359	0,0026
101.2	1,032	0,0036	148.8	1,059	0,0035	184.6	0,907	0,0038	226.4	1,508	0,0017
101.3	1,062	0,0035	149.1	0,648	0,0032	184.7	0,913	0,0037	226.5	1,469	0,0023
101.4	1,073	0,0031	149.2	0,671	0,0037	184.8	1,033	0,0036	226.6	1,401	0,0025
101.5	1,079	0,0036	149.3	0,672	0,0037	185.1	1,409	0,0019	226.7	1,440	0,0023
101.6	1,065	0,0037	149.4	0,703	0,0033	185.2	1,342	0,0027	226.8	1,538	0,0019
101.7	1,046	0,0036	149.5	0,698	0,0038	185.3	1,321	0,0027	227.1	1,409	0,0019
101.8	1,025	0,0037	149.6	0,693	0,0038	185.4	1,482	0,0018	227.2	1,327	0,0027
102.1	0,929	0,0032	149.7	0,683	0,0037	185.5	1,467	0,0025	227.3	1,305	0,0027
102.2	0,958	0,0037	149.8	0,668	0,0037	185.6	1,352	0,0027	227.4	1,469	0,0018
102.3	0,973	0,0037	150.1	1,384	0,0020	185.7	1,391	0,0025	227.5	1,425	0,0024
102.4	1,010	0,0033	150.2	1,305	0,0029	185.8	1,471	0,0022	227.6	1,336	0,0027
102.5	0,995	0,0038	150.3	1,286	0,0028	188.1	0,909	0,0032	227.7	1,405	0,0024
102.6	0,980	0,0038	150.4	1,424	0,0019	188.2	0,912	0,0037	227.8	1,493	0,0021
102.7	0,977	0,0037	150.5	1,399	0,0025	188.3	0,905	0,0037	232.1	0,916	0,0032
102.8	0,952	0,0037	150.6	1,310	0,0028	188.4	0,930	0,0033	232.2	0,931	0,0037
103.1	0,960	0,0032	150.7	1,347	0,0026	188.5	0,922	0,0038	232.3	0,929	0,0037
103.2	0,980	0,0037	150.8	1,481	0,0022	188.6	0,975	0,0038	232.4	0,959	0,0033
103.3	0,977	0,0037	155.1	1,199	0,0026	188.7	0,955	0,0037	232.5	0,943	0,0038
103.4	1,024	0,0032	155.2	1,184	0,0032	188.8	1,068	0,0035	232.6	0,983	0,0038
103.5	1,021	0,0037	155.3	1,190	0,0032	189.1	0,940	0,0032	232.7	0,948	0,0037

kontynuacja na następnej stronie

Tabela B.1. – kontynuacja z poprzedniej strony

pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε
103.6	0,995	0,0038	155.4	1,207	0,0028	189.2	0,950	0,0037	232.8	1,065	0,0035
103.7	0,974	0,0037	155.5	1,189	0,0033	189.3	0,962	0,0037	233.1	1,513	0,0017
103.8	0,987	0,0037	155.6	1,228	0,0032	189.4	0,992	0,0032	233.2	1,463	0,0025
104.1	0,810	0,0032	155.7	1,218	0,0031	189.5	0,997	0,0037	233.3	1,449	0,0025
104.2	0,817	0,0037	155.8	1,212	0,0031	189.6	0,979	0,0038	233.4	1,580	0,0017
104.3	0,832	0,0037	156.1	1,170	0,0027	189.7	0,976	0,0037	233.5	1,579	0,0023
104.4	0,863	0,0033	156.2	1,154	0,0033	189.8	0,956	0,0037	233.6	1,476	0,0026
104.5	0,861	0,0038	156.3	1,162	0,0032	190.1	0,986	0,0032	233.7	1,512	0,0023
104.6	0,859	0,0038	156.4	1,165	0,0028	190.2	0,972	0,0037	233.8	1,546	0,0022
104.7	0,833	0,0037	156.5	1,157	0,0033	190.3	0,981	0,0037	234.1	0,976	0,0032
104.8	0,815	0,0037	156.6	1,182	0,0033	190.4	1,024	0,0031	234.2	0,988	0,0037
105.1	0,955	0,0032	156.7	1,169	0,0032	190.5	1,007	0,0037	234.3	1,023	0,0036
105.2	0,973	0,0037	156.8	1,172	0,0032	190.6	1,005	0,0037	234.4	1,046	0,0031
105.3	0,945	0,0037	157.1	0,907	0,0032	190.7	0,982	0,0036	234.5	1,039	0,0037
105.4	0,984	0,0033	157.2	0,919	0,0037	190.8	0,971	0,0037	234.6	1,019	0,0038
105.5	0,958	0,0038	157.3	0,924	0,0037	194.1	0,997	0,0032	234.7	1,005	0,0036
105.6	0,974	0,0038	157.4	0,965	0,0033	194.2	1,012	0,0037	234.8	1,000	0,0036
105.7	0,966	0,0037	157.5	0,947	0,0038	194.3	1,035	0,0037	235.1	0,960	0,0032
105.8	1,091	0,0034	157.6	0,947	0,0038	194.4	1,120	0,0032	235.2	0,981	0,0037
108.1	1,561	0,0015	157.7	0,929	0,0037	194.5	1,043	0,0037	235.3	0,991	0,0037
108.2	1,486	0,0024	157.8	0,919	0,0037	194.6	1,045	0,0038	235.4	1,062	0,0031
108.3	1,470	0,0024	158.1	0,899	0,0032	194.7	1,042	0,0037	235.5	1,026	0,0037
108.4	1,631	0,0014	158.2	0,893	0,0037	194.8	1,033	0,0037	235.6	1,018	0,0037
108.5	1,585	0,0021	158.3	0,888	0,0037	195.1	0,963	0,0032	235.7	0,992	0,0036
108.6	1,547	0,0022	158.4	0,943	0,0033	195.2	0,995	0,0037	235.8	0,989	0,0037
108.7	1,563	0,0021	158.5	0,932	0,0038	195.3	1,021	0,0037	236.1	1,400	0,0019
108.8	1,663	0,0017	158.6	0,918	0,0038	195.4	1,067	0,0031	236.2	1,328	0,0028
112.1	0,936	0,0032	158.7	0,921	0,0037	195.5	1,056	0,0037	236.3	1,321	0,0027
112.2	0,932	0,0037	158.8	1,041	0,0036	195.6	1,044	0,0038	236.4	1,512	0,0017
112.3	0,914	0,0037	163.1	0,940	0,0032	195.7	1,021	0,0037	236.5	1,460	0,0024
112.4	1,004	0,0033	163.2	0,940	0,0037	195.8	1,013	0,0037	236.6	1,371	0,0027
112.5	0,957	0,0038	163.3	0,949	0,0037	196.1	0,926	0,0032	236.7	1,379	0,0025
112.6	0,953	0,0038	163.4	0,996	0,0033	196.2	0,959	0,0037	236.8	1,508	0,0022
112.7	0,954	0,0037	163.5	0,988	0,0038	196.3	0,944	0,0037	241.1	0,908	0,0032
112.8	1,126	0,0034	163.6	0,977	0,0038	196.4	0,977	0,0033	241.2	0,938	0,0037
117.1	0,801	0,0032	163.7	0,963	0,0037	196.5	0,967	0,0038	241.3	0,942	0,0037
117.2	0,811	0,0037	163.8	0,964	0,0037	196.6	0,962	0,0038	241.4	1,000	0,0033
117.3	0,814	0,0037	164.1	0,910	0,0032	196.7	0,952	0,0037	241.5	0,975	0,0038
117.4	0,841	0,0033	164.2	0,939	0,0037	196.8	0,934	0,0037	241.6	0,973	0,0038
117.5	0,835	0,0038	164.3	0,937	0,0037	197.1	0,950	0,0032	241.7	0,946	0,0037
117.6	0,832	0,0038	164.4	0,975	0,0033	197.2	0,962	0,0037	241.8	0,932	0,0037
117.7	0,825	0,0037	164.5	0,962	0,0038	197.3	1,033	0,0036	242.1	1,460	0,0018
117.8	0,930	0,0037	164.6	0,949	0,0038	197.4	1,013	0,0032	242.2	1,423	0,0025
121.1	1,313	0,0022	164.7	0,926	0,0037	197.5	0,996	0,0037	242.3	1,399	0,0025
121.2	1,254	0,0030	164.8	0,928	0,0037	197.6	1,003	0,0038	242.4	1,472	0,0019
121.3	1,236	0,0030	165.1	1,471	0,0017	197.7	0,971	0,0037	242.5	1,502	0,0023
121.4	1,375	0,0022	165.2	1,416	0,0026	197.8	0,957	0,0037	242.6	1,403	0,0026

kontynuacja na następnej stronie

Tabela B.1. – kontynuacja z poprzedniej strony

pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε
121.5	1,351	0,0029	165.3	1,380	0,0026	198.1	0,907	0,0032	242.7	1,439	0,0023
121.6	1,284	0,0030	165.4	1,545	0,0016	198.2	0,923	0,0037	242.8	1,473	0,0022
121.7	1,287	0,0028	165.5	1,515	0,0023	198.3	0,936	0,0037	249.1	1,342	0,0023
121.8	1,394	0,0026	165.6	1,418	0,0026	198.4	0,962	0,0033	249.2	1,251	0,0031
122.1	0,924	0,0032	165.7	1,436	0,0024	198.5	0,953	0,0038	249.3	1,236	0,0030
122.2	0,934	0,0037	165.8	1,569	0,0020	198.6	0,950	0,0038	249.4	1,387	0,0022
122.3	0,944	0,0037	166.1	1,359	0,0021	198.7	0,933	0,0037	249.5	1,382	0,0028
122.4	1,012	0,0032	166.2	1,299	0,0029	198.8	0,922	0,0037	249.6	1,307	0,0030
122.5	0,994	0,0038	166.3	1,287	0,0028	205.1	1,539	0,0015	249.7	1,309	0,0029
122.6	0,983	0,0038	166.4	1,443	0,0019	205.2	1,461	0,0023	249.8	1,435	0,0027
122.7	0,937	0,0037	166.5	1,403	0,0026	205.3	1,442	0,0023	250.1	1,297	0,0023
122.8	0,934	0,0037	166.6	1,324	0,0028	205.4	1,592	0,0015	250.2	1,247	0,0030
129.1	0,936	0,0032	166.7	1,350	0,0026	205.5	1,539	0,0022	250.3	1,235	0,0029
129.2	0,942	0,0037	166.8	1,458	0,0023	205.6	1,495	0,0023	250.4	1,377	0,0022
129.3	0,943	0,0037	167.1	0,910	0,0032	205.7	1,563	0,0021	250.5	1,342	0,0028
129.4	0,987	0,0033	167.2	0,911	0,0037	205.8	1,663	0,0018	250.6	1,282	0,0030
129.5	0,989	0,0038	167.3	0,915	0,0037	206.1	0,949	0,0032	250.7	1,291	0,0028
129.6	0,988	0,0038	167.4	0,963	0,0033	206.2	0,972	0,0037	250.8	1,380	0,0026
129.7	0,964	0,0037	167.5	0,941	0,0038	206.3	0,983	0,0037	251.1	0,837	0,0032
129.8	1,059	0,0035	167.6	0,929	0,0038	206.4	1,011	0,0032	251.2	0,874	0,0037
130.1	0,909	0,0032	167.7	0,932	0,0037	206.5	1,008	0,0037	251.3	0,867	0,0037
130.2	0,919	0,0037	167.8	1,067	0,0035	206.6	0,996	0,0038	251.4	0,881	0,0033
130.3	0,913	0,0037	171.1	0,950	0,0032	206.7	0,981	0,0037	251.5	0,890	0,0038
130.4	0,954	0,0033	171.2	0,952	0,0037	206.8	0,963	0,0037	251.6	0,901	0,0038
130.5	0,935	0,0038	171.3	0,938	0,0037	207.1	0,922	0,0032	251.7	0,886	0,0037
130.6	0,933	0,0038	171.4	0,990	0,0033	207.2	0,945	0,0037	251.8	0,972	0,0037
130.7	0,934	0,0037	171.5	0,972	0,0038	207.3	0,949	0,0037	252.1	0,887	0,0032
130.8	1,010	0,0036	171.6	0,984	0,0038	207.4	0,987	0,0033	252.2	0,898	0,0037
131.1	0,849	0,0032	171.7	0,996	0,0037	207.5	0,969	0,0038	252.3	0,895	0,0037
131.2	0,879	0,0037	171.8	1,108	0,0035	207.6	0,976	0,0038	252.4	0,930	0,0033
131.3	0,868	0,0037	172.1	0,979	0,0032	207.7	0,957	0,0037	252.5	0,920	0,0038
131.4	0,902	0,0033	172.2	0,998	0,0037	207.8	0,945	0,0037	252.6	0,922	0,0038
131.5	0,879	0,0038	172.3	0,993	0,0037	208.1	0,924	0,0032	252.7	0,919	0,0037
131.6	0,890	0,0038	172.4	1,062	0,0031	208.2	0,937	0,0037	252.8	1,026	0,0036
131.7	0,882	0,0037	172.5	1,050	0,0036	208.3	0,958	0,0037	333.1	0,956	0,0032
131.8	0,960	0,0037	172.6	1,021	0,0037	208.4	0,989	0,0033	333.2	0,984	0,0037
132.1	1,460	0,0018	172.7	1,010	0,0036	208.5	0,975	0,0038	333.3	0,959	0,0037
132.2	1,389	0,0026	172.8	1,003	0,0037	208.6	0,988	0,0038	333.4	0,990	0,0033
132.3	1,393	0,0026	173.1	0,921	0,0032	208.7	0,957	0,0037	333.5	0,966	0,0038
132.4	1,503	0,0017	173.2	0,930	0,0037	208.8	0,940	0,0037	333.6	0,963	0,0038
132.5	1,449	0,0025	173.3	0,943	0,0037	214.1	0,943	0,0032	333.7	0,992	0,0037
132.6	1,417	0,0025	173.4	1,000	0,0033	214.2	0,948	0,0037	333.8	1,117	0,0034
132.7	1,443	0,0023	173.5	0,991	0,0038	214.3	0,971	0,0037	339.1	0,992	0,0032
132.8	1,519	0,0021	173.6	0,965	0,0038	214.4	1,020	0,0033	339.2	0,991	0,0037
133.1	1,430	0,0018	173.7	0,961	0,0037	214.5	0,993	0,0038	339.3	1,038	0,0037
133.2	1,381	0,0026	173.8	0,947	0,0037	214.6	0,985	0,0038	339.4	1,034	0,0032
133.3	1,365	0,0026	174.1	1,167	0,0027	214.7	0,960	0,0037	339.5	0,998	0,0038

kontynuacja na następnej stronie

Tabela B.1. – kontynuacja z poprzedniej strony

pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε
133.4	1,524	0,0017	174.2	1,161	0,0032	214.8	0,964	0,0037	339.6	1,006	0,0038
133.5	1,489	0,0023	174.3	1,163	0,0032	215.1	0,943	0,0032	339.7	0,994	0,0037
133.6	1,425	0,0025	174.4	1,184	0,0027	215.2	0,957	0,0037	339.8	1,167	0,0033
133.7	1,460	0,0023	174.5	1,190	0,0033	215.3	0,961	0,0037	340.1	0,958	0,0032
133.8	1,540	0,0021	174.6	1,177	0,0032	215.4	0,992	0,0033	340.2	0,966	0,0037
134.1	1,360	0,0020	174.7	1,193	0,0031	215.5	0,999	0,0038	340.3	0,964	0,0037
134.2	1,300	0,0028	174.8	1,205	0,0031	215.6	0,997	0,0038	340.4	1,013	0,0033
134.3	1,288	0,0028	175.1	1,152	0,0027	215.7	0,952	0,0037	340.5	0,982	0,0038
134.4	1,436	0,0019	175.2	1,166	0,0033	215.8	0,946	0,0037	340.6	0,985	0,0038
134.5	1,400	0,0025	175.3	1,154	0,0033	216.1	0,929	0,0032	340.7	0,970	0,0037
134.6	1,329	0,0027	175.4	1,178	0,0028	216.2	0,940	0,0037	340.8	1,104	0,0034
134.7	1,351	0,0026	175.5	1,165	0,0033	216.3	0,947	0,0037	342.1	0,903	0,0032
134.8	1,453	0,0023	175.6	1,151	0,0033	216.4	0,992	0,0032	342.2	0,897	0,0037
138.1	0,979	0,0032	175.7	1,168	0,0032	216.5	0,989	0,0038	342.3	0,896	0,0037
138.2	1,001	0,0037	175.8	1,170	0,0032	216.6	0,993	0,0038	342.4	0,957	0,0033
138.3	1,016	0,0037	176.1	1,116	0,0028	216.7	0,944	0,0037	342.5	0,923	0,0038
138.4	1,030	0,0033	176.2	1,123	0,0033	216.8	0,941	0,0037	342.6	0,924	0,0038
138.5	1,019	0,0038	176.3	1,117	0,0033	217.1	0,986	0,0032	342.7	0,926	0,0037
138.6	1,025	0,0038	176.4	1,144	0,0028	217.2	1,001	0,0037	342.8	1,044	0,0035
138.7	0,998	0,0037	176.5	1,126	0,0034	217.3	1,027	0,0036	343.1	0,916	0,0032
138.8	0,990	0,0037	176.6	1,131	0,0034	217.4	1,074	0,0030	343.2	0,920	0,0037
139.1	0,925	0,0032	176.7	1,134	0,0032	217.5	1,051	0,0036	343.3	0,910	0,0037
139.2	0,923	0,0037	176.8	1,133	0,0033	217.6	1,031	0,0037	343.4	0,967	0,0033
139.3	0,903	0,0037	179.1	0,975	0,0032	217.7	1,018	0,0035	343.5	0,925	0,0038
139.4	0,960	0,0033	179.2	0,979	0,0037	217.8	0,998	0,0036	343.6	0,922	0,0038
139.5	0,938	0,0038	179.3	0,994	0,0037	218.1	0,955	0,0032	343.7	0,937	0,0037
139.6	0,927	0,0038	179.4	1,045	0,0033	218.2	0,959	0,0037	343.8	1,066	0,0035
139.7	0,958	0,0037	179.5	1,026	0,0038	218.3	0,954	0,0037	344.1	1,195	0,0025
139.8	1,084	0,0035	179.6	1,035	0,0038	218.4	1,002	0,0032	344.2	1,175	0,0031
140.1	0,869	0,0032	179.7	1,005	0,0037	218.5	0,996	0,0038	344.3	1,156	0,0031
140.2	0,908	0,0037	179.8	0,996	0,0037	218.6	0,984	0,0038	344.4	1,218	0,0025
140.3	0,878	0,0037	180.1	0,981	0,0032	218.7	0,972	0,0037	344.5	1,209	0,0031
140.4	0,899	0,0033	180.2	1,002	0,0037	218.8	0,966	0,0037	344.6	1,163	0,0032
140.5	0,893	0,0038	180.3	0,975	0,0037	219.1	0,932	0,0032	344.7	1,193	0,0030
140.6	0,886	0,0038	180.4	1,021	0,0033	219.2	0,945	0,0037	344.8	1,306	0,0026
140.7	0,906	0,0037	180.5	1,003	0,0038	219.3	0,944	0,0037	346.1	0,955	0,0032
140.8	1,022	0,0037	180.6	1,035	0,0038	219.4	0,997	0,0032	346.2	0,973	0,0037
141.1	0,844	0,0032	180.7	1,024	0,0037	219.5	0,985	0,0037	346.3	0,966	0,0037
141.2	0,870	0,0037	180.8	1,132	0,0034	219.6	0,969	0,0038	346.4	1,005	0,0033
141.3	0,853	0,0037	181.1	0,938	0,0032	219.7	0,960	0,0037	346.5	0,984	0,0038
141.4	0,896	0,0033	181.2	0,953	0,0037	219.8	0,947	0,0037	346.6	0,982	0,0038
141.5	0,874	0,0038	181.3	0,945	0,0037	223.1	0,951	0,0032	346.7	0,988	0,0037
141.6	0,879	0,0038	181.4	0,968	0,0033	223.2	0,961	0,0037	346.8	1,119	0,0033
141.7	0,891	0,0037	181.5	0,982	0,0038	223.3	0,976	0,0037	347.1	0,918	0,0032
141.8	0,993	0,0037	181.6	1,003	0,0038	223.4	1,027	0,0032	347.2	0,919	0,0037
142.1	0,871	0,0032	181.7	0,977	0,0037	223.5	1,031	0,0037	347.3	0,912	0,0037
142.2	0,882	0,0037	181.8	1,070	0,0035	223.6	1,007	0,0038	347.4	0,965	0,0033

kontynuacja na następnej stronie

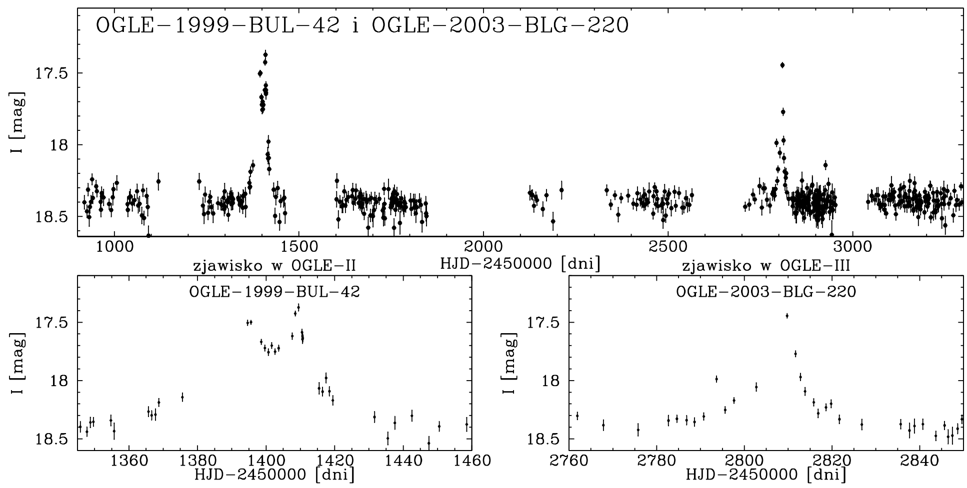
Tabela B.1. – kontynuacja z poprzedniej strony

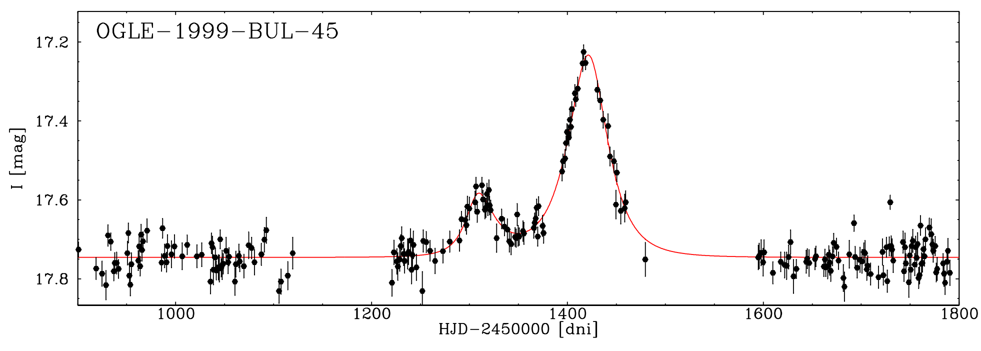
pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε	pole	γ	ε
142.3	0,878	0,0037	182.1	0,943	0,0032	223.7	0,990	0,0037	347.5	0,929	0,0038
142.4	0,903	0,0033	182.2	0,945	0,0037	223.8	0,969	0,0037	347.6	0,931	0,0038
142.5	0,894	0,0038	182.3	0,948	0,0037	224.1	0,944	0,0032	347.7	0,945	0,0037
142.6	0,893	0,0038	182.4	0,998	0,0033	224.2	0,948	0,0037	347.8	1,077	0,0035
142.7	0,891	0,0037	182.5	0,987	0,0038	224.3	0,941	0,0037	354.1	0,938	0,0032
142.8	0,986	0,0037	182.6	0,978	0,0038	224.4	1,006	0,0033	354.2	0,943	0,0037
147.1	1,375	0,0020	182.7	0,962	0,0037	224.5	0,981	0,0038	354.3	0,915	0,0037
147.2	1,280	0,0029	182.8	0,948	0,0037	224.6	0,968	0,0038	354.4	0,981	0,0033
147.3	1,256	0,0029	183.1	0,927	0,0032	224.7	0,971	0,0037	354.5	0,947	0,0038
147.4	1,448	0,0020	183.2	0,946	0,0037	224.8	0,965	0,0037	354.6	0,955	0,0038
147.5	1,403	0,0027	183.3	0,948	0,0037	225.1	1,406	0,0019	354.7	0,957	0,0037
147.6	1,308	0,0029	183.4	0,981	0,0033	225.2	1,335	0,0027	354.8	1,099	0,0035

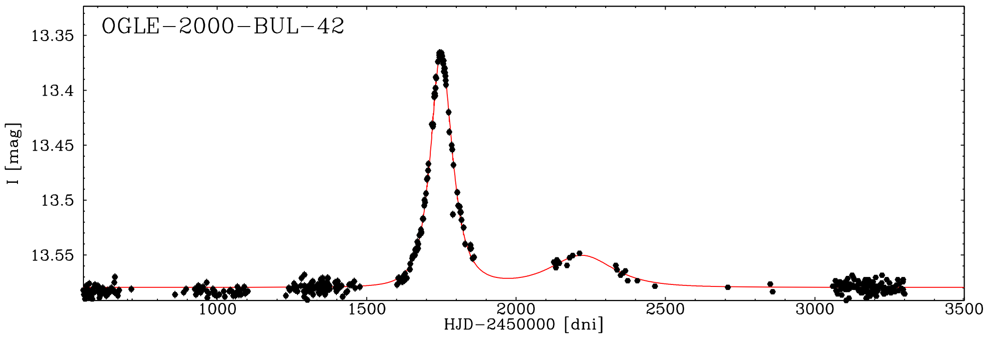
Tabela B.1. Współczynniki korekty błędów fotometrii według wzoru (3.2) wyznaczone dla pól OGLE-III w kierunku Centrum Galaktyki. Odnoszą się one do końcowej fotometrii w filtrze I. Obliczone dla 91 pól (728 części odpowiadających poszczególnym detektorom) dla których zostało zebranych więcej niż 250 ekspozycji. Opis wykorzystania i otrzymania współczynników znajduje się w rozdziale 3.
Dane zawarte w tej tabeli są również dostępne w internecie pod adresem: http://www.astrouw.edu.pl/~jskowron/PhD/error-corr/

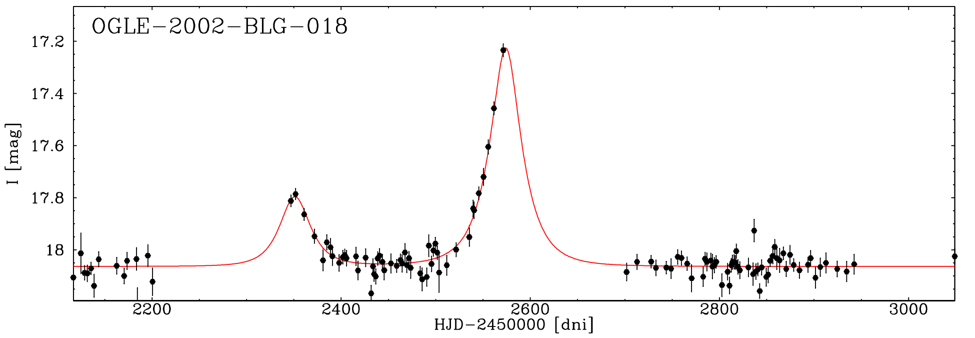
C. Krzywe blasku znalezionych powtarzających się zjawisk mikrosoczewkowania wraz z modelami podwójnej soczewki

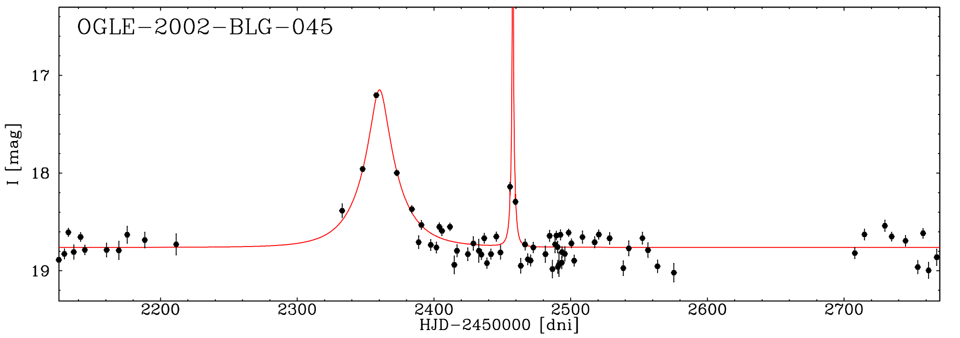
Załącznik do rozdziału 5.

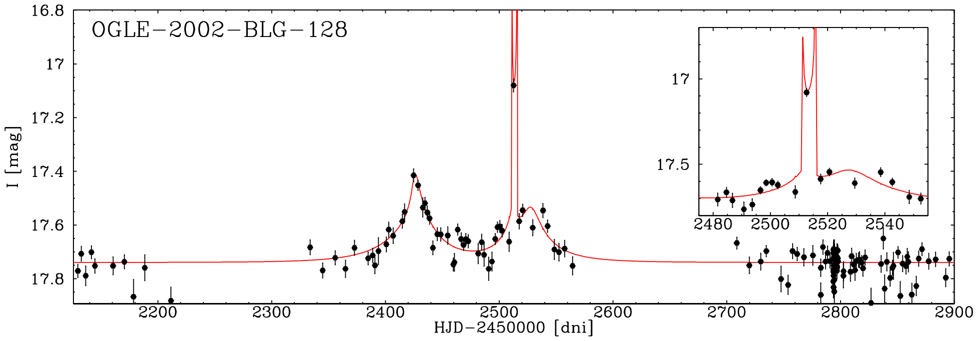


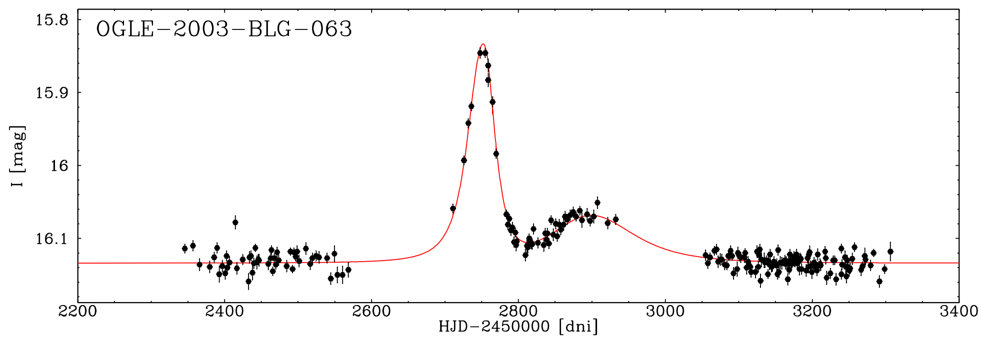


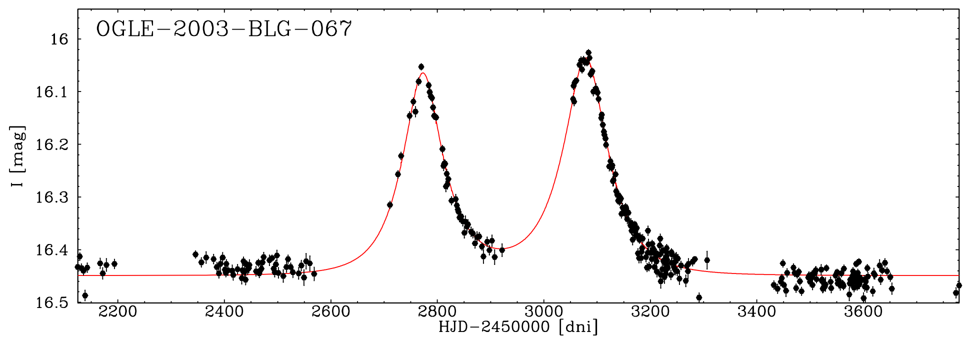

OGLE−2000−BUL−42
13.35
13.4
13.45
13.5
13.55
I [mag]
1000
1500
2000
2500
3000
3500
HJD−2450000 [dni]

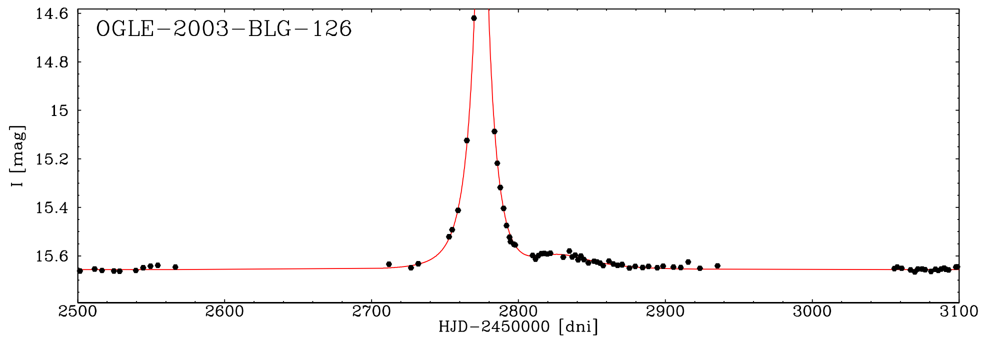

OGLE−2002−BLG−018
17.2
17.4
17.6
17.8
18
I [mag]
2200
2400
2600
2800
3000
HJD−2450000 [dni]

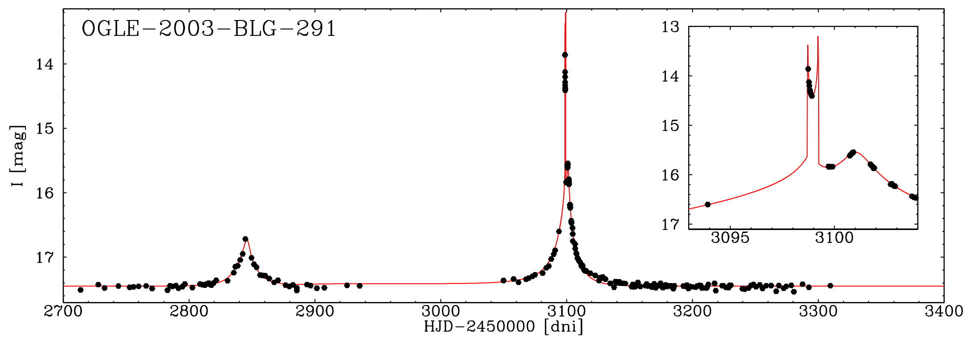

OGLE−2002−BLG−045
17
18
19
I [mag]
2200
2300
2400
2500
2600
2700
HJD−2450000 [dni]


OGLE−2002−BLG−128
16.8
17
17.2
17.4
17.6
17.8
I [mag]
2200
2300
2400
2500
2600
2700
2800
2900
HJD−2450000 [dni]
17
17.5
2480
2500
2520
2540

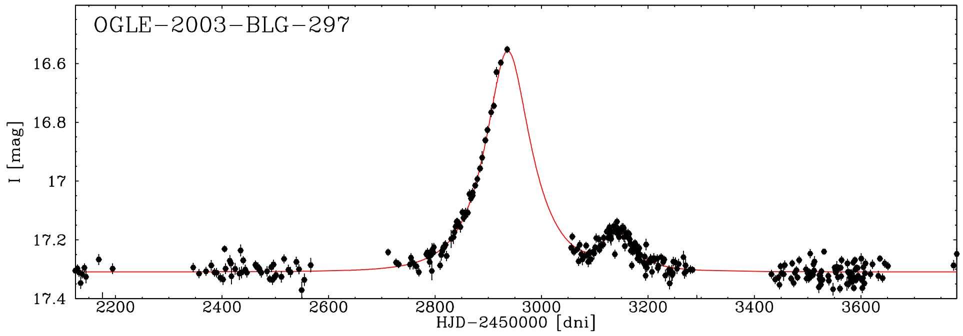


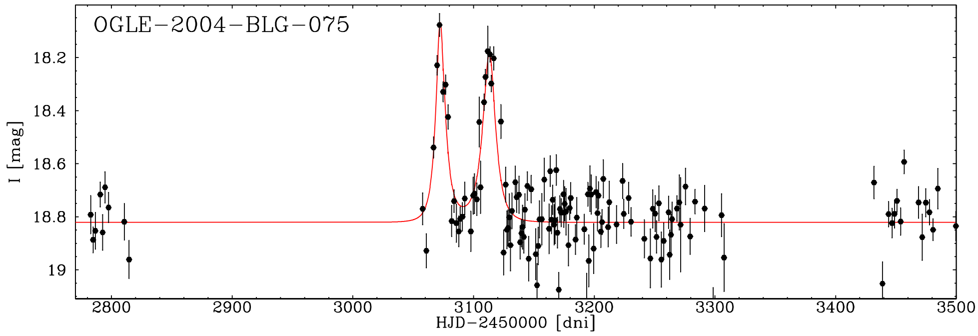


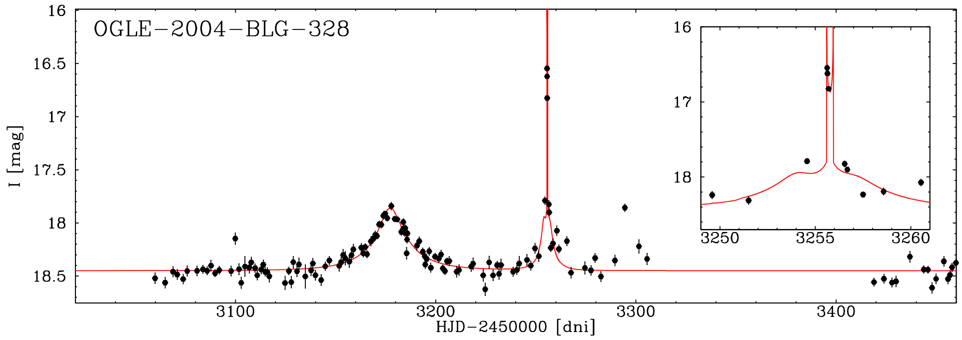


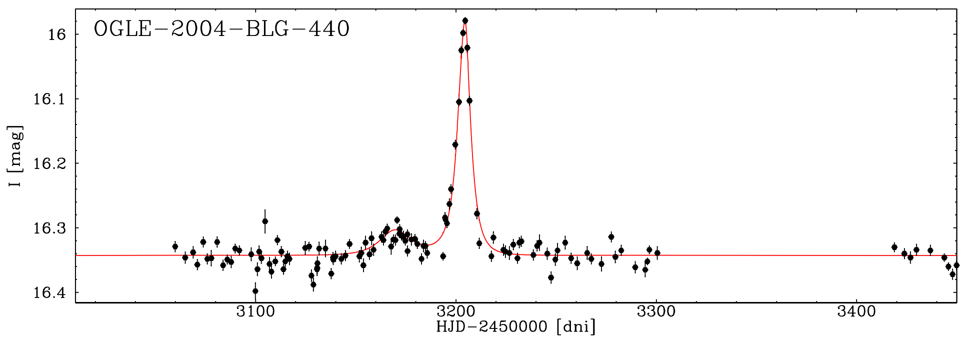


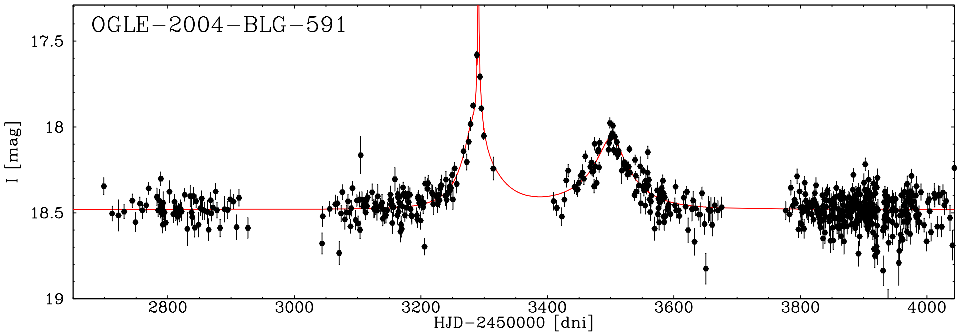
Model zjawiska 2003-BLG-297 został zaczerpnięty z pracy Jaroszyński i in. (2005), uwzględnia on rotację osi soczewki.

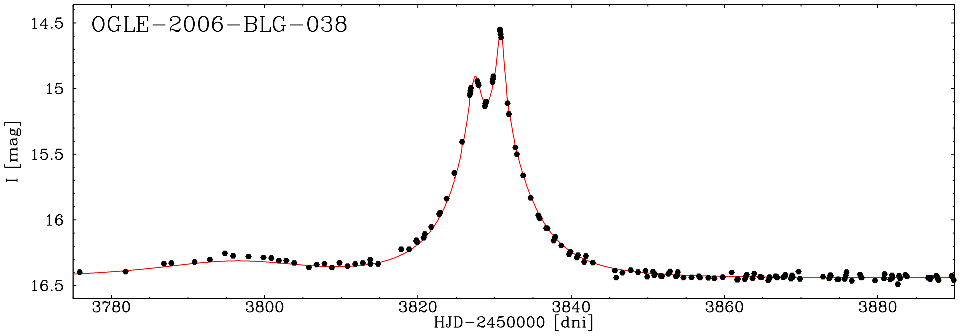

OGLE−2003−BLG−297
I [mag]
16.6
16.8
17
17.2
17.4
2200
2400
2600
2800
3000
3200
3400
3600
HJD−2450000 [dni]

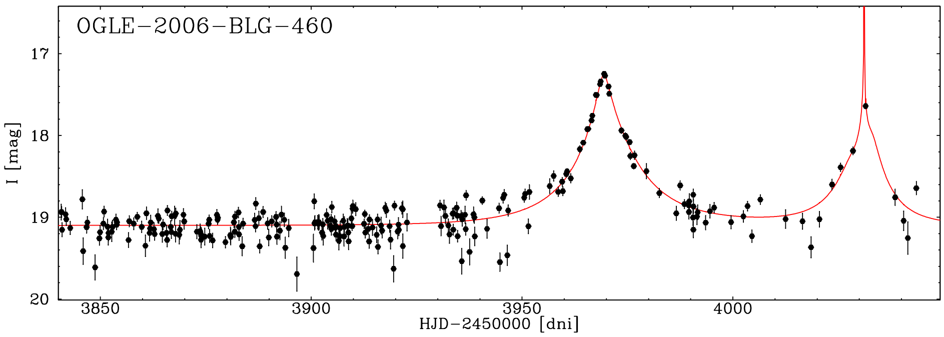

OGLE−2004−BLG−075
I [mag]
18.2
18.4
18.6
18.8
19
2800
2900
3000
3100
3200
3300
3400
3500
HJD−2450000 [dni]

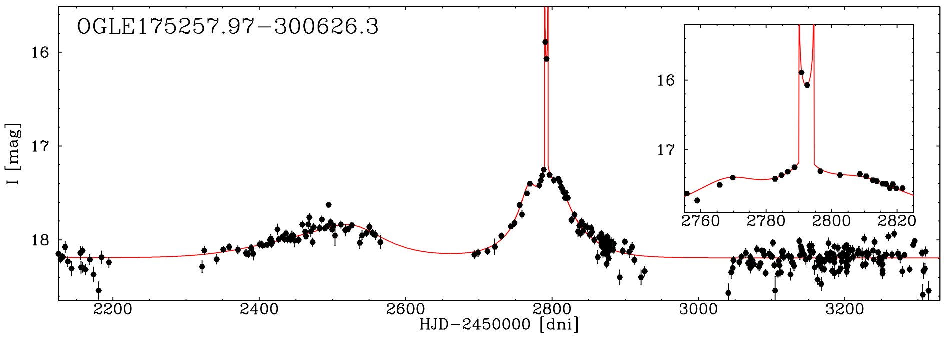

OGLE−2004−BLG−328
I [mag]
16
16.5
17
17.5
18
18.5
3100
3200
3300
3400
HJD−2450000 [dni]
16
17
18
3250
3255
3260

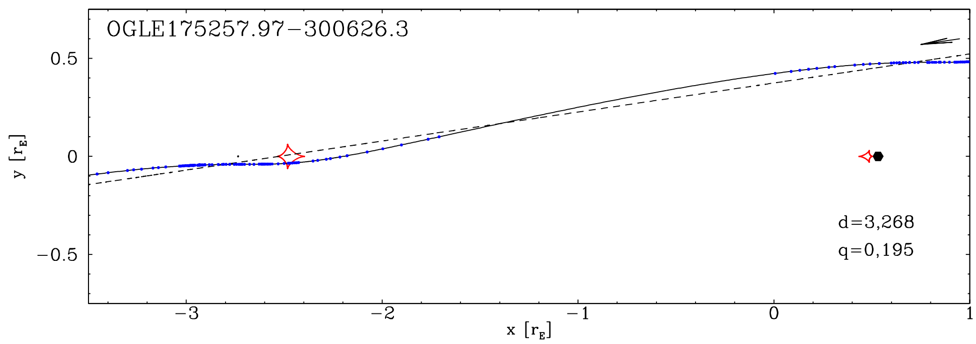

OGLE−2004−BLG−440
I [mag]
16
16.1
16.2
16.3
16.4
3100
3200
3300
3400
HJD−2450000 [dni]


OGLE−2004−BLG−591
I [mag]
HJD−2450000 [dni]

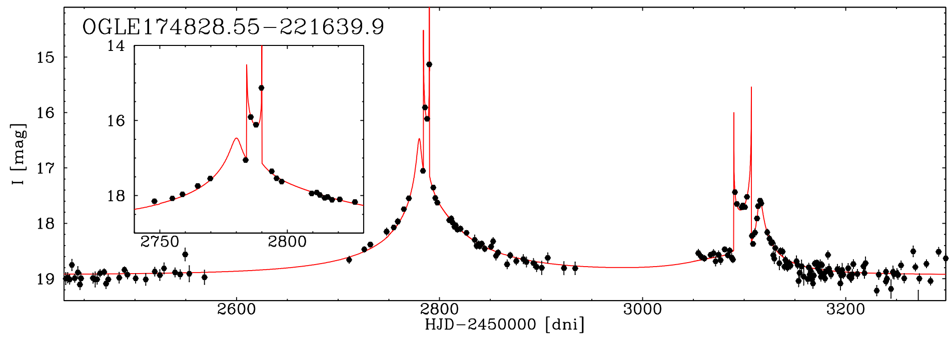

OGLE−2006−BLG−038
I [mag]
HJD−2450000 [dni]

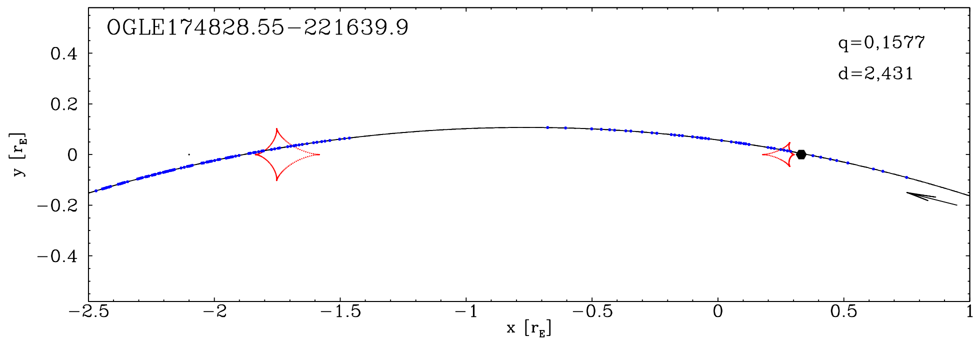

OGLE−2006−BLG−460
I [mag]
HJD−2450000 [dni]


OGLE175257.97−300626.3
I [mag]
HJD−2450000 [dni]



Model przebiegu zjawiska z uwzględnionym wpływem paralaksy ziemskiej o skali $\pi_E = 0,279$ (definicja w rozdziale 1.2.2). Mniejsza i większa kropka odpowiada lżejszemu i cięższemu składnikowi soczewki. Przy nich narysowane są czworoboczne fragmenty kaustyki. Linią przerywaną oznaczona jest wypadkowa trajektoria źródła względem osi Słońce-soczewka. Linia ciągła przedstawia trasę źródła widzianą z poruszającej się w ruchu rocznym Ziemi.





Model przebiegu zjawiska uwzględniający obrót osi układu podwójnego z prędkością kątową $\dot{\beta} = 0,032^\circ$/dzień. We współrzędnych związanych z soczewką, trajektoria źródła (linia ciągła) jest cykloidą. W pobliżu każdego ze składników soczewki narysowany został czworoboczny fragment kaustyki.