

Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej



Krzysztof Helminiak

**Precyzyjna astrometria układów podwójnych
za pomocą optyki adaptywnej.**

Praca magisterska
wykonana w Katedrze Astronomii i Astrofizyki
opiekun: **dr hab. Maciej Konacki**
(CAMK PAN, Toruń)

Toruń 2006

Dziękuję

dr hab. Maciejowi Konackiemu za opiekę nad pracą, cenne uwagi,
dyskusję i pomoc merytoryczną;

dr hab. Krzysztofowi Goździewskiemu za nieocenioną pomoc
techniczną, merytoryczną i cierpliwość;

dr Wojciechowi Lewandowskiemu za pomoc techniczną;

Emilii Kołakowskiej, mgr Marcie Liberkowskiej, mgr Bartoszowi
Wardzińskiemu i swojej Rodzinie za wsparcie;

specjalne podziękowania dla dr Macieja Mikołajewskiego.

UMK zastrzega sobie prawo własności niniejszej pracy magisterskiej w celu udostępniania dla potrzeb działalności naukowo-badawczej lub dydaktycznej

Spis treści

1	Wstęp	9
1.1	O planetach pozasłonecznych	9
1.2	Przegląd metod wykrywania planet	11
1.2.1	Obserwacje bezpośrednie	11
1.2.2	Chronometraż pulsarów	12
1.2.3	Prędkości radialne (RV)	13
1.2.4	Mikrosoczewkowanie grawitacyjne	14
1.2.5	Fotometria tranzytów	15
1.2.6	Światło odbite	16
1.2.7	Astrometria	16
1.3	Powstawanie układów planetarnych	19
1.3.1	Zarys ogólnego modelu powstawania planet	19
1.3.2	Niedociągnięcia ogólnego modelu Safronova	20
1.4	Właściwości znanych egzoplanet	21
1.4.1	Masy planet	21
1.4.2	Ekscentryczności	22
1.4.3	Wielkie półośie.	22
1.4.4	Metaliczność gwiazd	23
1.5	Planety w układach wielokrotnych	23
1.5.1	Stabilność orbit planetarnych	24
1.5.2	Powstawanie i ewolucja planet w układach podwójnych	25
1.5.3	Gwiazdy/planety	26
1.6	Cele niniejszej pracy	28
2	Astrometria CCD	29
2.1	Podstawy	29
2.2	Dane astrometryczne i detekcja planety	30
2.2.1	Ciąg czasowy obserwacji	30
2.2.2	Orbita i masa planety	31
2.3	Położenie gwiazdy na obrazie CCD	32
2.3.1	Centroid	32
2.3.2	Analityczne modele PSF	32
2.3.3	Profile sprzętowe	33

2.3.4	Gwiazdy słabe	36
2.4	Szum astrometryczny	36
2.4.1	Szum instrumentalny	36
2.4.2	Szum atmosferyczny	37
2.4.3	Szum astrofizyczny	38
2.5	Astrometria układów podwójnych	38
2.5.1	Odległość i jasność	38
2.5.2	Pole widzenia	39
2.5.3	Dane astrometryczne	40
2.6	Metody interferometryczne	40
2.6.1	Obserwacje interferometryczne	40
2.6.2	Astrometria interferencyjna	41
3	Obserwacje	43
3.1	Optyka Adaptacyjna (AO)	43
3.1.1	Teoria	43
3.1.2	Systemy AO	45
3.1.3	Obraz gwiazdy	46
3.1.4	Czujniki frontu fali	47
3.1.5	Lustra odkształcalne	49
3.2	CCD dla podczerwieni	50
3.3	Instrumentarium	51
3.3.1	Teleskop Hale'a (Palomarski)	51
3.3.2	Teleskop Kecka II	52
3.4	Badane obiekty	53
3.5	Wykorzystanie obserwacji	54
4	Metody redukcji i analizy danych	65
4.1	Redukcja CCD	65
4.2	Wstępne określenie położenia gwiazd	66
4.3	Wyznaczanie dokładnych położenia gwiazd	67
4.4	Wariancja Allana	68
5	Stabilność astrometryczna teleskopu Hale'a	69
5.1	Zmiany separacji gwiazd	69
5.1.1	Możliwe źródła efektu „skoków”	77
5.1.2	Oszacowanie błędu pomiaru	78
5.1.3	Próba zredukowania efektu	79
5.2	Rotacja maczy	83
5.3	Wpływ korekcji AO	84
5.4	Wpływ czynnika skali	85
5.5	Wpływ refrakcji chromatycznej	86
5.6	Porównanie z teleskopem Keck II	90

6	Wyniki pomiarów i ich analiza	93
6.1	Próg detekcji	103
6.2	Znane orbity układów	105
6.3	Ruch orbitalny w pozostałych układach	107
7	Fotometria	113
7.1	Wykonanie pomiarów	113
7.2	Transformacja między systemami	114
7.2.1	Dane z katalogu 2MASS	114
7.2.2	Transformacja jasności	114
7.2.3	Transformacja strumieni	117
7.3	Dane z teleskopu Keck II	119
8	Podsumowanie	121
	Bibliografia	127

Rozdział 1

Wstęp

1.1 O planetach pozasłonecznych

We współczesnej astronomii jedną z najszybciej rozwijających się dziedzin jest poszukiwanie i badanie planet pozasłonecznych (egzoplanet). Obecnie znane są 204¹ planety, krążące wokół gwiazd innych niż Słońce i liczba ta rośnie z roku na rok. Nowo odkryte systemy planetarne zaskakują nas różnorodnością charakteru obiektów, parametrów ich orbit czy gwiazd wokół których powstały – od brązowych karłów, przez większość typów gwiazd ciągu głównego, po pulsary.

Nasza wiedza w tej materii jest jednak wciąż bardzo uboga. świadczy o tym chociażby fakt, że nie dysponujemy w pełni satysfakcjonującą nas definicją słowa „planeta”. Międzynarodowa Unia Astronomiczna (IAU) podaje kryteria², wg których dany obiekt klasyfikowany jest jako planeta:

1. „Planetami” są nazywane obiekty, których rzeczywista masa nie przekracza granicy termonuklearnego palenia deuteru (dla obiektów o metaliczności zbliżonej do Słońca jest to ok. 13 mas Jowisza – M_J), krążące wokół obiektów gwiazdowych lub ich pozostałości, niezależnie od sposobu powstania. Dolna granica masy (ew. rozmiaru) obiektu pozasłonecznego, powinna być taka sama, jak dla obiektów Układu Słonecznego.
2. Obiekty, których masy przekraczają masę krytyczną termonuklearnego palenia deuteru, są „brązowymi karłami”, niezależnie od sposobu powstania, czy lokalizacji.
3. Planetami nie są także obiekty poruszające się swobodnie w młodych gromadach gwiazdowych, nawet jeśli ich masa nie przekracza granicy palenia deuteru. Nazwa dla tego typu obiektów nie jest ściśle ustalona.

Najbardziej kłopotliwa jest dolna granica masy planet, oparta o wiedzę o naszym Układzie Słonecznym. Do niedawna uważano, że Układ Słoneczny zawiera 9 planet, do których zaliczany był również Pluton. Obserwacyjne potwierdzenie istnienia tzw. Pasa Kuipera, czyli

¹<http://exoplanet.eu>

²<http://www.ciw.edu/boss/IAU/di3/wgesp/definition.html>

pasa planetoid rozciągającego się za orbitą Neptuna, „zepchnęło” dziewiąta planetę do kategorii planetoid. Jednakże niedawne odkrycia innych dużych obiektów, w tym 2003 UB313 (Xena)³ – obiektu większego od Plutona, oraz dwóch kolejnych księżycy Plutona, znów poddały w dyskusję przynależność Plutona do rodziny planet, a więc także określenie dolnej granicy masy obiektów, nazywanych planetami.

Ostatecznie Międzynarodowa Unia Astronomiczna ustaliła w sierpniu 2006, że *planetą* jest ciało, które krąży wokół gwiazdy, ma odpowiednią masę, aby na skutek grawitacji przyjąć kształt odpowiadający równowadze hydrostatycznej (okrągły), oraz nie posiada „sąsiadów” o podobnych rozmiarach. Oznacza to, że Pluton, Xena i inne obiekty Pasa Kuipera nie zostały włączone do rodziny planet, ale do nowej klasy obiektów, nazwanych *planetami karłowatymi*⁴.

Znane nam planety pozasłoneczne zaskakiwały naukowców od samego początku, gdyż burzyły nasze wyobrażenia o innych układach słonecznych. Naukowcy spodziewali się, że inne systemy będą raczej przypominać nasz, a więc wokół gwiazdy ciągu głównego po kołowych orbitach krążyć będą planety, które podzielić można na dwie grupy: skaliste (typu ziemskiego), krążące bliżej swojego słońca i gazowe olbrzymy (typu jowiszowego), których orbity będą bardziej odległe (więcej niż ok. 5 AU). Poglądem tym zachwiało już pierwsze odkrycie. Zaobserwowany został układ planetarny wokół pulsara PSR 1257+12 (Wolszczan & Frail, 1992), a więc tam, gdzie nie powinno planet być. Co ciekawe, ze względu na masy i wielkości półosi orbit planet, ze wszystkich znanych dziś pozasłonecznych układów planetarnych, ten system najbardziej przypomina nasz Układ Słoneczny.

Pierwsze odkrycie planety wokół gwiazdy podobnej do Słońca – 51 Pegasi (Mayor & Queloz, 1995) również było sporym zaskoczeniem, gdyż odkryty został obiekt typu jowiszowego, którego okres obiegu wynosi 4.23 dnia. Oznacza to orbitę ciasniejszą niż orbita Merkurego. Był to pierwszy przypadek tzw. „gorącego Jowisza”, czyli gazowego olbrzyma okrążającego macierzystą gwiazdę po bardzo ciasnej orbicie. Do dziś nie jesteśmy do końca pewni jak tego typu obiekty mogą znaleźć się tak blisko gwiazdy. W takiej odległości wykluczona jest obecność lodu, potrzebnego (wg naszych modeli powstawania planet) do utworzenia gazowego olbrzyma. Rozwiązanie tej zagadki przyniosła dopiero teoria migracji.

Obecnie znanych jest około 200 planet pozasłonecznych. Z powodu ograniczeń obserwacyjnych większość z nich to gazowe olbrzymy, których masy często kilku- a nawet kilkunastokrotnie przekraczają masę Jowisza. Zmierzone okresy orbitalne zawierają się w przedziale od 1.2 dnia (OGLE-TR-56b; Udalski et al. 2002, Konacki et al. 2003) do ok. 100 lat (PSR B1620-26c). Orbity wykazują cały zakres wartości mimośrodków – od kołowych ($e \sim 0$) do bardzo wydłużonych ($e \sim 0.9$) (Eggenberger et al. 2004). Planety okrążają przeróżne klasy obiektów: brązowe karły, gwiazdy ciągu głównego, olbrzymy, pulsary. Znajdowane są zarówno wokół gwiazd pojedynczych, jak i układów wielokrotnych. Mamy zatem ogromną różnorodność systemów planetarnych, których powstanie, własności i przyszłość jest dopiero badana.

³<http://www.gps.caltech.edu/~mbrown/>

⁴<http://www-csm.stecf.org/mirror/www.iau.org/iau0603/index.html>

1.2 Przegląd metod wykrywania planet

W ciągu ostatnich lat opracowano wiele metod pozwalających na wykrycie planet pozasłonecznych, lub chociażby kandydatów na takie obiekty. Część z nich opiera się na poszukiwaniu efektów wywołanych grawitacyjnym wpływem planetarnego towarzysza na macierzystą gwiazdę. Inne bazują na badaniu różnego rodzaju zmian w krzywej blasku gwiazdy. Krótki przegląd metod wykrywania planet, wraz z ich zaletami i wadami, umieszczam poniżej.

1.2.1 Obserwacje bezpośrednie

Odkąd tylko pojawiły się spekulacje na temat możliwości wykrycia planet pozasłonecznych, astronomowie czekali na uzyskanie bezpośrednich ich zdjęć. Niestety jest to do dziś niezwykle trudne, z dwóch powodów. Po pierwsze planety są zbyt blisko swoich macierzystych gwiazd. Jowisz oglądany z odległości 100 *pc* byłby oddalony od Słońca o 50 milisekund łuku (*mas*). Oznacza to np. dla 10-metrowego teleskopu Keck II z kamerą NIRC2, pracującego w trybie dającym najmniejsze pole widzenia, separację około 5 pikseli na zdjęciu. Jest to wartość porównywalna z rozmiarem gwiazdy, obserwowanej za pomocą systemów optyki adaptatywnej. Po drugie ogromna jest różnica w jasności obiektów – rzędu 10^9 w zakresie widzialnym.

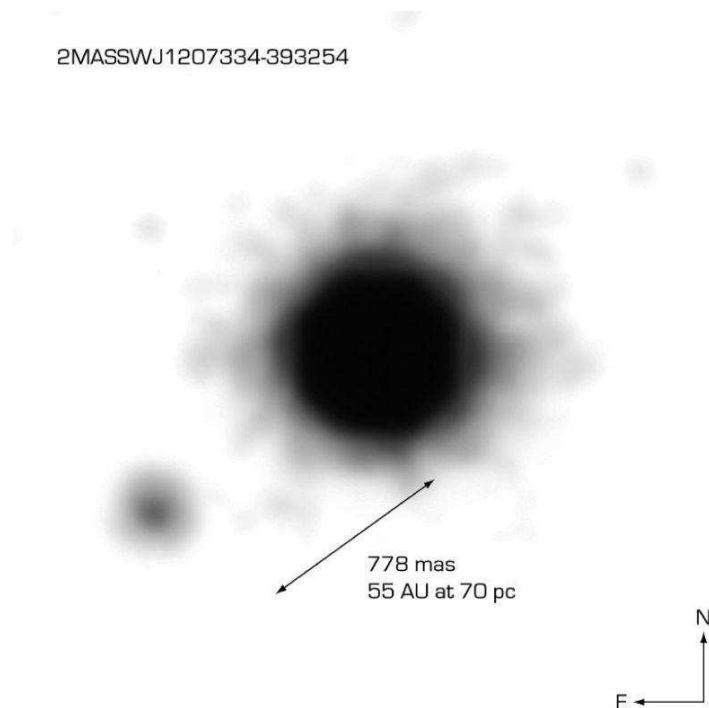
Dla większości obserwatoriów obserwacje bezpośrednie są zatem niemożliwe. Są jednakże sposoby, aby znacznie ograniczyć jasność macierzystej gwiazdy i wzmocnić światło pochodzące od planety. Przejście z zakresu widzialnego, do podczerwieni zmniejsza różnicę w jasności do ok. 10^6 . Dodatkowe zmniejszenie jasności gwiazdy można uzyskać metodami koronografii lub interferometrii zerującej (tzw. *nulling*).

W pierwszym przypadku gwiazda jest zasłaniana przez specjalną maskę, imitującą jej zaćmienie (jak w przypadku koronografów słonecznych). Pozwala to na dostrzeżenie słabszych obiektów w jej pobliżu, przez wykorzystanie dłuższych czasów naświetlania. Technika tą udało się zaobserwować słabego towarzysza gwiazdy AB Pictoris, którego masa została określona na 13 – 14 M_J (Chauvin et al. 2005).

Drugi ze sposobów – *nulling* – opiera się o obserwacje interferometryczne. Możliwe jest takie dobranie dróg optycznych dla światła pochodzącego od gwiazdy, że nastąpi jego wygaszenie. Przy takim ustawieniu aparatury nie będzie wygaszenia światła pochodzącego z innych obszarów, a więc także od potencjalnej planety. Możliwe jest nawet interferencyjne wzmocnienie światła planety.

Pierwszym zaobserwowanym bezpośrednio na zdjęciu obiektem planetarnym jest 2MASS 1207-3932 B (2M1207; Rys. 1.1), krążący wokół brązowego karła z asocjacji TW Hydrae (Chauvin et al. 2004). W widmie obiektu odkryto m.in. pasma molekuly wody, co sugeruje niską temperaturę. Wykazane zostało, że oba obiekty są ze sobą związane grawitacyjnie. Zastosowane dla 2M1207b modele ewolucyjne brązowych karłów doprowadziły do wyznaczenia temperatury efektywnej w zakresie $1600 \pm 100 K$ i masy w przedziale „planetarnym”: $8 \pm 2 M_J$ (Mohanty et al. 2006).

Ograniczenia obserwacji bezpośrednich (różnica jasności, separacja) wydają się mniej kłopotliwe przy szukaniu hipotetycznych planet wokół białych karłów (Aigrain, 2005). Nieda-



Rysunek 1.1: Zdjęcie gwiazdy 2M1207 i jej planetarnego towarzysza.

wne badania wykazały, że planeta może przetrwać późne stadia ewolucji gwiazdowej a rozmiary orbity rosną proporcjonalnie do ilości masy straconej przez gwiazdę. Wielka półoś orbity może osiągnąć wartości $\sim 5AU$, co czyni taki układ potencjalnie wykrywalnym (Burleigh et al. 2002).

1.2.2 Chronometraż pulsarów

Dzięki możliwości bardzo dokładnego mierzenia czasu przyjscia pulsów jesteśmy w stanie wyznaczyć wiele parametrów pulsara z dokładnością kilkunastu miejsc znaczących. W szczególności położenie pulsara na niebie. Obecność innego składnika w układzie powoduje oczywiście zmianę położenia pulsara (po redukcji na paralaksę roczną i ruch własny), co objawia się w zmiennym czasie przyjscia pulsów. Na wykresach residuów (różnic między czasem przyjscia pulsu rzeczywistym a przewidywanym) obserwuje się wtedy okresowy trend, którego amplituda jest proporcjonalna do masy obiektu pulsarowi towarzyszącemu.

Tą techniką odkryte zostały wokół pulsara PSR1257+12 pierwsze planety pozasłoneczne (Wolszczan & Frail, 1992), które do dziś są najmniejszymi znanymi egzoplanetami – ich masy są rzędu masy Ziemi. Dokładność metody pozwoliła na wyznaczenie parametrów układu z dokładnością niemożliwą do uzyskania innymi metodami. Innym przykładem pulsara z planetą jest PSR B1620-26. W tym przypadku gwiazda neutronowa znajduje się w układzie podwójnym z białym karłem, obieganym przez obiekt o masie co najmniej $2.5 M_J$ (Sigurdsson

et al. 2003).

Istnienie planet wokół pulsarów wywołuje wiele pytań i ciekawych wniosków odnośnie powstawania i ewolucji układów planetarnych. Wydaje się jednak, że takie obiekty są raczej rzadkością we Wszechświecie. Nawet jeśli spory ułamek gwiazd neutronowych posiada planety, to tylko nieznaczną ich część widzimy jako pulsary.

1.2.3 Prędkości radialne (RV)

Metoda święcąca zdecydowanie największe tryumfy w dziedzinie poszukiwań planet. Podobnie jak w chronometrażu pulsarów (i astrometrii) poszukiwane są zaburzenia ruchu gwiazdy macierzystej, spowodowane obecnością towarzysza. Jednakże w tej metodzie szukane są zmiany prędkości radialnej gwiazdy, wywołane jej ruchem wokół środka masy układu. Przejawiają się one w dopplerowskich przesunięciach linii widmowych.

Aby możliwe było zarejestrowanie wpływu ciała o masie jowiszowej, potrzebna jest dokładność pomiaru prędkości radialnych na poziomie ~ 10 (i mniej) m/s . Wymaga to zastosowania spektrografów o dużej rozdzielczości i stabilności, najczęściej typu *echelle*, oraz precyzyjnej kalibracji długości fali. Powszechnie stosowaną techniką jest przepuszczanie światła gwiazdy przez komórkę wypełnioną gazem, którego widmo absorbcyjne jest dobrze znane. Najczęściej gazem tym są pary jodu (I_2). Dają wiele ostrych, silnych linii, pozwalających na wyznaczenie położenia linii gwiazdy z dużą dokładnością. Technika ta, mimo swojej skuteczności, ma wiele ograniczeń. Przede wszystkim wymaga zastosowania dużych teleskopów – klasy 8-10 metrowej – aby możliwa była obserwacja słabszych obiektów i wykonanie widm o lepszym stosunku sygnału do szumu. Znacznie ogranicza to ilość gwiazd dostępną do obserwacji. Niemniej skuteczne obserwacje prowadzone są na znacznie mniejszych teleskopach (np. 3 metrowy teleskop Shane'a w Lick Observatory w Kaliforni).

W zmodyfikowanej wersji tej techniki, światło po przejściu przez komórkę z jodem wpada do interferometru Michelsona. Spektrograf wykonuje widma nie gwiazdy, lecz jej prążków interferencyjnych. Zaletą tej metody jest możliwość uzyskania dokładnych pomiarów już z jednego rzędu widma, podłączenie wielu światłowodów pozwalające na rejestrowanie widm wielu obiektów jednocześnie i w końcu stosunkowo niewielki koszt budowy. Od niedawna w ten sposób z powodzeniem działa instrument *Exoplanet Tracker* (van Eyken et al. 2004).

Innym sposobem jest jednoczesna rejestracja widma gwiazdy i lampy porównania w spektrografach typu *echelle*. Między rzędy widma gwiazdy wprowadzone jest widmo lampy torowo-argonowej (Th-Ar), dającej dużo silnych ostrych linii (Baranne et al. 1996). Wówczas pomiary możemy wykonywać na większej ilości linii, co znacznie poprawia ich dokładność. Technikę tę wykorzystują m.in. spektrografy ELODIE i CORALIE, zamontowane na teleskopach o średnicy luster odpowiednio 1.93 m oraz 1.2 m.

W obu technikach uwzględnić należy pewne efekty, imitujące zmiany prędkości radialnych gwiazdy. Należą do nich m.in. aktywność chromosferyczna, czy ruch plam na tarczy gwiazdy. Można je na szczęście wykluczyć, szukając w widmie linii emisyjnych, bądź też korzystając z obserwacji fotometrycznych. Gwiazdy, u których takie efekty wykryje się wcześniej, z reguły nie są włączane do projektów obserwacyjnych.

Sposób ten pozwala na wyznaczenie okresu i mimośrodru orbity, lecz nie pozwala nam

wiele powiedzieć o jej nachyleniu i oraz dokładnej masie planety M_2 (czy innego obiektu). Wielkością wyznaczaną jest tylko wartości $M_2 \sin i$, będąca dolnym ograniczeniem masy. Poza tym, metoda jest bardziej czuła na masywne obiekty poruszające się po ciasnych orbitach (gorące Jowisze) i przy obecnym poziomie technologii nie pozwala na wykrycie planet o masie zbliżonej do masy Ziemi. „Najlżejszy” wykryty obiekt ma masę minimalną bliską 7.5 masom Ziemi (Rivera et al. 2005).

Ze względu na niejednoznaczność wyznaczenia masy i nieznaną wartość inklinacji, przyjmuje się inne kryterium klasyfikacji obiektów na planetarne i (sub)gwiazdowe⁵. Za planetę jest uznawany obiekt, którego $M_2 \sin i < 10M_J$. Wiąże się to z rozkładem prawdopodobieństwa kątów inklinacji, oraz z istnieniem tzw. Pustyni Brązowych Karłów (Brown Dwarf Desert), tzn. szerokiego minimum na histogramie $M_2 \sin i$, w przedziale 10-80 mas Jowisza (np., Marcy & Butler, 2000; McCarthy & Zuckerman, 2004). Metoda RV z łatwością wykrywa te bardziej masywne obiekty (między 10-80 M_J), więc nie jest to efekt ograniczenia sprzętowego.

Poszukiwanie gwiazd metodą dopplerowską nastrocza wiele trudności w przypadku układów podwójnych i wielokrotnych. Gwiazdy podwójne (zwłaszcza spektroskopowo podwójne) nie są przeważnie uwzględniane w programach obserwacyjnych. W ich przypadku niezwykle trudno jest mierzyć prędkości radialne z odpowiednią dokładnością. Jest jednak możliwość uzyskania pomiarów z dokładnością na poziomie 10-30 m/s przy pomocy komórki z jodem (Konacki, 2005a), co wystarcza do wykrywania „gorących Jowiszy” w układach wielokrotnych (Konacki, 2005b).

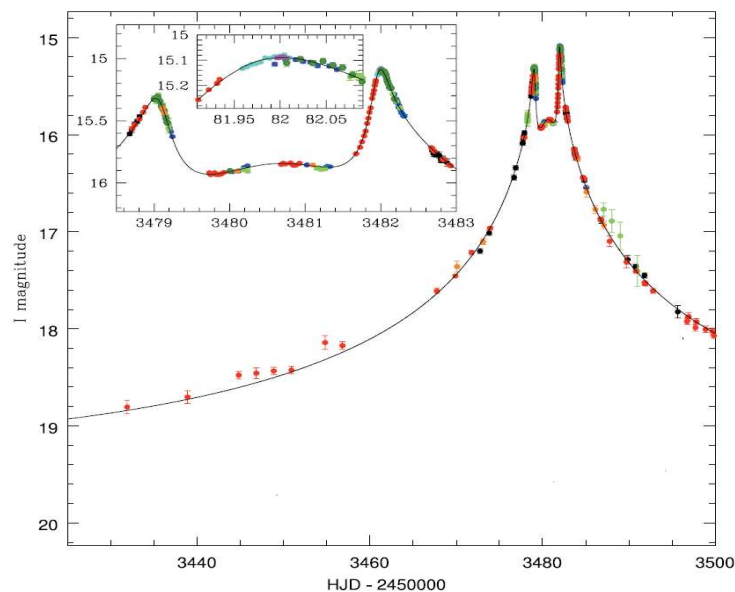
1.2.4 Mikrosoczewkowanie grawitacyjne

W tej metodzie poszukuje się tymczasowych gwałtownych pojaśnień gwiazdy tła (źródła), wywołanych przez przejście ciemnego obiektu (soczewki), którego potencjał grawitacyjny zakrzywia tor fotonów emitowanych ze źródła. Soczewką może być na przykład brązowy karzeł, lub gwiazda ciągu głównego o mniejszej jasności niż źródło. Jeśli soczewka ma planetarnego towarzysza, fotometryczna krzywa pojaśnienia ma charakterystyczny kształt. Szerokość i amplituda wzrostu jasności zależna jest m.in. od rozmiarów soczewki i jej odległości od osi źródło-observator. Teoretycznie planety dają węższe przyrosty jasności, dodające się do pojaśnienia wywołanego przez ich gwiazdę macierzystą (np. Udalski et al. 2005). Metoda ta wymaga precyzyjnej (z dokładnością $\sim 1\%$) i szybkiej fotometrii dużych ilości gwiazd jednocześnie. Na szczęście obserwacje takie są możliwe do wykonania stosunkowo małym kosztem i na teleskopach klasy 1-metrowej, a nawet instrumentami amatorskimi. Przypadki mikrosoczewkowania są względnie rzadkie (w porównaniu z ilością monitorowanych gwiazd), ale sygnał jest dość silny. Obecnie możliwe jest nawet wykrycie wzmocnienia wywołanego przez księżyc egzoplanety (Aigrain, 2005).

Znamy dziś cztery przypadki wykrycia planety pozasłonecznej tą metodą. Ciała te mają masy od 0.017 do ponad 2.5 masy Jowisza. Odkrycia dokonane zostały w oparciu o polski projekt OGLE (Optical Gravitational Lens Experiment)⁶.

⁵<http://www.dtm.ciw.edu/boss/IAU/div3wgesp/planets.html>

⁶<http://sirius.astro.uw.edu.pl/~ogle/>



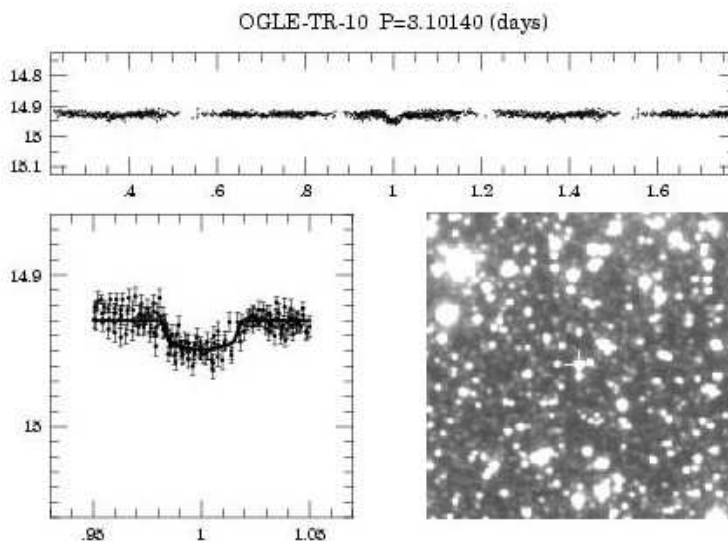
Rysunek 1.2: OGLE-2005-BLG-071 – jeden z czterech znanych dziś przypadków soczewkowania grawitacyjnego przez planetę (Udalski et al. 2005).

1.2.5 Fotometria tranzytów

Jeśli planeta okrąża swoją gwiazdę na orbicie o inklinacji bliskiej 90° , to będzie regularnie przechodziła między tarczą gwiazdy a obserwatorem. Efektem takiego przejścia będzie spadek obserwowanej jasności gwiazdy, mający charakterystyczny profil i głębokość. Z samego kształtu tego minimum możemy wnioskować o rozmiarach planety i gwiazdy, inklinacji orbity czy odległości między planetą a gwiazdą (Seager & Mallén-Ornelas, 2003).

Podobnie jak przy mikrosoczewkowaniu, także w poszukiwaniach tranzytów, potrzebna jest precyzyjna fotometria dużych pól gwiazdowych. Jasność gwiazdy spada jedynie o kilka setnych magnitudo. Planety poszukiwane są w oparciu o dane zbierane w podobny sposób, co w przypadku mikrosoczewkowania. W szczególności w danych grupy OGLE znaleziono sto kilkadziesiąt przypadków „kandydatów” na tranzyt planetarny, z czego 5 zostało potwierdzonych (m.in.: Konacki et al. 2005; Pont et al. 2004).

Tak znaczna ilość odrzuconych kandydatów wynika z faktu, że kilka innych zjawisk powoduje podobny efekt na krzywej blasku. Przykładem jest tzw. trzecie światło. Na jednej linii z układem zaćmieniowym może znaleźć się trzecia gwiazda, której światło będzie bardzo spłycało minimum jasności układu. Najlepszym sposobem na potwierdzenie tranzytu planetarnego, jest obserwacja spektroskopowa (metoda RV). Fotometria tranzytów jest wyczułona na planety duże i krótkookresowe, a więc łatwo wykrywalne metodą prędkości radialnych, tym bardziej, że inklinacja orbity jest znaczna. Kombinacja danych spektroskopowych i „tranzytowych” daje możliwość wyznaczenia masy planety (nie tylko $M_2 \sin i$), gęstości, okresu orbitalnego, promienia i ekscentryczności orbity.



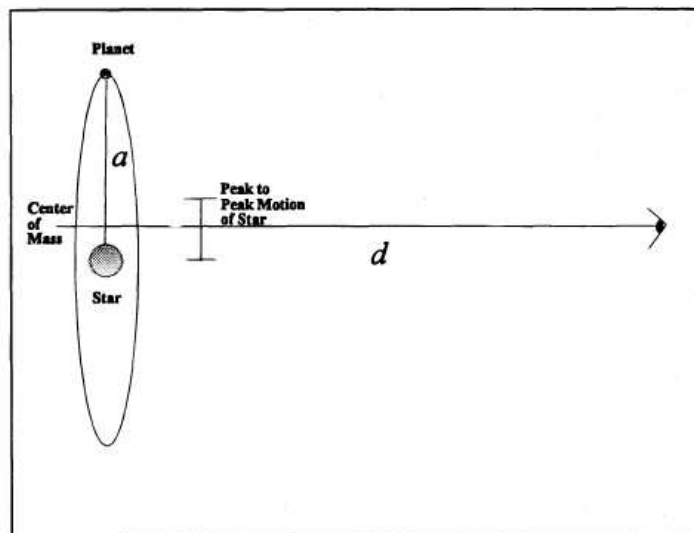
Rysunek 1.3: OGLE-TR-10 – jeden z potwierdzonych przypadków tranzytu planetarnego (*OGLE*).

1.2.6 Światło odbite

Sposób ten również odnosi się do precyzyjnych obserwacji fotometrycznych. Polega na mierzeniu zmian jasności gwiazdy spowodowanych odbiciem części promieniowania od powierzchni planety. W czasie ruchu orbitalnego planety, odbijana ilość światła się zmienia. Można to porównać np. do obserwowanych faz Wenus. Ilość i zmiany strumienia odbitego światła zależą od wielkości planety, jej oddalenia od gwiazdy, inklinacji orbity i albedo. Poza tym modulacja jasności jest największa w podczerwieni. Generalnie najłatwiej tym sposobem mogłyby być obserwowane „gorące Jowisze”. Zaletą tej metody jest to, że planeta nie musi przechodzić przed tarczą gwiazdy, aby była wykryta (Aigrain, 2005).

1.2.7 Astrometria

O ile w metodzie RV obserwuje się radialną składową prędkości gwiazdy wynikającą z ruchu wokół środka masy, o tyle metodami astrometrycznymi mierzy się składową transwersalną (prostopadłą do linii widzenia) położenia. Wpływ towarzysza powoduje, że gwiazda na niebie zatacza elipsę (po redukcji na paralaksę roczną i ruch własny), jednym z ognisk której jest środek masy układu. Rozmiary tej elipsy są oczywiście tym większe, im większa jest masa towarzysza i jego odległość. Metoda ta jest zatem bardziej czuła na planety o dużych masach, ale także na krążące po dużych orbitach, a więc posiadających długie okresy orbitalne. Implikuje to potrzebę wykonywania wieloletnich obserwacji, co wiąże się z problemami natury technicznej i ekonomicznej. Z tego, między innymi, powodu do dziś nie odkryto żadnej planety tą metodą.



Rysunek 1.4: Ilustracja grawitacyjnego wpływu planety na położenie gwiazdy (Pravdo & Shaklan, 1996).

Astrometryczne poszukiwanie planet wymaga także dużej dokładności pomiarów położeń gwiazd. Ponieważ masy planet są znikome w porównaniu z masami ich gwiazd macierzystych, skutki ich grawitacyjnego oddziaływania są bardzo małe i trudne do zaobserwowania. W przypadku pojedynczej planety, krążącej wokół pojedynczej gwiazdy po idealnie kołowej orbicie, obserwowane kątowe rozmiary elipsy określone są zależnością:

$$\alpha(\mu as) = 960 \frac{a}{5AU} \frac{10pc}{D} \frac{M_2}{M_J} \frac{M_\odot}{M_1} \quad (1.1)$$

gdzie α jest kątowym promieniem orbity, M_2 i M_1 to odpowiednio masa planety i gwiazdy, a jest półosią orbity a D jest odległością od obserwatora (Pravdo & Shaklan, 1996). Okres obiegu T planety określa się zależnością (Pravdo & Shaklan, 1996):

$$T(yr) = 11 \left(\frac{a}{5AU} \right)^{1.5} \left(\frac{M_\odot}{M_1} \right)^{0.5} \quad (1.2)$$

W przypadku gwiazdy o masie Słońca, widzianej z odległości $10 pc$, planeta o masie Jowisza powodowałaby perturbacje na poziomie $500 \mu as$ na orbicie o promieniu $5 AU$, oraz $100 \mu as$ w odległości $1 AU$, o masie Neptuna w odległości $1 AU - 6 \mu as$, a o masie Ziemi – $0.33 \mu as$ dla $a = 1 AU$ (Sozzetti, 2005).

Widać zatem, że pomiary astrometryczne wymagają dużej precyzji. Krytycznym czynnikiem determinującym dokładność takich obserwacji, jest precyzja pomiaru położenia gwiazdy na obrazie CCD⁷, wyrażana w pikselach (*pix*). Dokładność kąтова (σ_α) z dokładnością

⁷Oprócz wykonywania obrazów, pomiary astrometryczne prowadzi się także technikami interferometrycznymi.

położenia na obrazku (σ_{pix}) wiąże się w najprostszym przypadku zależnością:

$$\sigma_{\alpha} = plsc \cdot \sigma_{pix} \quad (1.3)$$

gdzie $plsc$ jest czynnikiem skali przekształcającym miarę „pikselową” na miarę kątową. Czynnikiem $plsc$ (as/pix) określa jaki kąt (as) przypada na obrazku na 1 piksel matrycy. Dla przykładu: matryca kamery NIRC2 teleskopu Keck II ma rozmiary 1024×1024 . W skrajnym przypadku obserwowane jest pole $10'' \times 10''$. Daje to $plsc \sim 0.01 as/pix$ ($''/pix$). Pomiary z dokładnością $\sim 10 \mu as$ wymagają zatem dokładności $\sim 0.001 pix$.

Zależność (1.3) jest zależnością bardzo uproszczoną. Zakłada idealną znajomość czynnika $plsc$, co w praktyce jest niewykonalne. Wynika to przede wszystkim z nieznaności dokładnej wartości pola widzenia. Poza tym, ze względu na chociażby refrakcję atmosferyczną (szczególnie silną w podczerwieni), $plsc$ nie jest stały na całym obszarze matrycy. Pole widzenia nie jest idealnym kwadratem. Wartość $plsc$ zmienia się wraz z wysokością nad horyzontem i zależy od długości fali.

Na dokładność samego pomiaru położenia gwiazdy na obrazku, wpływają takie czynniki jak rozmiar obrazu gwiazdy (zależny od seeingu), czy jej jasność (przekładająca się na stosunek sygnału do szumu). Generalnie lepsze wyniki osiąga się dla gwiazd jasnych i dających ostre (mały seeing) obrazy. Obie wartości w przypadku obserwacji naziemnych, można poprawić, przez obserwacje na dużych teleskopach z systemem optyki adaptywnej (AO). Zastosowanie AO poprawia „ostrość” obrazu gwiazdy, przez korygowanie wpływów atmosfery, oraz zwiększa stosunek sygnału do szumu. Ma to duże znaczenie w przypadku obserwacji odległych i słabych gwiazd, takich jak karły typu M, czy brązowe karły.

Problem seeingu znika, gdy dokonujemy obserwacji z kosmosu. Innym czynnikiem nie występującym w obserwacjach satelitarnych jest wspomniana refrakcja atmosferyczna, zmieniająca względne odległości między gwiazdami na obrazku. Dlatego właśnie astronomowie czekają na rozpoczęcie misji astrometrycznych *SIM* i *GAIA*. Satelity te mają osiągnąć dokładność pomiarów pozwalającą na szukanie planet o masie bliskiej masy Ziemi.

Jak już wspomniałem, zależność (1.1) odnosi się do planet krążących wokół pojedynczych gwiazd. W przypadku układów wielokrotnych sprawa się komplikuje ze względu na grawitacyjny wpływ towarzysza – jednego lub więcej. Badanie układów wielokrotnych ma jednak swoje zalety. Obserwacje astrometryczne opierają się na wyznaczeniu położenia badanej gwiazdy względem innych, zwanych gwiazdami odniesienia. Dokładność jest tym lepsza, im więcej jest gwiazd odniesienia i im więcej wykonujemy pomiarów. Aby na obrazie znalazło się odpowiednio dużo gwiazd, należy wykonywać obserwacje większych pól, co zwiększa wartość $plsc$, a co za tym idzie, pogarsza dokładność wyznaczenia odległości kątowej. W przypadku układów podwójnych i wielokrotnych możemy ograniczyć się do gwiazd samego układu, wyznaczając jedynie ich położenia względem siebie. Traktujemy jedną z nich (np. składnik główny) jako gwiazdę odniesienia. Wpływ planety będzie powodował odstępstwa kształtu orbity składnika wtórnego od elipsy. Możemy zatem zmniejszyć pole widzenia, przez co zmniejszy się $plsc$ i błąd wyznaczenia odległości kątowej. Poza tym, nie jest konieczne uwzględnianie paralaksy rocznej i ruchu własnego układu, chyba że dokładność pomiaru będzie porównywalna z wielkością tych efektów.

1.3 Powstawanie układów planetarnych

1.3.1 Zarys ogólnego modelu powstawania planet

Powszechnie przyjmowany dziś model powstawania układów planetarnych – model Safford – wywodzi się jeszcze z osiemnastowiecznej hipotezy „mgławicy słonecznej”, wysuniętej przez Kanta i Laplace’a. Gęsty obłok materii międzygwiazdowej podlega grawitacyjnemu kolapsowi. Zachowanie momentu pędu powoduje wyróżnienie osi rotacji i sprowadzenie obłoku do kształtu dysku, rotującego różnicowo. W centrum kolapsującego obłoku powstaje protogwiazda. Po przekroczeniu pewnej granicy gęstości i temperatury, uruchamiają się w niej reakcje jądrowe. W międzyczasie cząstki pyłu i gazu w dysku mogą się łączyć, tworząc jądra przyszłych planet (planetozymale). W małych odległościach od protogwiazdy ($< 3AU$), temperatura i promieniowanie usuwa gaz, pozostawiając tylko jądra. Na dużych odległościach ($\geq 3 - 5AU$), za tzw. „linią śniegu”, zostaje wystarczająca ilość gazu, aby mógł on akreować na jądra i tworzyć atmosfery gazowych olbrzymów (np. Udry et al. 2004). Przed „linią śniegu” z planetozymali powstają planety skaliste.

Ten scenariusz powstawania gazowych olbrzymów – model akrecji na jądro – nie jest jedynym współcześnie przyjmowanym. Drugim jest model niestabilności dysku. Zakłada on, że dysk jest niestabilny grawitacyjnie i ulega fragmentacji na składniki mniejsze, podlegające grawitacyjnemu kolapsowi. Skaliste jądro tworzy się na skutek koagulacji i sedymentacji ziaren pyłu w centrum takich „zagęszczeń”.

Oba procesy przewidują tworzenie się gazowych olbrzymów w pewnej odległości od protogwiazdy. Różnią się jednak znacznie skalą czasową. Model akrecji na jądro przewiduje powstanie skalistych embrionów o masie ok. 10 mas Ziemi (M_Z) w czasie $\sim 10^6$ lat. Wokół takich ciał może powstać atmosfera gazowa, tworząc planety podobne do Jowisza czy Saturna w czasie $\sim 10^7$ lat. Z kolei w modelu niestabilności grawitacyjnych, szacowany czas powstania protoplanety, łącznie z sedymentacją ziaren i utworzeniem jądra, osiąga wartości rzędu $\sim 10^3$ lat (np. Boss, 2003).

Obecnie trudno jest jednoznacznie powiedzieć, który mechanizm jest odpowiedzialny za tworzenie się gazowych olbrzymów. Pierwszy np. uwzględnia tworzenie się planet typu Ziemi, komet i planetoid, ale drugi takiej sytuacji nie wyklucza. Skala czasowa w modelu akrecji wydaje się być za długa, w porównaniu z czasem istnienia dysku (Boss, 2003). Wiemy jednak, że istnieją dyski, w których prawdopodobnie następuje łączenie się ziaren (Mathieu et al. 2000). Z obserwacyjnego punktu widzenia również nie jesteśmy w stanie wiele powiedzieć. Obecnie nie dysponujemy technikami pozwalającymi na skuteczne wykrywanie planet typu ziemskiego wokół „normalnych” gwiazd, czy też jakichkolwiek planet na orbitach długookresowych. Nie wiemy jaka jest faktyczna liczebność i różnorodność układów planetarnych. Możliwe, że obydwa mechanizmy działają jednocześnie w danym układzie (proto)planetarnym, lub też każdy z układów powstawał według innego scenariusza. Jedyne, co wydaje się być pewne, to stwierdzenie, że planety skaliste powstają przez zlepianie się ziaren pyłu i (później) większych brył skalnych.

1.3.2 Niedociągnięcia ogólnego modelu Safronova

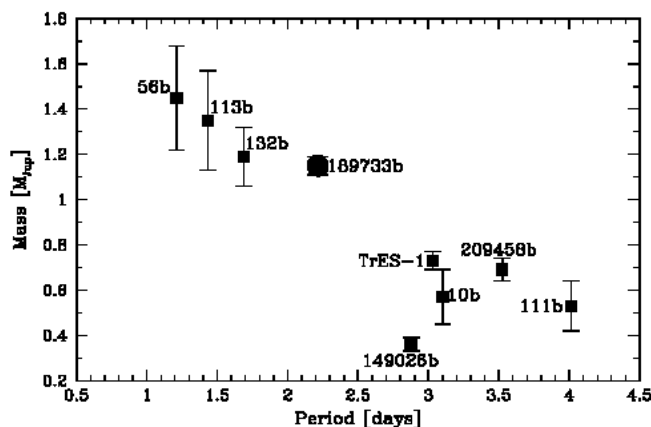
Z punktu widzenia powstawania planet słabości modelu Safronova wyszły na jaw już po pierwszym odkryciu planet pozasłonecznych – wokół pulsara PSR 1257+20 (Wolszczan & Frail, 1992). W tak egzotycznym otoczeniu planet nikt się nie spodziewał, a ich powstanie jest zagadką do dziś. Wiadomo, że planety te są małowymienne, a więc prawdopodobnie skaliste – mała masa nie utrzymałaby rozległej gazowej atmosfery, jak w przypadku olbrzymów. Sugeruje to zlepianie się ziaren pyłu, ale jeśli okazałoby się, że planety te, to np. skalne pozostałości po gazowych olbrzymach, to zarówno scenariusz niestabilności dysku jak i akrecji na jądro jest niewykluczony. Prawdopodobnie za powstanie tych planet jest odpowiedzialny całkiem inny mechanizm.

Pierwsze odkrycie planety wokół gwiazdy podobnej do Słońca – 51 Pegasi – także wprawiło w zdziwienie naukowców. Planeta typu jowiszowego nie powinna była powstać tak blisko ($0.052 AU$; Mayor & Queloz, 1995) swojej macierzystej gwiazdy. Kolejne odkrycia pokazały, że nie jest to odosobniony przypadek i że istnieje cała grupa podobnych obiektów, nazwanych „gorącymi Jowiszami”. Do wyjaśnienia tej zagadki zaproponowany został mechanizm migracji masywnych planet na skutek oddziaływania z gazowym dyskiem (np. Goldreich & Tremaine, 1980; Ward, 1997; Trilling et al. 1998). Skutkiem tego oddziaływania, o podłożu grawitacyjnym, jest utrata przez protoplanetę części momentu pędu i przejście na bliższą orbitę. Migracja jest tym szybsza, im mniejsza jest masa planety. Dodatkowo protoplaneta będzie tracić masę przez działanie wiatru gwiazdowego, gdy zbliży się blisko gwiazdy. Możemy zatem wnioskować, że na orbitach bliższych znajdują się planety mniej masywne. Zależność taka jest w istocie obserwowana (Zucker & Mazeh, 2002). Co ciekawe jednak, zależność ta jest dokładnie odwrotna w przypadku planet krążących ekstremalnie blisko gwiazd, z okresami poniżej 4 dni (Rysunek 1.5; Bouchy et al. 2005). Z modelu tego wynika również, że istnieje górna granica mas planet krążących po ciasnych orbitach i wynosi ona $\sim 5M_J$ (Eggenberger et al. 2004). Obecność masywniejszych planet na ciasnych orbitach wytłumaczyć można przez założenie, że dysk ma niezerową lepkość, co znacznie przyspiesza tempo migracji.

Model Safronova wydaje się być bardzo ogólny. Potrafi opisać całą gamę różnorodnych układów planetarnych, nie tylko podobnych do Układu Słonecznego. Nie stawia także ograniczeń na własności gwiazdy, jaka powstaje z pierwotnego obłoku molekularnego – równie dobrze można go stosować do olbrzymów typu O jak i do karłów typu M. Zawiera jednak niezwykle ważne założenie, które do tej pory nie było wspomniane: z obłoku molekularnego powstaje tylko jedna gwiazda.

Według Duquenois’a i Mayora (1991) około 57 % gwiazd ciągu głównego starszych niż $1 Gyr$, znajduje się w układach podwójnych lub wielokrotnych, a w przypadku gwiazd młodych, znajdujących się w asocjacjach, czy gromadach otwartych, odsetek ten jest znacznie większy (Simon et al. 1995). Świeże wyniki uzyskane przez Lada’ę (2006) zachwiały tym poglądem, ale nie ulega wątpliwości, że układy podwójne i wielokrotne nie są w naszej części Galaktyki czymś wyjątkowym. Na przykład najbliższa Słońcu gwiazda – α Centauri – jest układem potrójnym⁸. Zagadnienie powstawania planet w układach wielokrotnych trzeba za-

⁸W skład układu wchodzi karły typów G2 i K1 o masie $\sim 1M_{\odot}$ oraz czerwony karzeł typu M5 o masie



Rysunek 1.5: Wykres okres/masa dla znanych planet tranzytujących. Okresy obiegu poniżej 4 dni. (Bouchy et al. 2005).

tem bardzo poważnie brać pod uwagę, gdyż jest to prawdopodobnie proces ogólniejszy niż dla gwiazd pojedynczych. Model Safronova wymaga poprawek i uogólnień. Dla przykładu: w modelu powstawania jednej gwiazdy wciąż nie rozumiemy do końca mechanizmu pozbywania się przez gwiazdę momentu pędu (rotacji). W układach wielokrotnych zaś, nadwyżka obrotowego momentu pędu obłoku przechodzi np. w ruch obiegowy składników.

1.4 Właściwości znanych egzoplanet

Na podstawie obserwacji dopplerowskich (w przypadku planet pozasłonecznych takich obserwacji jest najwięcej) jesteśmy w stanie otrzymać trzy podstawowe wielkości: dolne ograniczenie masy $M_2 \sin i$, wielką półoś orbity a (równoważną okresowi orbitalnemu, na podstawie trzeciego prawa Keplera) i mimośród orbity e . Mając daną liczbę znanych planet, w okolicach 200, możemy pokusić się o szukanie statystycznych zależności między tymi wielkościami⁹. Oczywiście statystyka jest dalece niekompletna, ze względu na ograniczenia metod obserwacyjnych, ale pewne zależności widać już teraz. Niemniej prowadzone powinny być dalsze obserwacje w celu potwierdzenia/obalenia tych związków czy też ich jak najlepszego poznania.

1.4.1 Masy planet

Współczesne metody wykrywania planet są najbardziej czułe na planety masywne i krótkookresowe. Jednak, jak wykazują obserwacje, znana liczba planet bardzo szybko rośnie wraz ze spadkiem ich mas (a w zasadzie dolnych ograniczeń). Na podstawie danych z 2003

⁹ $\sim 0.1M_{\odot}$ (*Proxima Centauri*) <http://www.solstation.com/stars/alp-cent3.htm>

⁹Pamiętać należy że nasza wiedza opiera się prawie wyłącznie na gazowych olbrzymach.

roku, wyznaczona została zależność $dN/dM \propto M^{-0.7}$ (np. Marcy et al. 2003). Uwzględnione zostały znane obiekty o $M_2 \sin i < 15M_J$. Ekstrapolacja tej uproszczonej zależności w kierunku małych mas prowadzi do wniosku, że wokół pobliskich gwiazd powinno istnieć dużo planet o masach „neptunowych” i jeszcze więcej o masach „ziemskich”. Niestety nie jesteśmy jak dotąd w stanie tego zweryfikować.

Dla planet o największych masach prawo potęgowe maleje dużo wolniej niż obserwowany rozkład. Fakt ten, oraz samo występowanie takiej zależności między ilością planet a ich masą, nie może być wyjaśniony zawodnością metody. Podobnie degeneracja masy i kąta nachylenia nie zmienia obserwowanego charakteru rozkładu (Jorissen et al. 2000). Pamiętać jednak należy, że dla mas powyżej $\sim 8M_J$ coraz bardziej prawdopodobnym jest, że towarzyszy jest brązowym karłom.

1.4.2 Ekscentryczności

Planety najbliższe swoim słońcom krążą po najbardziej kołowych orbitach. Tłumaczy się to charakterem mechanizmu migracji i oddziaływaniami pływowymi z gwiazdą. Im dalej od gwiazdy, tym bardziej wydłużone orbity są obserwowane. Dla półosi większych niż $\sim 0.2AU$ planety niemal jednorodnie zajmują przedziały mimośrodków od 0 do 0.7 (Marcy et al. 2003). Wiąże się to zapewne ze stabilnością orbit i większym prawdopodobieństwem wyrzucenia planety poza układ w przypadku bardzo wydłużonej orbity. Możemy zatem potraktować $e \sim 0.7$ jako umowną granicę, powyżej której orbity planet są niestabilne. Istnieją oczywiście wyjątki, jak HD80606b, którego $e \approx 0.93$. W tym jednak przypadku gwiazda ma towarzysza, który perturbuje ruch planety. Należy także wspomnieć, że w przypadku rozkładu ekscentryczności nie ma praktycznie podziału na planety krążące wokół pojedynczych gwiazd i w układach wielokrotnych.

1.4.3 Wielkie półosie.

Histogram ilości planet w zależności od a jest obecnie zafałszowany ze strony dużych półosi ze względu na skalę czasową obserwacji ($\sim 3 AU$ odpowiada okresowi ~ 8 lat). Dlatego też obserwowane jest wyraźne maksimum rozkładu półosi w okolicach $3 AU$. Poza tym jest słaba wykrywalność planet mniej masywnych, zwłaszcza na bardziej odległych orbitach. Jednakże rzeczywistym efektem jest minimum rozkładu w okolicach $0.3 AU$ (np. Marcy et al. 2003). Wy tłumaczenie może leżeć w mechanizmie migracji, który rzadko pozwala na zatrzymanie się planety w tych okolicach (Jones et al. 2000). Pozostanie planety na danej orbicie zależy w dużej mierze od momentu „rozwiązania” i wyparowania materii dysku (Trilling et al. 2002). Modele migracji przewidują istnienie pewnej populacji gazowych olbrzymów na orbitach mniejszych niż $3 AU$, które nie miały szansy migracji w pobliże gwiazdy. Jeśli skala czasowa migracji jest dużo większa niż czas usunięcia gazu z dysku, to planety na dalekich orbitach mogą być o wiele liczniejsze niż teraz to obserwujemy.

W przypadku planet najbliższych obserwuje się bardzo silne maksimum ilości planet na orbitach $\sim 0.05 AU$. Przekładając na okresy orbitalne, w przedziale okresów 3-4 dni znajduje się kilkukrotnie większa liczba planet niż w przedziałach sąsiednich (po obu stronach).

Sugeruje to istnienie mechanizmu zatrzymującego migrację na odległościach odpowiadających okresowi obiegu $P \sim 3$ dni. Może być to na przykład wewnętrzne obcięcie dysku związane z rotacją keplerowską (Marcy et al. 2003).

1.4.4 Metaliczność gwiazd

Zastanawiając się nad modelem powstawania układów planetarnych, można szybko dojść do wniosku, że gwiazdy o większej metaliczności powinny częściej posiadać własne planety. Trudno sobie wyobrazić starszą gwiazdę II populacji, powstałą praktycznie tylko z wodoru i helu, która posiada szereg planet skalistych, czy gazowych olbrzymów ze skalnymi jądrami. Jeśli gwiazda i planety miałyby powstać z tego samego obłoku materii, to oczywiście większa ilość metali w obłoku implikuje większe prawdopodobieństwo powstawania ziaren pyłu w dysku a więc i planetozykali.

Hipoteza ta została potwierdzona. W okolicy Słońca dominują gwiazdy o metaliczności słonecznej ($[Fe/H] \sim 0$). Jednakże dla znanych gwiazd posiadających planety, histogram metaliczności ma swoje maksimum w okolicy $[Fe/H] \sim 0.3$ (Fischer & Valenti, 2003). Dla metaliczności słonecznej lub mniejszej, tylko niecałe 5% pobliskich gwiazd posiada planety. Natomiast dla metaliczności dwa razy większej, jest to już 25%, przy czym gwiazd tych jest znacznie mniej, niż tych o metaliczności zbliżonej do Słońca (Fischer & Valenti, 2003; Santos, Benz & Mayor, 2005). Wynik taki możemy interpretować jako większe prawdopodobieństwo powstania planet (olbrzymów) wokół gwiazd bardziej metalicznych.

1.5 Planety w układach wielokrotnych

Obecnie znanych jest około 30 przypadków planet krążących wokół gwiazd należących do układów wielokrotnych. Jest to mała liczba w porównaniu ze znanymi planetami okrążającymi pojedyncze gwiazdy. Sytuacja taka spowodowana jest różnymi trudnościami technicznymi, jakie w obserwacjach sprawiają układy wielokrotne, zwłaszcza o małej separacji składników (tzw. ciasne). Układów wielokrotnych przeważnie nie uwzględnia się w programach obserwacyjnych.

Największą liczbę układów wielokrotnych stanowią układy podwójne. W takich systemach (także w liczniejszych) planety mogą być podzielone na trzy typy, ze względu na sposób w jaki krążą w układzie (Dvorak, 1984):

- Typ S (satelitarne) – planeta krąży blisko jednej z gwiazd stosunkowo rozległego układu. Zalicza się tu wszystkie planety odkryte metodą RV.
- Typ P (planetarne) – planeta krąży wokół całego, stosunkowo ciasnego układu. Do tego typu można zaliczyć planetę w układzie pulsara PSR B1620-26.
- Typ L (libracyjne) – planeta krąży wokół punktu stabilności Lagrange’a L4 lub L5, jak planetoidy trojańskie w układzie Słońce-Jowisz. Nieznane są planety tego typu.

Od kilkunastu lat obserwowane są także odpowiedniego typu dyski protoplanetarne, np. okołogłówne (*circumprimary*), jak i okołotórne (*circumsecondary*). Przykładem jest układ młodych gwiazd L1552 IRS 5, którego separacja wynosi ok. 45 AU (Rodriguez et al. 1998). Każdy ze składników posiada swój dysk o promieniu 10 AU i masie $0.03M_{\odot}$ oraz $0.06M_{\odot}$ – wystarczającej do tworzenia planet. Innym przykładem jest układ podwójny HK Tau AB, którego składnik wtórny posiada dysk, w którym prawdopodobnie trwa proces tworzenia się dużych ziaren pyłu (McCabe et al. 2003).

Można sobie wyobrazić sytuację, w której centralne zgęszczenie kolapsującego obłoku molekularnego rozdziela się, tworząc dwie bliskie sobie protogwiazdy. Będą one otoczone dyskiem okołopodwójnym (*circumbinary*), w którym może zachodzić proces formowania planet typu P. Podobnego rodzaju fragmentacja nastąpić może w którymś ze składników układu podwójnego, doprowadzając do utworzenia układu potrójnego. Dyski okołopodwójne są obserwowane na falach milimetrowych wokół wielu młodych, spektroskopowo podwójnych gwiazd (Mathieu et al. 2000), za wyjątkiem rozległych układów, o separacjach 1-100AU, w których nie obserwujemy masywnych dysków¹⁰.

Dla ewolucji całego układu i procesu tworzenia planet w dysku, kluczową rolę stanowi grawitacyjny wpływ drugiego składnika gwiazdowego. Najważniejszym efektem oddziaływania towarzysza jest „obcięcie” dysku. Rozmiary dysków zależą od separacji układu i ekscentryczności orbity. Definiując parametr masy $m = M_2/(M_1 + M_2)$, wielką półoś orbity a_b i mimośród e_b , możemy określić maksymalny zewnętrzny promień dysku okołogwiazdowego w rozległych układach i minimalny wewnętrzny promień dysku okołopodwójnego w układach ciasnych. Dla $m = 0.3$ zewnętrzna krawędź dysku okołogłówne sięga $r_t = 0.4a_b$ przy mimośrodku $e_b \sim 0$ oraz $r_t = 0.18a_b$ dla $e_b = 0.5$; dysk okołotórny w takim układzie sięga $r_t = 0.27a_b$ dla orbity prawie kołowej i $r_t = 0.15a_b$ dla $e_b = 0.5$. Przy takim parametrze masy wewnętrzne obcięcie dysku okołopodwójnego następuje dla $r_t = 2.0a_b$, gdy orbita jest prawie kołowa i $r_t = 3.0a_b$, gdy $e_b = 0.5$ (Artymowicz & Lubow, 1994). W ogólności dyski są mniejsze i mniej masywne dla układów o mniej kołowych orbitach. Odbija się to na możliwości powstania w danym dysku planet gazowych i skalistych. W zbyt małym dysku okołogwiazdowym (gdy krawędź dysku wypadnie bliżej niż „linia śniegu”), nie będą miały szansy utworzyć się planety olbrzymy; gdy za „linią śniegu” wypadnie wewnętrzna krawędź dysku okołopodwójnego, nie powstaną planety skaliste (bez gazowych otoczek). Niemniej, zagadką dla teoretyków jest przypadek planety jowiszowej, krążącej wokół składnika głównego gwiazdy potrójnej HD 188753 (Konacki, 2005b). Składnik wtórny (który sam jest układem podwójnym) znajduje się na tyle blisko, że dysk okołogłówny nie osiągnąłby rozmiarów potrzebnych do powstania gazowego olbrzyma za „linią śniegu”. Przykład ten pokazuje, że nasza wiedza na temat powstawania układów planetarnych jest wciąż bardzo niekompletna.

1.5.1 Stabilność orbit planetarnych

Badania stabilności orbit planetarnych w układach wielokrotnych opierają się głównie na numerycznych symulacjach problemu trzech ciał. Okazuje się, że istnieje duży obszar stabilnych orbit zarówno wokół jednej z gwiazd układu, jak i wokół całego układu. Obszary

¹⁰Co nie wyklucza obecności dysków lekkich, nie dających się zaobserwować.

stabilności są w naturalny sposób powiązane z możliwymi rozmiarami dysków protoplanetarnych.

Dla parametru masy $m = 0.3$, promień największej orbity planety typu S wynosi $r_c = 0.37a_b$, gdy $e_b \sim 0$ oraz $r_c = 0.14a_b$ dla $e_b = 0.5$. W przypadku planety typu P odpowiednie wartości promienia najmniejszej orbity wynoszą $2.3a_b$ oraz $3.9a_b$ (Holman & Wiegert, 1999). Wyniki te dotyczą orbit kołowych o małym nachyleniu względem płaszczyzny układu podwójnego. Zwiększenie ekscentryczności początkowej orbity planety redukuje obszar stabilności, ale w mniejszym stopniu niż wzrost ekscentryczności składnika wtórnego (Pilat-Lohinger & Dvorak, 2003). Zwiększenie inklinacji orbity planety również powoduje destabilizację całego układu, ale pod warunkiem, że gwiazdowy składnik wtórny jest odpowiednio masywny. Małomasywny towarzysz nie zaburza stabilności planety nawet dla dużych kątów nachylenia (Innanen et al. 1997).

1.5.2 Powstawanie i ewolucja planet w układach podwójnych

Z punktu widzenia możliwej różnorodności układów planetarnych i działających w układach podwójnych mechanizmów, najbardziej interesujące są planety typu S. Takie układy najczęściej poddawane są badaniom i symulacjom komputerowym. Podobnie jak dla gwiazd pojedynczych, rozpatrywane są dwa podstawowe scenariusze powstawania planet gazowych: akrecja na jądro i niestabilność dysku. Pierwszy z nich dotyczy także planet skalistych, podobnych do Ziemi (jeśli potraktujemy jądro gazowego olbrzymia jak planetę skalistą). Oba przewidują powstanie gazowych olbrzymów za „linią śniegu”. Jednak obecność towarzysza gwiazdowego wydaje się mieć spory wpływ na formowanie planet i ich późniejsze zachowanie. Jak się okazuje wpływ ten może być zarówno sprzyjający tworzeniu planet, jak i destruktywny, w zależności od rozważanego układu. Zdania są podzielone.

Potrzebne do zainicjowania tworzenia się planet w drugim scenariuszu niestabilności grawitacyjne, nie biorą się znikąd. Dysk wokół pojedynczej gwiazdy jest tworem bardzo stabilnym. Oznacza to bardzo małe szanse na powstanie gazowych olbrzymów. Obecność towarzysza gwiazdowego wpływa na destabilizację dysku, a co za tym idzie sprzyja szybszemu powstawaniu planet jowiszowych (Boss, 1998). Wniosek stąd, że w układach podwójnych olbrzymy częściej powstają przez grawitacyjny kolaps fragmentów dysku, niż w wyniku akrecji na jądro (większa skala czasowa akrecji). Jednakże w innym przypadku, dysk okółgwiazdowy może być podgrzewany do temperatur, powodujących wyparowanie gazów i niektórych składników ziaren, co z kolei uniemożliwia powstanie jakiegokolwiek planety w jakikolwiek sposób (Nelson, 2000).

Kiedy duża planeta już powstanie wokół jednego ze składników, wtedy do głosu dochodzą mechanizmy sprzyjające jej migracji bliżej gwiazdy. W obecności drugiego składnika nasila się oddziaływanie protoplanety z lepkiem dyskiem (czyt.: 1.3.2). Zwiększa się szybkość migracji, a jednocześnie rośnie także tempo akrecji gazu na planetę, natomiast maleje ekscentryczność orbity (Kley, 2001). Tłumaczy to, dlaczego w układach podwójnych obserwujemy masywniejsze planety na bardziej krótkookresowych i kołowych orbitach (Eggenberger et al. 2004; Udry et al. 2004). W praktyce wokół pojedynczych gwiazd nie obserwujemy planet o okresach orbitalnych mniejszych niż 40 dni, których $M_2 \sin i > 2M_J$, (Eggenberger et al.

2004). Analogiczna górna granica masy krótkookresowych planet zwiększa się, ze względu na obecność gwiazdowego towarzysza. Dodać należy, że ten efekt obserwacyjny nie może być spowodowany ograniczeniami technicznymi metody, gdyż planety najmasywniejsze i krótkookresowe są właśnie najłatwiej wykrywalne wszelakimi metodami.

W układach podwójnych o dużej separacji pod uwagę brana jest także tzw. migracja Kozai (np. Kozai, 1962; Wu & Murray, 2003). Wartość mimośrod orbit planety poddana jest znacznym, cyklicznym oscylacjom. W czasie, gdy e jest duże, peryastron jest w małej odległości od gwiazdy, co prowadzi do znacznej dyssypacji energii przez oddziaływania pływowe. Czynniki to migrację Kozai bardzo skutecznym sposobem na sprowadzenie planety (nawet bardzo masywnej) na ciasną orbitę. Tłumaczy także istnienie w układach podwójnych planet na orbitach bardzo eliptycznych, jak np. HD80606b (Wu & Murray, 2003; Eggenberger et al. 2004). Warunkiem jest duże nachylenie płaszczyzny orbitalnej planety do płaszczyzny orbitalnej składnika wtórnego.

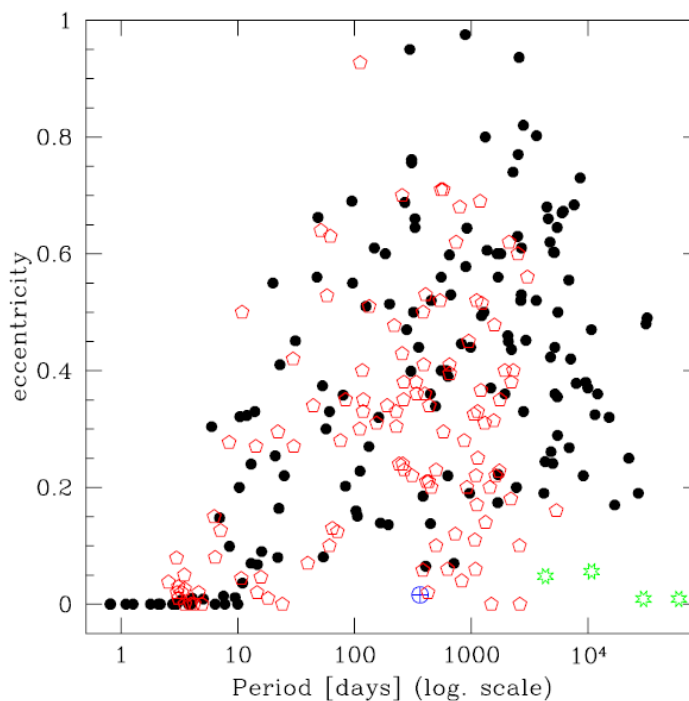
Podobna różnorodność zdań dotyczy powstawania planet ziemskich. Wiadomym jest, chociażby z naszego Układu Słonecznego, że powstawać one mogą bardzo blisko swoich gwiazd macierzystych. Jedynym znanym sensownym sposobem ich formacji jest zlepianie się ziaren pyłu – ten sam mechanizm, który prowadzi do tworzenia się jąder planet gazowych. Opierając się o znajomość naszego Układu, spodziewamy się znaleźć wiele planet skalistych wokół pojedynczych gwiazd podobnych do Słońca. Jednak sprawa ponownie się komplikuje, gdy chcemy uwzględnić grawitacyjny wpływ drugiego składnika. Dotyczy to głównie stabilności orbit, omawianej w poprzednim punkcie. Istnienie ograniczenia na maksymalny promień stabilnej orbity planet typu S, przejawia się już na etapie ich tworzenia. Grawitacja drugiego składnika może spowodować przyspieszenie embrionów planet do prędkości powodujących wyrzucenie ich z całego układu lub zderzenie, powodujące ich destrukcję (Whitmire et al. 1998; Lissauer et al. 2004). W skrajnych przypadkach uniemożliwia to praktycznie utworzenie jakiegokolwiek planety. Z drugiej strony, możliwe jest, że aż 60% pobliskich układów wielokrotnych może posiadać planety skaliste (Whitmire et al. 1998).

Interesujący wynik dały symulacje powstawania planet skalistych wokół jednego ze składników układu podwójnego wzorowanego na α Centauri (Lissauer et al. 2004). Okazało się, że możliwe jest powstanie układu planetarnego przypominającego „nasze” planety typu ziemskiego. Podobieństwo dotyczyło zarówno ilości planet, jak ich mas oraz elementów orbitalnych. Jednak w takim układzie niewielka zmiana warunków początkowych powodowała znaczące różnice w końcowym obrazie systemu planetarnego.

1.5.3 Gwiazdy/planety

Możliwość powstania „kopii” Układu Słonecznego w układzie podwójnym gwiazd sugeruje, że proces formowania się planet skalistych w układach podwójnych może w dużym stopniu przypominać powstawanie planet wokół gwiazd pojedynczych, posiadających planetyolbrzymy (np. układ Słońce-Jowisz). Jak się okazuje te dwie rodziny układów mają wiele cech wspólnych.

Coraz masywniejsze planety znajdują się coraz dalej od swoich gwiazd macierzystych. Jednocześnie obserwowanych jest coraz więcej brązowych karłów na orbitach długookre-



Rysunek 1.6: Wykres ekscentryczności orbity w funkcji okresu dla planet pozasłonecznych (czerwone pięciokąty) i składników wtórnych układów podwójnych (czarne kropki). Ziemia i niektóre planety Układu Słonecznego zostały oznaczone innymi symbolami.

sowych wokół gwiazd ciągu głównego. Powoduje to, że tzw. Pustynia Brązowych Karłów – wspomniana w punkcie 1.2.3 – wypełnia się, zarówno ze strony „planetarnej” jak i „gwiazdowej” (Udry et al. 2004). Inne ciekawe podobieństwo widać na diagramie $e/\log P$ dla planet i składników wtórnych układów podwójnych (Rys. 1.6). Obie populacje są ze sobą dokładnie wymieszane i zajmują na tym diagramie ten sam obszar (Udry et al. 2004). Wyjątkiem są najciaśniejsze układy podwójne i „gorące Jowisze” na bardzo ciasnych (krótkookresowych) orbitach, ale prawdopodobnie ich obecność jest wynikiem migracji, a nie powstania tak blisko gwiazdy (por. 1.3.2).

Przynajmniej z punktu widzenia dynamiki, układy podwójne i planetarne są do siebie bardzo podobne. Oznaczałoby to, że na zagadnienie narodzin układów gwiazdowych i planetarnych należałoby spojrzeć bardziej ogólnie – jak na jeden uniwersalny mechanizm prowadzący do stworzenia różnego typu obiektów. Przypuszczenie to podkreśla rolę, jaką poszukiwania i badania planet w układach wielokrotnych mogą odegrać w przyszłości. Być może pozwolą lepiej zrozumieć jak powstają gwiazdy, zarówno pojedyncze jak i wielokrotne, oraz ich układy planetarne, wliczając w to nasz Układ Słoneczny.

1.6 Cele niniejszej pracy

Praca bazuje na obserwacjach układów gwiazd podwójnych uzyskanych przy pomocy optyki adaptywnej na 5-metrowym teleskopie Hale’a (tzw. Palomarskim) i 10-metrowym teleskopie Keck II. Bardzo rozległy zbiór danych (kilkadziesiąt tysięcy obrazów) zawiera obserwacje z około 1.5 roku. Celem analizy jest względna astrometria tychże układów. Optyka adaptywna umożliwia uzyskanie niemal idealnych obrazów gwiazd (tzw. „diffraction-limited”), a tym samym na wyznaczanie wzajemnych położen gwiazd z dokładnością na poziomie milisekund łuku. Praca jest próbą opracowania optymalnej metody redukcji danych i mierzenia położen gwiazd oraz ustalenia czy zebrane obserwacje umożliwiają odkrywanie planet wokół składników układów podwójnych, a także wyznaczenia górnych ograniczeń na masy potencjalnych planet obiegających obserwowane gwiazdy.

Rozdział 2

Astrometria CCD

2.1 Podstawy

Celem badań astrometrycznych jest przede wszystkim mierzenie położenia gwiazd na sferze niebieskiej (kierunku do obiektu). Znajomość położenia obiektu w różnych chwilach czasu pozwala nam uzyskać informacje np. o jego ruchu własnym, odległości czy dynamice układu w jakim się znajduje. Oczywiście nasza wiedza jest tym pełniejsza im bardziej dokładne są pomiary. Obecnie najczęściej korzysta się z obrazowania kamerami CCD (do niedawna także na kliszach fotograficznych) oraz z metod interferometrycznych, które zostaną pokrótce opisane w dalszej części pracy.

Jeśli mówimy o astrometrii z wykorzystaniem obrazowania CCD, to mamy przeważnie na myśli astrometrię względną (różnicową). Jest to mierzenie położenia obrazu badanego ciała niebieskiego na obrazie CCD, względem obrazów innych ciał, traktowanych jako obiekty odniesienia. Zarówno obiekt badany jak i obiekty referencyjne, nie muszą być gwiazdami. Badania astrometryczne mogą dotyczyć także planet, komet, asteroidów, czy też mgławic i galaktyk. Jednakże w dalszej części pracy będę używał terminów *obiekt* i *gwiazda* zamiennie.

W ogólności wartość każdej ze współrzędnych położenia gwiazdy można opisać następującą zależnością:

$$\text{Pozycja} = \text{Stała} + \text{Ruch Własny} + \text{Paralaksa} + \text{Perturbacje}$$

W astrometrii względnej wartość stałą, mającą sens średniej pozycji, zazwyczaj się pomija. Ruch własny jest zależny od czasu liniowo lub, w pewnych przypadkach, kwadratowo. Paralaksa jest związana naturalnie z ruchem obiegowym Ziemi i zmienia się okresowo. Perturbacje pozycji wynikać mogą z efektów sprzętowych, wpływu atmosfery lub też z fizycznych własności układu, jak np. obecność niewidocznego towarzysza (Monet, 1992). Z powodu digitalizacji obrazu CCD, używa się prostokątnego układu współrzędnych (x, y) , związanego z osiami matrycy, który następnie jest transformowany do układu (α, δ) .

Wszystkie badania astrometryczne opierają się o wspólne zasady i można je sprowadzić do jednego schematu. Najpierw wybrać należy zestaw obiektów odniesienia. Oczywiście muszą być na tyle blisko badanej gwiazdy, żeby mogły znaleźć się na jednym obrazie. Im więcej tym lepiej. Muszą być także „astrometrycznie stabilne”, tzn. powinniśmy być w stanie obliczyć

ich położenie na dowolną chwilę czasu z odpowiednią dokładnością. Kolejnym warunkiem jest ich jasność – obiekty referencyjne powinny mieć podobną jasność jak gwiazda badana. Duża różnica jasności spowoduje niedoświetlenie lub prześwietlenie obrazu jednego z obiektów¹. Wreszcie, przy badaniach gwiazd pojedynczych ważnym jest, aby obiekt badany znajdował się wewnątrz wielokąta wyznaczonego przez obiekty referencyjne. Pewne efekty systematyczne i poprawki, spowodowane np. dystorsją pola, daje się łatwo wyznaczyć, jeśli wykorzystujemy metody interpolacyjne. Ekstrapolacja w wielu przypadkach jest nieskuteczna i daje błędne wyniki (Monet, 1992).

Wyniki uzyskane bezpośrednio z mierzenia położenia gwiazd na obrazie CCD należy następnie skorygować na efekty związane z ruchem detektora i wpływem atmosfery. Przez „ruch detektora” rozumiem zmianę położenia detektora w układzie barycentrum Układu Słonecznego, powiązane z ruchem wirowym i obiegowym Ziemi, oraz – w przypadku niektórych obserwacji satelitarnych – obiegiem teleskopu wokół Słońca. W praktyce oznacza to sprowadzenie obserwacji astrometrycznych do barycentrum Układu Słonecznego. Niektóre obserwacje wymagają jedynie transformacji do układu heliocentrycznego, inne zaś wymagają także uwzględnienia ruchu Słońca wokół centrum Galatyki. Wpływ atmosfery ziemskiej na położenie gwiazd przejawia się przez efekt refrakcji atmosferycznej, który będzie szerzej omówiony w dalszej części pracy.

2.2 Dane astrometryczne i detekcja planety

W najprostszym przypadku rozważamy pojedynczą gwiazdę i oddziaływującego na nią grawitacyjnie towarzysza, poruszającego się po orbicie kołowej. Efektem oddziaływania grawitacyjnego będzie ruch badanej gwiazdy na sferze niebieskiej po torze w kształcie elipsy. Obserwablamy są: sygnał astrometryczny α oraz okres orbitalny T (czyt. 1.2.7). Równania (1.1) oraz (1.2) podają zależności między tymi wielkościami a parametrami fizycznymi układu.

2.2.1 Ciąg czasowy obserwacji

Obserwacje astrometryczne możemy ułożyć w ciąg czasowy $\Sigma(t)$, odpowiadający położeniu gwiazdy względem innego obiektu lub układu odniesienia w ustalonych epokach (momentach obserwacji). Po redukcji na barycentrum, możemy zapisać dla jednej współrzędnej:

$$\Sigma(t) = \left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(2\pi\frac{t}{T} + \phi\right) + \mu t + P \sin(2\pi t) + c + \sigma_0 \quad (2.1)$$

gdzie t oznacza czas obserwacji (epokę), ϕ jest fazą początkową ruchu orbitalnego, μ jest wartością ruchu własnego, P paralaksą gwiazdy, c pozycją średnią, a σ_0 miarą „szumu astrometrycznego” (Pravdo & Shaklan, 1996). Różne obserwacje z jednej nocy można uśrednić i potraktować jako jeden punkt ciągu $\Sigma(t)$. Błąd takiego pomiaru będzie o czynnik \sqrt{N}

¹Właśnie ze względu na prześwietlenie obrazu składnika głównego układu podwójnego część danych, zebranych do niniejszej pracy, musiała być odrzucona.

(gdzie N oznacza liczbę pojedynczych obserwacji w ciągu nocy) mniejszy od błędu pomiaru położenia na pojedynczym obrazku CCD. Okresowość w takim szeregu możemy wykryć np. poprzez analizę fourierowską.

Najważniejszymi dla detekcji planety parametrami są astrometryczny stosunek sygnału do szumu α/σ_0 oraz okres orbitalny T . Pierwszy z nich określa nam jak silny jest sygnał astrometryczny i jaki jest próg detekcji. Daje też pojęcie o masie perturbatora. Sam szum σ_0 wyznacza dolne ograniczenie wykrywalnej masy. Należy dodać, że na parametr ten składają się błędy systematyczne i przypadkowe, zatem należy się spodziewać, że będzie większy, niż uśredniony błąd pomiaru z obserwacji z jednej nocy. Okres orbitalny określa minimalną skalę czasową, jaka jest potrzebna do zaobserwowania ruchu orbitalnego. Typowo obserwacje powinny zajmować przedział czasowy bliski przynajmniej $\frac{1}{2}T$. W przypadku obserwacji prowadzonych krócej trend okresowy może zostać pomyłony na przykład z trendem liniowym. W kwestii samej detekcji nie odgrywa dużej roli mimośród i ustawienie orbity w przestrzeni (Pravdo & Shaklan, 1996).

2.2.2 Orbita i masa planety

Na podstawie szeregu $\Sigma(t)$ jesteśmy w stanie odtworzyć orbitę planety i wyznaczyć jej masę². Wymagane jest stworzenie modelu obserwacji – zawierającego w ogólności 12 parametrów (5 „astrometrycznych” i 7 „orbitalnych”) i dopasowanie go do rzeczywistych danych (Sozetti, 2005). Do parametrów astrometrycznych zaliczamy położenie (α, δ) , ruch własny (μ_α, μ_δ) i paralaksę. Wcześniejsza znajomość tych wielkości, na podstawie np. mniej dokładnych obserwacji, pozwala na rozseparowanie ich od innych parametrów i przeprowadzenie wcześniejszej redukcji, a przynajmniej na określenie dobrych wartości początkowych. Parametry orbitalne obejmują okres oraz zestaw elementów keplerowskich, czyli: wielką półoś a , mimośród e , inklinację i , długość węzła wstępującego Ω , argument perycentrum ω i moment przejścia przez perycentrum τ . Masę można określić z zależności (1.1).

Wyznaczenie masy i orbity z dokładnością $\sim 10\%$ wymaga $\alpha/\sigma_0 \simeq 10$ (Sozetti, 2005). Duże znaczenie dla jakości dopasowania ma okres orbitalny – krótkie okresy związane są z małą amplitudą sygnału, a więc obniżają α/σ_0 . W przypadku planet długookresowych, do głosu z kolei dochodzi ekscentryczność orbity. Przy znacznych wartościach e planeta bardzo krótko przebywa w okolicach peryastronu. Próbkowanie czasowe obserwacji może okazać się niewystarczające do dokładnego odtworzenia rozmiarów i geometrii orbity (Sozetti, 2005). Na samą możliwość dokładnego wyznaczenia masy i orbity planety nie wpływa na szczęście jej nachylenie, chyba że jest bliskie 90° . W takich przypadkach obserwowany ruch na niebie sprowadza się do jednego wymiaru, przez co tracona jest pewna ilość informacji. Na szczęście jest to problemem tylko dla skrajnych nachyleń, kiedy to bardzo dobrze działa metoda RV (Eisner & Kulkarni, 2002) oraz rośnie prawdopodobieństwo tranzytu.

²Z astrometrii względnej otrzymujemy jedynie sumę mas. Masę planety uzyskujemy szacując masę gwiazdy na podstawie np. jej typu widmowego.

2.3 Położenie gwiazdy na obrazie CCD

W przypadku astrometrii CCD wykonywany jest tak naprawdę jeden pomiar, mianowicie położenia gwiazdy na obrazku, we współrzędnych (x, y) . Gwiazda jest źródłem punktowym, ale jej obraz w detektorze punktowy nigdy nie będzie. Ze względu na dyfrakcję i interferencję światła na elementach konstrukcyjnych teleskopu, gwiazda widziana będzie jako seria współśrodkowych prążków³, o środku w punkcie odpowiadającym rzeczywistemu położeniu gwiazdy⁴. Dodatkowy wpływ turbulენტnej atmosfery ziemskiej – *seeing* – powoduje zlanie się prążków w jeden, rozmyty obraz. Aby w obserwacjach naziemnych zredukować seeing do minimum, stosuje się systemy optyki adaptatywnej (*Adaptive Optics* – AO) i aktywnej. Wówczas na obrazie gwiazdy widoczne są zniekształcone, ale dobrze rozdzielone prążki dyfrakcyjne. Średnica prążka rzędu 0 po zredukowaniu seeingu jest nawet kilkukrotnie mniejsza niż obrazu z seeingiem.

Funkcję rozkładu prawdopodobieństwa, opisującą rozproszenie fotonów źródła punktowego na detektorze określamy terminem *Funkcja Rozrzutu Punktu* (ang: *Point Spread Function*) – PSF (Mighell, 2005). Funkcja ta jest dwuwymiarowa i ciągła. Traktuje się ją jako obraz źródła punktowego, powstający na detektorze. Każdemu teleskopowi, ze względu na unikalność konstrukcji, odpowiada inna funkcja. Dodatkowo PSF może być różny dla różnych części detektora (np. Anderson & King, 2000). Wyznaczenie położenia gwiazdy na obrazie CCD jest równoznaczne z wyznaczeniem centrum lub maksimum PSF⁵.

2.3.1 Centroid

Jest to stosunkowo najprostszy i najszybszy sposób oszacowania położenia gwiazdy. Polega on na wyznaczeniu „środką jasności” obrazu, przy wykorzystaniu relacji

$$x_c = \frac{\sum_x x[I(x) - B]}{\sum_x [I(x) - B]}$$

(np. Stone, 1989; Auer & van Altena, 1978) oraz analogicznie dla osi y . W tym wyrażeniu $I(x)$ jest sumą zliczeń w kolumnie punktów o współrzędnej x , B natomiast jest oszacowanym poziomem tła w pobliżu obrazu gwiazdy.

2.3.2 Analityczne modele PSF

Spośród wielu różnych matematycznych przybliżeń PSF, do najczęściej spotykanych należą profile:

1. Moffat:

$$M(r) \propto \frac{1}{(1 + r^2/a^2)^b},$$

³Tzw. *pierścienie Airy’ego*.

⁴Obraz taki określamy angielskim terminem *diffraction-limited*.

⁵W przypadku obserwacji z orbity lub przy pomocy AO dotyczy to prążka rzędu 0.

2. Lorentza:

$$L(r) \propto \frac{1}{1 + (r^2/a^2)^b},$$

3. Gaussa:

$$G(r) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right),$$

gdzie a, b są parametrami dopasowania a r jest odległością punktu od maksimum funkcji (Howell, 2000). Z punktu widzenia astrometrii najważniejsze jest odwzorowanie centrum profilu. Okazuje się, że dwa ostatnie stosunkowo najlepiej oddają profil gwiazdy (Diego, 1985; King, 1971), jednak profil Gaussa daje najmniejsze błędy przy wyznaczaniu położenia gwiazdy i zajmuje stosunkowo mało czasu obliczeniowego (Stone, 1989).

W wielu przypadkach zwykły symetryczny (kołowy) profil Gaussa nie oddaje dobrze profilu gwiazdy zarejestrowanej daleko od centrum detektora. Obraz taki może być rozciągnięty do eliptycznego i obrócony osią główną względem osi współrzędnych matrycy. Wówczas stosuje się gaussoidę eliptyczną:

$$G(x, y) = B + A \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\beta(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x\sigma_y} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right],$$

gdzie A jest wartością w maksimum, (x_0, y_0) oznaczają pozycje centrum, (σ_x, σ_y) szerokości półowkowe względem odpowiednich osi, a parametr β jest miarą kąta między wielką półosią elipsy a osiami współrzędnych detektora (Condon, 1997).

W przypadkach, gdy gwiazdy mają niegaussowskie profile, np. gdy ich obrazy zaczynają saturować, lub w przypadkach niektórych obiektów mgławicowych, można dodać parametr „ostrości” n (Lasker et al. 1990). Profil taki, nazywany SuperGaussem, opisuje wzór:

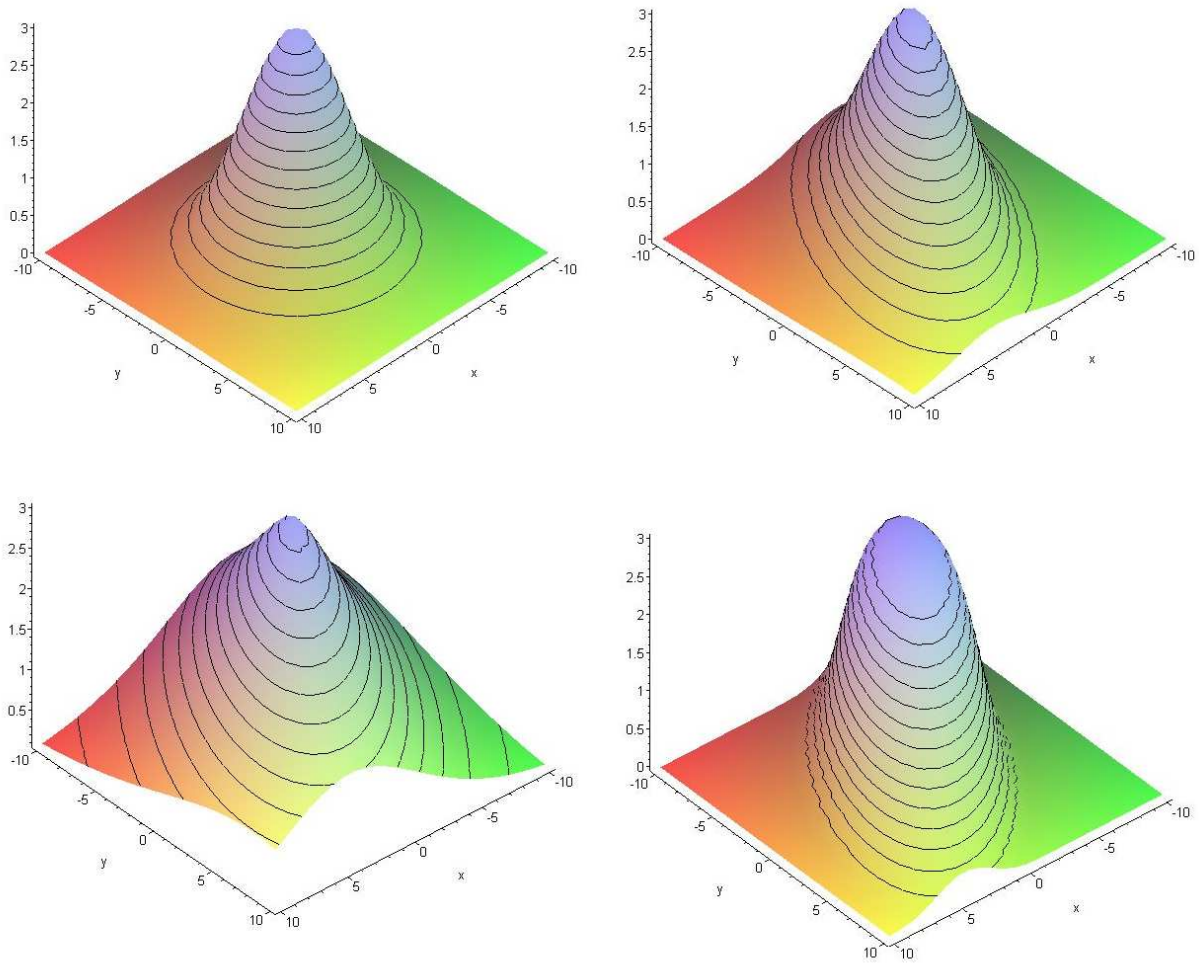
$$SG(x, y) = B + A \exp\left[-\frac{1}{2(1 - \beta^2)}\left(\frac{\Delta x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{2\beta\Delta x\Delta y}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{\Delta y^2}{2\sigma_y^2}\right)^n\right]$$

$$\Delta x = x - x_0, \Delta y = y - y_0$$

Pomimo wielości modeli analitycznych, postępowanie w każdym przypadku wygląda podobnie. Należy znaleźć takie parametry modelu, aby zminimalizować funkcję $\chi^2 = \sum_k [a_k - F(x_k, y_k)]^2 / \mu^2$, gdzie k jest indeksem kolejnych pikseli, a_k jest wartością zliczeń w k -tym pikselu, F jest wartością funkcji, którą dopasowujemy w danym punkcie, a μ jest miarą rozrzutu zliczeń fotonów (np. Condon, 1997). Funkcja χ^2 jest miarą różnicy między danymi rzeczywistymi a modelem.

2.3.3 Profile sprzętowe

Różnica między rzeczywistym PSF a modelem matematycznym potrafi być na tyle duża, że bardzo pogarsza jakość badań astrometrycznych. Jest to szczególnie ważne przy bardzo

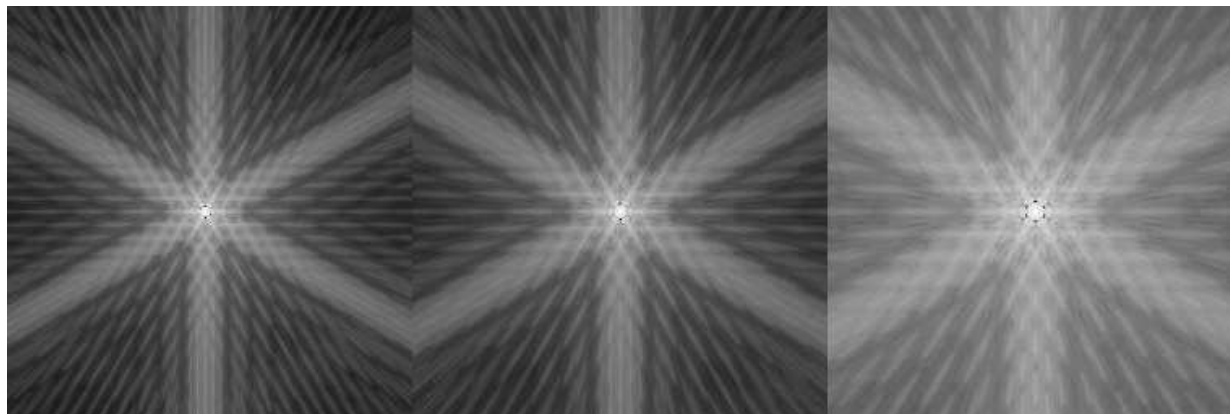


Rysunek 2.1: Porównanie profili gaussoidy symetrycznej (lewo-góra), eliptycznej (prawo-góra), oraz SuperGaussa z parametrem $n < 1$ (lewo-dół) oraz $n > 1$ (prawo-dół). Wysokość profili jest identyczna. Kolejne kontury odpowiadają tym samym poziomom.

precyzyjnych pomiarach. Poza tym, jak było już wspomniane, dla danego instrumentu funkcja rozkładu nie jest stała na całej powierzchni detektora. Wówczas poszukuje się *instrumentalnej* funkcji rozkładu (iPSF), zwanej także *empiryczną*. Jest to znormalizowana, dwuwymiarowa tabela wartości zliczeń fotonów, odpowiadająca rozkładowi prawdopodobieństwa ich rozproszenia.

Wybiera się kilka obrazów najjaśniejszych gwiazd, interpoluje się do ustalonej siatki punktów i sumuje, aby uzyskać jak największy stosunek sygnału do szumu (Stetson, 1987). Uzyskany iPSF może być nałożony, przeskalowany i interpolowany tak, aby jak najbardziej pasował do obrazów badanych gwiazd. Dopasowanie odbywa się podobnie jak dla analitycznych PSF – przez minimalizację odpowiednio skonstruowanej funkcji χ^2 – ale w tym przypadku nie musimy nic zakładać o kształcie funkcji rozkładu, co automatycznie redukuje nam ilość parametrów (Howell, 2000). W praktyce pojawiają się najwyżej cztery: współrzędne centrum (x_0, y_0) , wartość w maksimum i „szerokość”.

Takie podejście jest z reguły szybsze niż analityczne. Nie przejmujemy się także ilością wolnych parametrów. Nie zawsze musi jednak dawać lepsze wyniki. Często zatem stosuje się połączenie tych dwóch sposobów, mianowicie na dyskretną siatkę wartości funkcji modelowej, np. SuperGaussa, nakłada się tabelę residuów między funkcją modelową a rzeczywistymi danymi (Howell, 2000). Tabelę residuów, tworzy się analogicznie jak iPSF.



Rysunek 2.2: Teoretycznie obliczone funkcje rozrzutu punktu dla kamery NIRC2 teleskopu KeckII. Od lewej – PSF dla filtru J, H, K’ (F. Marchis – strona domowa).

Podobną rolę jak iPSF może odgrywać teoretycznie obliczona funkcja rozkładu. Jej zaletą jest możliwość dopasowania do znacznie większej części obrazu gwiazdy na CCD, np. do prążków dyfrakcyjnych dalszych rzędów w przypadku obserwacji z użyciem AO czy spoza atmosfery. Obliczenia takie zostały wykonane m.in. dla instrumentu SSI na sondzie *Galileo* (Howell & Merline, 1991) i dla teleskopów Keck⁶.

⁶<http://astron.berkeley.edu/~fmarchis/Science/Keck/PerfectPSF/>

2.3.4 Gwiazdy słabe

Obrazy słabych gwiazd (mały stosunek sygnału do szumu) sprawiają w pomiarach astrometrycznych największe problemy. Ich obrazy są zdominowane przez fotony tła i zajmują małą ilość pikseli. Zarówno dopasowanie analityczne jak i empiryczne obarczone jest dużym błędem. Można je poprawić, stosując wyrafinowane podejścia numeryczne, jak np. tworzenie *efektywnej* funkcji rozkładu (Anderson & King, 2000). Metody te są bardzo czasochłonne, wymagają dużej mocy obliczeniowej i sporej próbki dobrych gwiazd. Dają jednak nawet 10-krotnie lepsze rezultaty (w sensie niepewności w wyznaczeniu położenia, w pikselach) niż metody opisane wcześniej. Uwzględniają także zmienność PSF w obrębie detektora.

2.4 Szum astrometryczny

Dane astrometryczne obarczone są niepewnością – szumem – o pochodzeniu instrumentalnym, atmosferycznym (w przypadku obserwacji naziemnych) i astrofizycznym (Sozzetti, 2005). Model szumu opisuje te niepewności, pozwalając je oszacować, wprowadzić poprawki, poprawiając jakość pomiarów i pozwalając na określenie ich dokładności.

2.4.1 Szum instrumentalny

Generalnie możemy określić dwa źródła niepewności o charakterze instrumentalnym: przypadkowe błędy w zliczeniach fotonów σ_{ph} i błędy systematyczne σ_{sys} . Szum fotonowy dla pojedynczego teleskopu wyraża wzór

$$\sigma_{ph} = \frac{\lambda}{4\pi D} \frac{1}{SNR}, \quad (2.2)$$

gdzie D jest aperturą teleskopu w metrach, λ długością fali w metrach, a SNR jest stosunkiem sygnału do szumu dla danej gwiazdy (Lindegren, 1978). Szum fotonowy jest podstawowym źródłem błędów w wyznaczaniu położenia centrum obrazu gwiazdy na obrazku CCD. Dopasowanie PSF opiera się na różnicach zliczeń między pikselami sąsiadującymi z najjaśniejszym, w którym spodziewamy się znaleźć środek gwiazdy⁷. Załóżmy przypadek jednowymiarowy. Niech x_i oznacza położenie najjaśniejszego piksela. Gdy wartości zliczeń w odpowiadających sobie, przeciwległych pikselach x_{i-1} i x_{i+1} są równe, to możemy wnioskować, że centrum gwiazdy leży w połowie szerokości piksela x_i . Gdy natomiast w x_{i-1} jest więcej zliczeń, niż w x_{i+1} , to spodziewamy się przesunięcia centrum gwiazdy w stronę x_{i-1} (w lewo). Szum fotonowy wprowadza niepewność do zliczeń w poszczególnych pikselach, a więc bezpośrednio wpływa na wyznaczone położenie obrazu gwiazdy. Największe błędy występują oczywiście dla gwiazd słabych (niedoświetlonych), dla których SNR jest niski.

Przyczynę systematyczną do szumu instrumentalnego, można określić zależnością (Pravdo & Shaklan, 1996):

$$\sigma_{sys} = \sqrt{\sigma_{CCD}^2 + \sigma_{OP}^2}. \quad (2.3)$$

⁷Oczywiście każdy piksel matrycy ma swoją skończoną szerokość.

Jego źródłem są np. (Sozzetti, 2005): niejednorodność w oświetleniu matrycy, straty podczas transferu ładunku, odstępstwa od liniowości detektora (σ_{CCD}), aberracje optyczne, dystorsja pola, pikselizacja, niedoskonałości optyki (σ_{OP}). Ponieważ jest to przyczynek systematyczny, daje się on oszacować i zredukować, jeśli mamy dostateczną ilość dobrych danych. Poza tym w wielu przypadkach jest on znacznie mniejszy niż inne czynniki i nie wnosi znaczącego wkładu do ogólnej niepewności pomiaru. Na dużych teleskopach, klasy 5-10 metrowej, σ_{OP} daje wartości co najwyżej $\sim 10\mu as$ (Pravdo & Shaklan, 1996) co jest nawet o 2 rzędy wielkości liczbą mniejszą niż poziom szumu związanego z efektami atmosferycznymi. Technologiczny postęp w wytwarzaniu matryc CCD doprowadził do redukcji czynnika σ_{CCD} do poziomu $\sim 5\mu as$ (Sozzetti, 2005).

2.4.2 Szum atmosferyczny

Atmosfera ziemską wpływa w dwojaki sposób na obserwacje astrometryczne. Turbulentne elementy atmosfery, mające różne rozmiary, gęstości i temperatury, w przypadkowy sposób załamują front fali światła obiektu, co objawia się przez zjawisko seeingu – powstanie obrazu rozmytego, szerokiego (w sensie rozmiaru na matrycy) i wymagającego dłuższego czasu naświetlania, jeśli chcemy uzyskać dobry SNR . Dodatkowo obraz ten nie jest statyczny, lecz porusza się w chaotyczny sposób po detektorze (Glass, 1999).

Dla separacji obiektów w zakresie $10' - 30'$ wpływ czynnika przypadkowego jest niezależny od apertury teleskopu i słabo zależny od samej separacji obiektów (Sozzetti, 2005). W przypadku mniejszych odległości, uogólniona formuła pozwalająca oszacować ten wpływ ma postać:

$$\sigma_{atm} \simeq D^{-k/2+1/3} \theta^{k\mu/2} t^{-1/2} \quad (2.4)$$

$$k = \sqrt{8N_r + 1} - 1,$$

gdzie θ jest separacją kątową między gwiazdą badaną a gwiazdą odniesienia, t jest czasem integracji, a N_r jest ilością gwiazd odniesienia (Lazorenko & Lazorenko, 2004). Parametr $\mu \leq 1$ zależy od k i gęstości gwiazd na obrazku CCD. Warto dodać, że skutki turbulencji atmosferycznych są o wiele słabsze w podczerwieni (IR) niż w paśmie widzialnym. Poza tym, są znacznie zredukowane przy obserwacjach z użyciem AO. Obecność tej niepewności przejawia się w pomiarach położenia gwiazdy na obrazie CCD. Razem z szumem instrumentalnym powoduje rozrzut mierzonego położenia między dwiema sąsiednimi ekspozycjami wykonanymi jednej nocy. Przy uśrednianiu obserwacji z jednej nocy powoduje zwiększenie niepewności ostatecznego wyniku.

Atmosfera wprowadza też efekt refrakcji chromatycznej (*Differential Chromatic Refraction* – DCR). Jest to efekt systematyczny, polegający na pozornym przesunięciu obserwowanego położenia obiektu na sferze niebieskiej w kierunku zenitu. Niektórzy autorzy uważają, że jest to efekt bardzo znaczny, trudny do oszacowania i w praktyce uniemożliwia osiągnięcie dokładności lepszych niż milisekunda łuku (np. Sozzetti, 2005). Inni zaś podają dokładne formuły umożliwiające jego wyznaczenie (np. Roe, 2002). Wartość przesunięcia w wysokości zenitalnej zależy od długości fali, czynników pogodowych (ciśnienie powietrza, temperatura, zawartość pary wodnej) a nawet od niesferyczności Ziemi (Roe, 2002;

Gubler & Tytler, 1998). Praktyka pokazuje, że poprawka na DCR jest rzeczywiście duża, ale nie wpływa znacząco na zmianę separacji między dwiema gwiazdami znajdującymi się na jednym obrazie CCD. Niemniej powinna być uwzględniana przy bardzo dokładnych pomiarach.

2.4.3 Szum astrofizyczny

Jego źródłem są warunki fizyczne panujące w otoczeniu gwiazdy lub w niej samej. Jeśli taki szum istnieje, to jest on praktycznie niemożliwy do oszacowania i zredukowania. Perturbacje tego typu mogą być wywołane obecnością niewidocznego towarzysza gwiazdowego (lub planetarnego) wokół gwiazdy badanej lub gwiazdy odniesienia. Innym przykładem może być obecność niejednorodnego dysku okołogwiazdowego. Różnego rodzaju niejednorodności rozkładu temperatury na powierzchni obserwowanej gwiazdy czy też występowanie plam i rozbłysków, powoduje przesunięcie „środką jasności”, które także może zafałszować pomiar położenia gwiazdy na obrazku CCD.

2.5 Astrometria układów podwójnych

Badania astrometryczne układów podwójnych i wielokrotnych różnią się znacznie od badań gwiazd pojedynczych. Zagadnienie dotyczy właściwie układów wizualnie podwójnych. Jeśli układ jest nierozdzielony, to widziany jest na obrazie CCD jako jedna gwiazda. Jego podwójny charakter przejawia się albo w obserwacjach spektroskopowych, albo poprzez perturbacje położenia fotocentrum.

2.5.1 Odległość i jasność

Fizyczne odległości między składnikami układu podwójnego – od kilku do kilkuset AU – powodują, że tylko najbliższe takie układy obserwujemy jako wizualnie rozdzielone⁸, a takich obiektów jest stosunkowo mało. Z kolei bliskość gwiazdy implikuje jej relatywnie dużą jasność. To może być problemem w sytuacji, gdy składniki układu różnią się od siebie jasnością. Przykładem jest układ potrójny GJ 569, gdzie gwiazda typu M2.5 V obieganą jest przez parę brązowych karłów (Lane et al. 2001). Aby móc zarejestrować dobrej jakości obraz składnika wtórnego, należy ustawić długi czas naświetlania. Wówczas obraz składnika głównego może okazać się prześwietlony. Obrazy prześwietlone, a nawet takie, w których ilość padających na piksel fotonów wybiega poza zakres liniowości detektora, są w astrometrii praktycznie nieprzydatne. Z kolei, gdy ustawimy czas integracji odpowiednio mały, aby nie saturować składnika głównego, może się okazać, że składnik wtórny jest zbyt słaby i nie ma dużego SNR . Pomiaru położenia takich gwiazd obarczone są dużą niepewnością.

W przypadku, gdy oba składniki mają podobną jasność, może się okazać, że są zbyt jasne, aby na obrazku mogły być zarejestrowane gwiazdy tła.

⁸Decyduje o tym zdolność rozdzielcza danego teleskopu $\sim 1.22\lambda/D$.



Rysunek 2.3: Obraz układu potrójnego GJ 569. Dominujący jasnością składnik główny jest prześwietlony (biały środek). Dobrej jakości astrometrię względną można wykonać dla komponentów składnika wtórnego.

2.5.2 Pole widzenia

Zagadnienie to zostało już wspomniane w punkcie 1.2.7. Z powodu bliskości składników układu, możemy prowadzić obserwacje bardzo małego pola. Fakt ten ma kilka zalet. Po pierwsze, obrazy gwiazd zajmują trochę większą powierzchnię detektora, co polepsza dokładność wyznaczenia ich położenia (w pikselach). Po drugie, ze względu na zmniejszony czynnik $plsc$ dokładność wyznaczenia odległości na obrazie przekłada się na większą dokładność wyznaczenia odległości kątowej, zgodnie z zależnością (1.3). Wreszcie, przy bardzo małych polach znikomy wpływ na dokładność pomiarów mają dyfrakcja chromatyczna, aberracja i dystorsja pola (Pravdo & Shaklan, 1996). Innymi słowy, czynnik $plsc$ zmienia się bardzo nieznacznie w obrębie pola widzenia, co oznacza, że zależność (1.3) może być traktowana jak ścisła.

Jednakże w małym polu mieści się mniej gwiazd odniesienia. Prowadzi to często do sytuacji, w której na obrazie CCD widoczny jest tylko układ podwójny. Wówczas dysponujemy jedynie jedną gwiazdą odniesienia. Warto w tym miejscu przypomnieć, że dokładność pomiarów rośnie z liczbą gwiazd odniesienia N_r jak $\sqrt{N_r}$.

2.5.3 Dane astrometryczne

W obserwacjach układów podwójnych ciąg czasowy $\Sigma(t)$ (2.1) przyjmuje inną postać. Wynika to z faktu, że badamy położenie jednego składnika względem drugiego, i nie musimy sprowadzać wyników do bezwzględnego układu odniesienia (α, δ) . Przede wszystkim nie jest wymagane wcześniejsze sprowadzenie obserwacji do barycentrum Układu Słonecznego. W oczywisty sposób z relacji (2.1) odpada stała c i ruch własny μt . Również człon paralaksy $P \sin(2\pi t)$ można pominąć, ze względu na małą separację kątową składników (rzędu sekund łuku). Automatycznie powoduje to zredukowanie modelu obserwacji o 5 parametrów astrometrycznych. Jednak dopisać należy człon, określający położenie składnika wtórnego względem głównego (lub odwrotnie, w zależności, którą gwiazdę potraktujemy jako referencyjną). Dla układu podwójnego, szereg $\Sigma(t)$ przyjmuje zatem postać:

$$\Sigma(t) = \left(\frac{\alpha_P}{2}\right) \sin\left(2\pi\frac{t}{T_P} + \phi_P\right) + r_S(t) + \sigma_0 \quad (2.5)$$

Wielkości z indeksem P odnoszą się do ruchu orbitalnego planety (typu satelitarnego), $r_S(t)$ oznacza tutaj składową odległości między gwiazdami, wynikającą z ruchu orbitalnego. Zakładamy tutaj, że planeta oddziałuje jedynie na gwiazdę wokół której krąży, a oddziaływanie to jest zaburzeniem, małym w porównaniu z oddziaływaniem keplerowskim między gwiazdami⁹. Model dla powyższej formuły powinien zawierać dodatkowe parametry związane z orbitą gwiazdy badanej. Niemniej wcześniejsze pomiary mogą stanowić bardzo dobre pierwsze przybliżenie.

Postać szeregu (2.5) zakłada ponadto kołową orbitę planety. Dodatkowo nie mówi nam, wokół której konkretnie gwiazdy spodziewamy się planetę znaleźć. Aby to wywnioskować, potrzebne są pomiary względem trzeciej gwiazdy (np. gwiazdy pola) lub pomiary spektroskopowe prędkości radialnych.

2.6 Metody interferometryczne

Precyzja astrometrii CCD zawsze będzie ograniczana przez skończone rozmiary apertury. W przypadku układów podwójnych, nie jest możliwe rozróżnienie składników bliższych niż $\sim 1.22\lambda/D$. Również osiągalna dokładność pomiarów jest ograniczona. Problem ten można ominąć, prowadząc obserwacje interferometryczne. Astrometryczne obserwacje układów podwójnych prowadzone były m.in. na instrumencie *Mark III* (np. Hummel, 1994), oraz na *Palomar Testbed Interferometer* – PTI (Lane & Muterspaugh, 2003).

2.6.1 Obserwacje interferometryczne

Zdolność rozdzielcza interferometru jest zależna od długości najdłuższej bazy B , czyli odległości między dwoma najdalszymi aperturami, jak $1.22\lambda/B$ (Sozzetti, 2005). Dokładność

⁹Zakładamy, że masa planety jest znikoma w porównaniu z masami gwiazd. Może to nie być spełnione w przypadku bardzo masywnych planet ($\sim 10M_J$) krążących wokół małomaszynych gwiazd, np. brązowych karłów.

pomiaru astrometrycznego σ_0 jest proporcjonalna do B^{-1} . Sam szum fotonowy σ_{ph} wnosi przyczynek zależny od bazy jak B^{-1} a szum atmosferyczny, jak $B^{-2/3}$ (Lane & Muterspaugh, 2003). W przypadku instrumentu PTI ($B = 110 m$), przy obserwacjach układów podwójnych o separacji $0.25''$, możliwe jest osiągnięcie precyzji na poziomie rzędu $10\mu as$ (Lane & Muterspaugh, 2003). Nic więc dziwnego, że z interferometrią wiązana jest przyszłość astrometrii i poszukiwania planet. Tego typu obserwacje będzie prowadzić np. satelita *SIM* (*Space Interferometry Mission*).

Obserwacje interferometryczne polegają na rejestrowaniu efektów nakładania się światła zbieranego przez różne apertury. Światło pochodzące z jednego obiektu, pada na różne apertury po przebyciu różnych dróg. Różnica dróg optycznych może zostać zniwelowana w czasie przeniesienia światła z apertur do detektora. Uzyskuje się to przez zmienianie długości drogi, jaką światło musi przebyć, na tzw. liniach zapóźnieniowych, czyli układach lusterek mogących zmieniać swoje położenie, zwiększając w ten sposób długość drogi optycznej.

Na detektorze obserwujemy charakterystyczne wzory interferencyjne, zwane fringami (ang. *fringes*). Są one efektem konstruktywnej i destruktywnej interferencji fal świetlnych, na różnych drogach optycznych. Warunkiem koniecznym powstania interferencji jest koherencja dwóch fal świetlnych, czyli ich zgodność w częstotliwości i fazie. Dla obserwacji na centralnej długości fali λ , w paśmie o szerokości $\Delta\lambda$ wzór interferencyjny powstaje gdy różnica dróg optycznych jest mniejsza niż długość koherencji $\Lambda = \lambda^2/\Delta\lambda$. Szerokość fringów jest ograniczona i zależna od $\Delta\lambda$ – im mniejsze pasmo, tym węższe fringi (Muterspaugh, 2005).

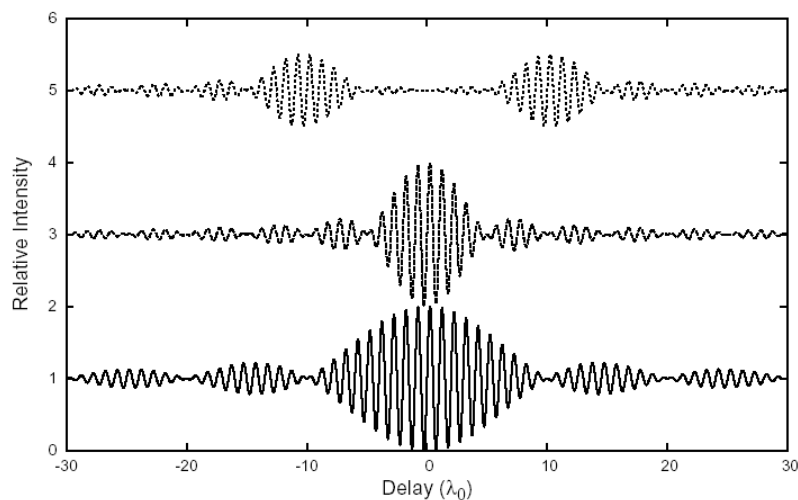
Pozycja fringów na detektorze jest związana z pozycją obiektu i geometrią interferometru przez zależność:

$$d = \vec{B} \cdot \vec{S} + \delta_a(\vec{S}, t) + c, \quad (2.6)$$

gdzie d jest zapóźnieniem – długością dodatkowej drogi optycznej, jaką trzeba wprowadzić, aby uzyskać wzmocnienie, \vec{B} jest wektorem łączącym apertury, \vec{S} jest wektorem jednostkowym w kierunku na obiekt, c jest stałą, charakterystyczną dla danego instrumentu, a czynnik δ_a (wyraz często w literaturze pomijany, np. Shao & Colavita, 1992) jest związany z dodatkową drogą optyczną wprowadzaną przez atmosferę (Muterspaugh, 2005). Położenie fringów zależne jest właśnie od d . Aby na interferometrze o bazie $\sim 100 m$ uzyskać precyzję pomiarów astrometrycznych na poziomie $10\mu as$ wymagana jest znajomość d z dokładnością rzędu $5 nm$, oraz zminimalizowanie wpływu turbulencji atmosferycznych.

2.6.2 Astrometria interferencyjna

Światło z dwóch gwiazd widocznych blisko siebie, bądź to składników układu podwójnego, bądź niezwiązanych ze sobą, przychodzi do nas z dwóch różnych kierunków. Implikuje to wprowadzenie różnych zapóźnień dla każdej gwiazdy. Jest to możliwe do wykonania, gdy obserwowane pole zostanie podzielone, a światło każdej z gwiazd przejdzie przez inaczej ustawione linie zapóźniające. Na przykład w instrumencie PTI, na jednym z ramion działa linia zapóźniająca wspólna dla obu obrazów (tzw. długa), na drugim zaś działa tylko krótka linia zapóźniająca, dla obrazu jednej gwiazdy (Colavita et al. 1999). Dla każdej z gwiazd inna jest wartość d , a więc i położenie wzorów interferencyjnych będzie różne. Dostajemy na



Rysunek 2.4: Obraz prążków interferencyjnych układu podwójnego (góra) i gwiazdy pojedynczej (środek, dół), dla dwóch różnych szerokości pasma (Muterspaugh, 2005).

detektorze jakby podwójny obraz interferencyjny. Astrometryczną obserwacją jest separacja między fringami, którą można przeliczyć na separację kątową na niebie.

Z punktu widzenia dokładności ważna jest koherencja fal, a szczególnie możliwość zredukowania destruktywnego wpływu atmosfery. Turbulentne elementy atmosfery wprowadzają niespójność w fazie, tym większą im większa jest separacja gwiazd na niebie i dłuższy jest czas obserwacji. Obszar na niebie, wewnątrz którego możemy zaburzenia frontu falowego traktować jako identyczne, nazywamy *obszarem izoplanatycznym*, a kąt pod jakim jest widziany *kątem izoplanatycznym*¹⁰ (Glass, 1999). Kąt ten jest kilkakrotnie większy w podczerwieni niż, w paśmie widzialnym (Glass, 1999).

Jaśniejsza z gwiazd daje lepszy stosunek sygnału do szumu, co pozwala na łatwiejsze znalezienie jej prążków interferencyjnych. Jeśli gwiazda słabsza (lub więcej gwiazd) znajduje się w tym samym obszarze izoplanatycznym, to światło gwiazdy jasnieszszej może zostać wykorzystane do odzyskania informacji o zaburzeniu frontu fali (Shao & Colavita, 1992), co pozwala na wydłużenie skali czasowej, w której fale są koherentne, a przez to zwiększa czułość instrumentu¹¹ (Colavita et al. 1999). Takie postępowanie, wraz z zastosowaniem optyki adaptacyjnej, pozwala na ustabilizowanie obrazu fringu na detektorze, a co za tym idzie na zmniejszenie niepewności związanych z wpływem atmosfery o 2-3 rzędy wielkości (Lane & Muterspaugh, 2003; Muterspaugh, 2005).

¹⁰Z angielskiego: *isoplanatic angle*.

¹¹Metoda ta nosi angielską nazwę *phase referencing*.

Rozdział 3

Obserwacje

Niniejsza praca opiera się na obserwacjach CCD układów podwójnych przeprowadzonych w ciągu dziesięciu nocy na 5 metrowym teleskopie Hale’a w obserwatorium na Mount Palomar oraz jednej nocy obserwacji na 10 metrowym teleskopie Keck II zainstalowanym na Mauna Kea na Hawajach. Obserwacje przeprowadzone zostały w latach 2001-2002. Oba instrumenty pracowały w zakresie bliskiej podczerwieni i korzystały z systemów optyki adapttywnej (AO) w celu zniwelowania niekorzystnego wpływu turbulentnej atmosfery.

3.1 Optyka Adaptacyjna (AO)

Podrozdział ten napisany został głównie na podstawie wykładów kursowych z Graduate Level Course 2003, prowadzonych w Centrum Optyki Adaptacyjnej (CfAO) przez Claire Max¹. Inne źródła zostały wyszczególnione.

3.1.1 Teoria

W idealnym przypadku źródło punktowe, jakim jest gwiazda, powinno być widoczne na detektorze teleskopu w postaci tzw. *dysku Airy’ego*. Dysk ten jest to seria prążków dyfrakcyjnych, powstających w wyniku przejścia fali płaskiej przez kołową (w ogólności eliptyczną) aperturę. Natężenie oświetlenia detektora w funkcji odległości od centrum dysku r zmienia się jak:

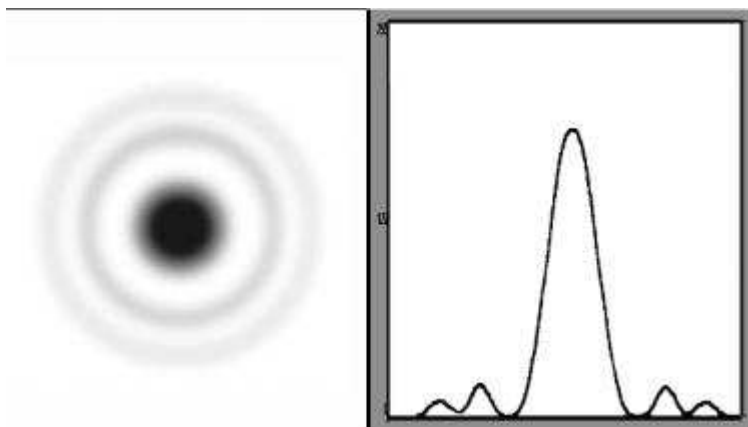
$$I(r) \propto \left[\frac{J_1(kar)}{kar} \right]^2,$$

gdzie $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ jest liczbą falową, a jest promieniem apertury, $J_1(x)$ jest funkcją Bessel’a pierwszego rodzaju². Pierwsze miejsce zerowe dysku Airy’ego wypada dla $x_1 = ka \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \theta = \frac{\pi}{\lambda} D \sin \theta \simeq 3.83166$. D oznacza średnicę apertury a θ zdolność rozdzielczą, którą możemy obliczyć:

$$\theta \simeq \sin \theta = \frac{3.83166\lambda}{\pi D} = \frac{1.21967\lambda}{D} \quad (3.1)$$

¹<http://www.ucolick.org/~max/289C/>

²<http://scienceworld.wolfram.com/>



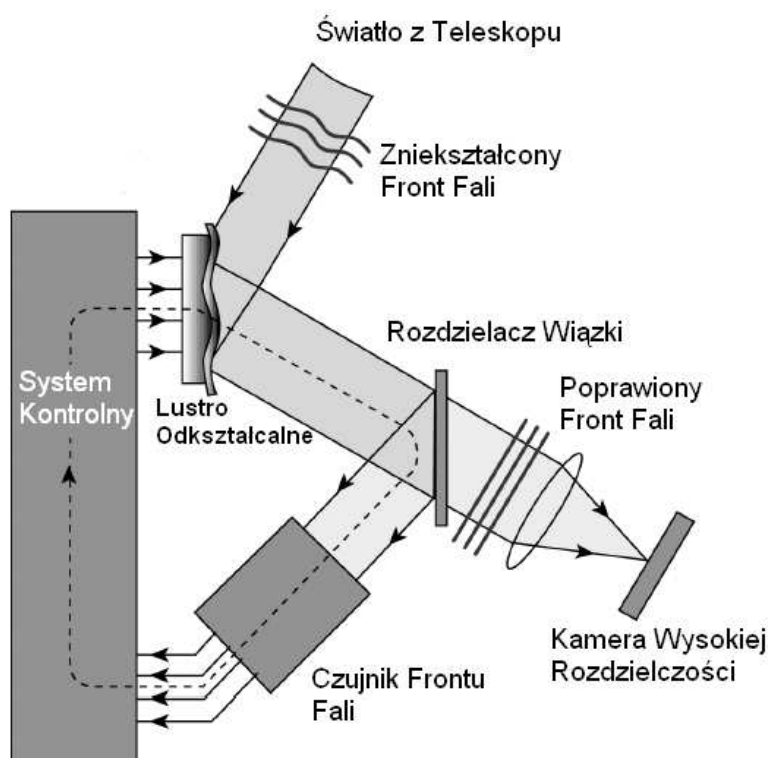
Rysunek 3.1: Dysk Airy'ego – obraz na matrycy i rozkład jasności w funkcji odległości od centrum.

Dysk Airy'ego jest funkcją rozrzutu punktu (PSF) dla idealnego teleskopu. Jego szerokość połówkowa ($FWHM^3$) jest rzędu λ/D i określa dyfrakcyjny limit na rozmiar obrazu źródła punktowego w detektorze. Dla $\lambda = 1\mu m$, $D = 10m$ otrzymujemy wartość $0.02''$. Jest to wielkość obrazu gwiazdy, jaki obserwowałby teleskop w idealnych warunkach. Centralna część dysku Airy'ego może być bardzo dobrze przybliżona profilem Gaussa ($I(r) \propto [-r^2/2\sigma^2]$), którego $\sigma \simeq 0.44FWHM$ dysku.

Niestety idealne warunki w obserwacjach naziemnych się nie zdarzają ze względu na obecność atmosfery. Składa się ona z wielu elementów, z których każdy może mieć inną temperaturę i gęstość, a więc inny współczynnik załamania. Front fali płaskiej, po przejściu przez atmosferę jest zaburzony w chaotyczny sposób. Fronty falowe nie są już płaszczyznami, lecz nieregularnymi powierzchniami, których odchylenia od powierzchni płaskiej są rzędu mikrometrów. Dodatkowe zniekształcenia wprowadza sama konstrukcja teleskopu. Na zdjęciu wykonanym z krótkim czasem naświetlania obraz gwiazdy jest zbiorem nieregularnie rozłożonych plamek, z których każda ma rozmiar limitu dyfrakcyjnego (Rys. 3.3). Ułożenie plamek zmienia się bardzo szybko w sposób chaotyczny, skutkiem czego jest rozmycie obrazu gwiazdy przy długim czasie integracji oraz chaotyczny ruch centroidu obrazu. Zjawisko to nazywamy *seeingiem*.

Kształt samego zaburzenia frontu fali (lokalnie) przybliża się tzw. *wielomianami Zernickego* różnych rzędów. Funkcje te są do siebie ortogonalne i opisują dwuwymiarowe powierzchnie. Najprostszy z nich – rzędu 0, tzw. „tłok” (ang: *piston*) – odpowiada przesunięciu frontu w fazie ale przy zachowaniu płaskości i prostopadłości do kierunku propagacji. Wielomiany rzędu 1 – tzw. *tip-tilt* – odpowiadają ustawieniu płaszczyzny frontu pod pewnym kątem do płaszczyzny frontu niezmiennego. Wyższe rzędy wielomianów Zernickego wprowadzają krzywizny powierzchni. Mogą odpowiadać takim deformacjom frontu fali, jak np. astygmatyzm czy koma.

³Z angielskiego *Full Width at Half-Maximum* – odległość między punktami, w których natężenie jest równe połowie natężenia maksymalnego.



Rysunek 3.2: Schemat budowy systemu optyki adaptacyjnej.

Zaburzony front fali możemy podzielić na obszary wewnątrz których fala pozostaje koherentna⁴. Rozmiar tych obszarów – r_0 – nazywany jest *długością koherencji* lub *parametrem Frieda*. Zależy od długości fali jak $\lambda^{6/5}$ (Glass, 1999), co oznacza w praktyce, że front fali zachowuje swoją spójność na kilkukrotnie większym obszarze w podczerwieni niż w paśmie widzialnym. Typowe wartości r_0 są rzędu kilkunastu (pasmo widzialne), kilkudziesięciu (podczerwień) centymetrów (Glass, 1999). Obszar taki działa podobnie jak pojedyncza apertura, w tym sensie, że ogranicza zdolność rozdzielczą teleskopu do $1.22\lambda/r_0$, a więc zwiększa rzeczywistą szerokość połówkową obrazu gwiazdy, typowo do wartości rzędu sekund łuku. Dla teleskopu o średnicy $D = r_0$ dyfrakcyjny obraz gwiazdy miałby taką samą wielkość jak obraz „skażony” seeingiem. Oznacza to, że z powodu wpływu atmosfery największe teleskopy mają taką samą zdolność rozdzielczą co instrumenty o aperturach nie przekraczających metra (w podczerwieni) a nawet kilkunastu centymetrów (w paśmie widzialnym).

3.1.2 Systemy AO

Systemy optyki adaptacyjnej powstały, aby korygować zniekształcony front fali, redukować seeing i uzyskiwać obrazy gwiazd, których wielkość ogranicza tylko dyfrakcja, a ich PSF jest

⁴Na takim obszarze różnice w fazie frontu falowego są mniejsze niż 1 rad .

zbliżony do dysku Airy’ego. Korekcja frontu fali wykonywana jest w skali czasowej krótszej, niż skala czasowa zmian zaburzenia, która jest proporcjonalna do parametru Frieda (Glass, 1999). Typowo około 100-1000 razy w ciągu sekundy. Samej poprawy frontu dokonuje się za pomocą lustra, którego powierzchnię można bardzo szybko odkształcać. Najważniejszym elementem systemu jest czujnik fali, który mierzy odkształcenia frontu i podaje tę wiadomość do komputera, który oblicza jak lustro systemu ma być zdeformowane. Cały system optyki adaptatywnej montowany jest *za* zwierciadłem głównym teleskopu⁵. Schemat ideowy systemu AO przedstawiony jest na Rysunku 3.2.

W skład systemu AO wchodzi także często laser dużej mocy, którego zadaniem jest pobudzenie do świecenia atomów sodu w górnych warstwach atmosfery, na wysokości około 100 km. Pobudzone atomy wyświecają energię w liniach 589.6 i 589.2 nm. Daje to efekt powstania jasnej sztucznej gwiazdy (*guide star*), której światło jest wykorzystywane do analizy i korekcji frontu fali. Optyka adaptacyjna wymaga wykorzystania gwiazd odniesienia, mających odpowiednio duży stosunek sygnału do szumu. Takich naturalnych obiektów jest na niebie tak mało, że pozwalają one na pokrycie obserwacjami jedynie około 5% całego nieba. Niewątpliwą zaletą sztucznej gwiazdy jest możliwość stworzenia jej w pobliżu dowolnego interesującego nas obiektu. Jednak korekcja w oparciu o sztuczną gwiazdę daje nieznacznie gorsze wyniki, niż w oparciu o naturalny obiekt.

3.1.3 Obraz gwiazdy

O tym jak skutecznie działa optyka adaptacyjna, można się przekonać na Rys. 3.3. Pokazany jest obraz gwiazdy rozmyty przez seeing po długim czasie integracji, zbiór „plamek” po krótkim czasie integracji oraz obraz poprawiony przez AO. Oprócz *FWHM* obrazu zmieniło się także natężenie w jego centrum. Optyka adaptacyjna potrafi zwiększyć pozorną jasność obrazu w jego centrum kilkadziesiąt razy, przez co pozwala na znaczne skrócenie czasu integracji.

Rzeczywisty PSF gwiazdy po korekcji jest złożeniem dwóch dysków Airy’ego: *rdzenia* o rozmiarach $\sim \lambda/D$ i *halo* o rozmiarach $\sim \lambda/r_0$. Pierwszy jest tym co traktujemy jak skorygowany obraz gwiazdy, drugi odpowiada rozmyciu przez atmosferę. Jeśli system AO działa dobrze, większość energii skupiana jest w rdzeniu. Im gorsza korekcja tym więcej energii rozprasza się w halo. Stosunek rdzenia do halo zmienia się w ciągu nocy. Na obrazach rdzeń zajmuje kilka do kilkunastu pikseli. Zależy to oczywiście od średnicy teleskopu, długości fali i czynnika skalującego *plsc* (wspominanego w Rozdziale 2). Halo (a więc obraz niepoprawiony) rozciąga się na kilkadziesiąt do kilkuset pikseli.

Praktyczną miarą skuteczności działania AO jest tzw. *strehl*, a raczej *parametr* lub *stosunek Strehla* (ang: *Strehl ratio*). Jest to stosunek maksimum natężenia obrazu rzeczywistego do maksimum natężenia obrazu idealnego. Bez korekcji *strehl* rzadko osiąga wartości powyżej 0.1, natomiast po korekcji jest z reguły na poziomie 0.5 – 0.7.

⁵Systemy AO można także montować przy teleskopach soczewkowych.



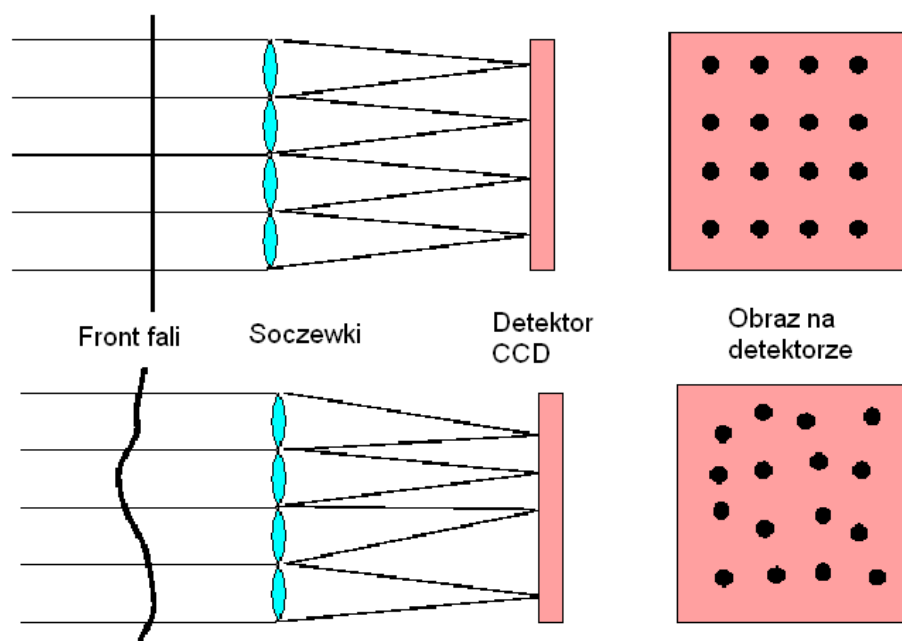
Rysunek 3.3: Obraz gwiazdy zniekształcony wpływem atmosfery dla długiego (lewo) i krótkiego (środek) czasu integracji. Po prawej obraz poprawiony przez system AO (*Center for Adaptive Optics*).

3.1.4 Czujniki frontu fali

Czujnik frontu fali musi być tak skonstruowany, aby wykrywać zniekształcenia na poziomie mikronów w czasie rzędu milisekund. Światło padające na czujnik jest dzielone przez subapertury i kierowane na szybki detektor. Rozmiary subapertur (przeważnie soczewek) są tak dobrane, aby „widziały” pole o średnicy r_0 . Ze względu na sposób detekcji zaburzenia frontu fali wyróżnia się kilka typów czujników.

Ideowo najprostszym i najbardziej rozpowszechnionym typem czujników są czujniki Shacka–Hartmana. Subaperturami są regularnie rozłożone soczewki o takiej samej ogniskowej i średnicach rzędu setek mikrometrów. W płaszczyźnie ogniskowej znajduje się szybka kamera CCD. Jeżeli na matrycę soczewek pada fala idealnie płaska, to na obrazie CCD dostaniemy regularny układ kropek. Każde zaburzenie frontu fali wprowadza nieregularności w tym obrazie (Rys. 3.4). Pojedyncza kropka powinna padać przynajmniej na kwadratowy obszar 4 pikseli. Pozycję i ruch kropki wyznacza się na podstawie zliczeń w tych pikselach. Sensory Shacka-Hartmana mają przeważnie więcej niż inne stopni swobody, tzn. pozwalają wyznaczać bardziej skomplikowane zaburzenia, ale wymagają jaśniejszych gwiazd odniesienia (do ok 13 magnitudo). Wykorzystują je systemy AO na takich teleskopach jak VLT, Keck, Hale czy Lick (pierwszy na świecie system AO).

Innym popularnym typem sensorów są tzw. *czujniki krzywiznowe*. W tym typie sensorów zamontowany jest wibrujący element, który cyklicznie zmienia ogniskową układu tak, aby wypadła na zmianę przed i za detektorem (w takiej samej odległości). Częstotliwość wibracji jest na poziomie 2 kHz. Detektorem jest matryca szybkich fotodiód (1 piksel na subaperturę). Pozwala to na pozbycie się szumów odczytu, przyspieszenie działania AO i znaczne obniżenie kosztów produkcji czujnika. Wyjściowym obrazem jest różnicowy obraz apertury teleskopu, w którym obszary jasne odpowiadają części frontu przyspieszonej w fazie (przychodzącej szybciej), a ciemne – części opóźnionej (przychodzącej później).



Rysunek 3.4: Ideowy schemat działania czujnika Shacka-Hartmana.

W porównaniu z czujnikami Shacka-Hartmana sensory krzywiznowe umożliwiają słabszą korekcję, gdyż posiadają znacznie mniej stopni swobody. Poza tym nowoczesne czułe fotodiody mogą ulec uszkodzeniu, jeśli pada na nie zbyt dużo światła. Mają także nieznacznie mniejszą efektywność kwantową w porównaniu z CCD. Sensory krzywiznowe zamontowane są przy takich teleskopach jak CFHT, Subaru czy Gemini (system *Hokupaa*).

Jest także trzeci typ czujników, nazywanych *czujnikami piramidowymi*. W ognisku układu optycznego znajduje się wierzchołek pryzmatu w kształcie spłaszczonej piramidy o czterech ścianach (stąd nazwa). Kąt wierzchołkowy pryzmatu musi być niewiele mniejszy od 180 stopni. Po przejściu przez pryzmat światło zostaje rozdzielone na 4 wiązki i skierowane przez układ soczewek na detektor CCD. Każda z wiązek odpowiada jednej ćwiartce apertury wyjściowej teleskopu. Dodatkowo pryzmat oscyluje w płaszczyźnie ogniskowej z okresem dużo krótszym niż czas reakcji detektora. Ruch pryzmatu można zastąpić przez oscylacje nachylnego nieznacznie lustro, które będzie kierowało centrum wiązki światła w różne części pryzmatu. Informacje o zaburzeniu frontu fali uzyskuje się na podstawie natężeń przeciwległych wiązek (Ragazzoni, 1996; Esposito & Ricardi, 2001).

Bardzo podobna sytuacja ma miejsce w sensorach Shacka-Hartmana, gdzie jedna wiązka światła z subapertury pada na cztery piksele. Dlatego też takie parametry jak czułość, dokładność czy czas integracji są takie same w obu przypadkach. Zbliżone są również efekty wprowadzane przez szum odczytu i szum fotonowy. Jednakże konstrukcja czujników pirami-

dowych jest prostsza, dlatego stają się one coraz bardziej popularne w obserwatoriach astronomicznych. Pracują już przy takich teleskopach jak 3.5 metrowy teleskop w obserwatorium Calar Alto, czy *Large Binocular Telescope*. Planowane jest także zainstalowanie takich sensorów w teleskopach VLT.

3.1.5 Lustra odkształcalne

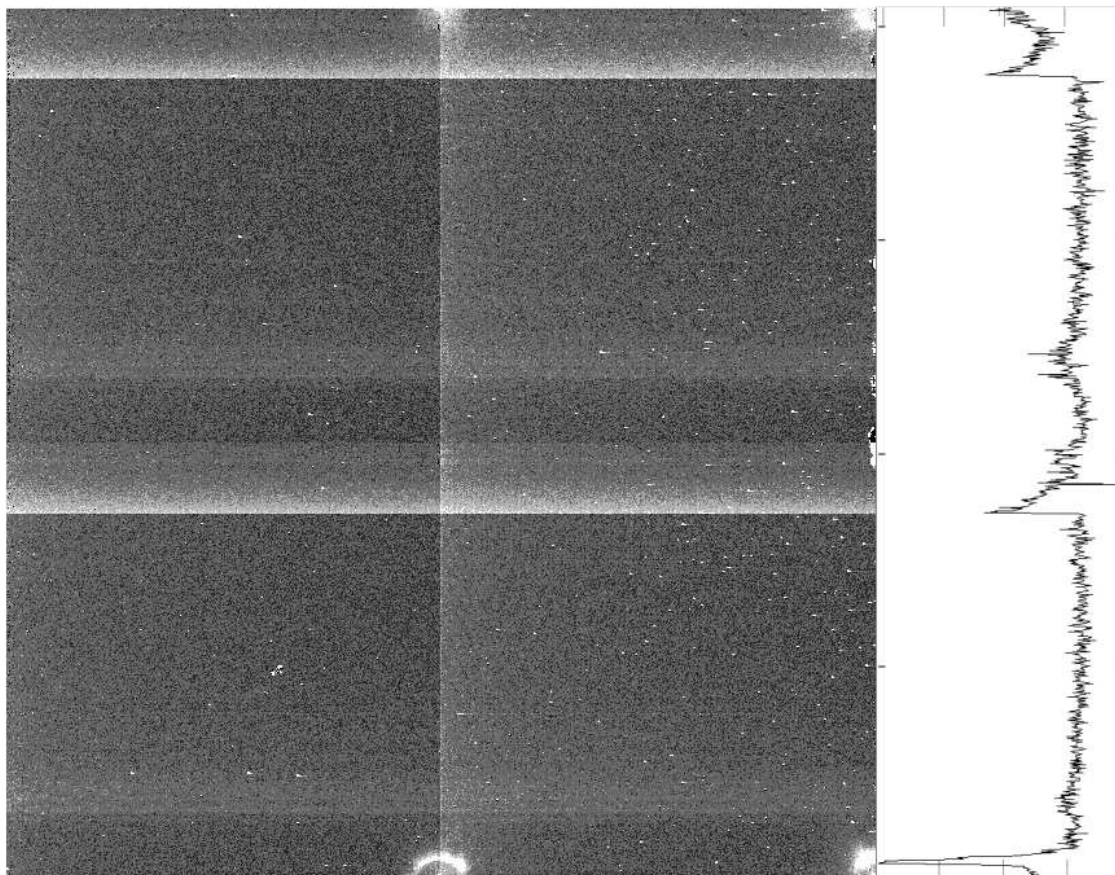
Są to elementy, których zadaniem jest tak odbić zniekształcony front fali, aby po odbiciu był jak najbardziej zbliżony do płaskiego. Efektywny kształt powierzchni takiego lustra musi być dość szybko zmieniany w czasie. Podobnie jak w czujnikach frontu, powierzchnię lustra można podzielić na obszary, z których każdy będzie korygował inną część frontu. Zakres zmienności w zastosowaniach astronomicznych to około 10 mikronów (w czasie milisekund). Za zmianę kształtu odpowiedzialne są zazwyczaj siłowniki przytwierdzone od spodu powierzchni odbijającej. Zbudowane są z materiałów zmieniających swoje wymiary pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego lub magnetycznego. Muszą być przymocowane sztywno i nie wydzielać za dużo ciepła podczas pracy.

Najłatwiej jest podzielić lustro na osobne, ruchome segmenty. Każdy z takich segmentów wsparty jest na jednym lub trzech siłownikach, co pozwala mu na przesuwanie się w kierunku prostopadłym do uśrednionej „powierzchni” lustra i ewentualnie ustawianie pod kątem do niej. Odpowiada to kompensacji zaburzeń frontu opisywanych wielomianami Zernickego 0 i 1 rzędu. Jest to korekcja wystarczająca, jeśli poszczególne segmenty „widzą” pole o rozmiarach nie mniejszych niż kąt izoplanatyczny (obszary rzędu parametru Frieda).

Innym rozwiązaniem jest zastosowanie cienkiej warstwy odbijającej o ciągłym charakterze (tzw. *rubber mirrors* – „gumowe lustra”)⁶. Plastyczność takiej powierzchni musi być wystarczająca do lokalnej zmiany jej kształtu pod wpływem działania jednego siłownika. Takie rozwiązanie pozwala na korekcję bardziej skomplikowanych zaburzeń. Podobnie jest w tzw. *lustrach bimorficznych*. Tutaj jako element odbijający działa jedna z dwóch ułożonych równolegle do siebie płytek z materiału piezoelektrycznego. Płytki te połączone są siecią elektrod. Jeśli do jednej z elektrod zostaje podłączone napięcie, to jedna z płytek staje się grubsza a druga cieńsza, co daje efekt zmiany kształtu powierzchni lustra.

W niektórych instrumentach deformowalnym elementem systemu AO jest lustro wtórne teleskopu. Przykładem jest *Multi-Mirror Telescope*, czy uruchomiony niedawno *Large Binocular Telescope*. Brak dodatkowego elementu odbijającego powoduje zwiększenie całkowitego współczynnika odbicia przez co więcej fotonów wpada do kamery. Zmniejsza się też ilość emitowanych fotonów termicznych, co jest ważne dla obserwacji w IR. Niedogodnością jest jednak fakt, że powierzchnia lustra wtórnego musi pozostać w dużym przybliżeniu ciągłą hiperboloidą, co może sprawiać problemy przy kontroli powierzchni odbijającej. Poza tym nie ma przeważnie dodatkowego pierścienia siłowników na brzegach lustra, co obniża skuteczność korekcji. Sama konstrukcja lustra staje się większa, cięższa i bardziej skomplikowana.

⁶Przykładem jest lustro odkształcalne stosowane przy teleskopach Keck.



Rysunek 3.5: Prąd ciemny (*dark*) kamery PHARO wraz z uśrednionym skanem kolumn 520-525. Widać wyraźnie charakterystyczne jasne pasy („zęby” na skanie) – efekt typowy dla detektorów CCD pracujących w podczerwieni.

3.2 CCD dla podczerwieni

Detekcja fotonów o $\lambda \leq 1 \text{ mm}$ ⁷ opiera się o efekt fotoelektryczny. W przypadku detektorów typu CCD, których elementy światłoczułe zbudowane są z materiałów półprzewodnikowych, chodzi o efekt fotoelektryczny wewnętrzny. Elektrony, pod wpływem padających fotonów, wzbudzone są z pasma walencyjnego półprzewodnika, do pasma przewodnictwa, gdzie stają się nośnikami prądu elektrycznego. Możliwe jest to dzięki stosunkowo małej różnicy energii między pasmami. Wartość tej różnicy, nazywanej pasmem wzbronionym, determinuje maksymalną długość fali, na jaką dany materiał może zareagować, tzw. *długość odcięcia*:

$$\lambda_{cut}(\mu\text{m}) = 1.24/E_{gap},$$

⁷Umowna granica między podczerwienią a mikrofalami. Dla większych długości fal skuteczniejsze są „radiowe” metody detekcji, polegające na wprawieniu ładunku w ruch pod wpływem zmiennego pola elektromagnetycznego (Glass, 1999).

gdzie E_{gap} jest szerokością pasma wzbronionego w eV (Glass, 1999). W obserwacjach w paśmie widzialnym stosowane są głównie detektory na bazie krzemu (Si) i germanu (Ge). Te materiały jednak mają dość szerokie pasma wzbronione, przez co odcięcie w długości fali następuje już na (odpowiednio) 1.11 i $1.85\mu m$ (Glass, 1999), co ledwie zahacza o zakres bliskiej podczerwieni.

Do detektorów pracujących w zakresie bliskiej IR stosowane są najczęściej dwa typy matryc:

- HgCdTe (*Hawaii*), $\lambda_{cut} = 2.5\mu m$, stosowane m.in. w instrumentach MOIRC (Subaru), NICMOS (HST) czy PHARO (Hale).
- InSb (*Aladdin*), $\lambda_{cut} = 5.4\mu m$, stosowane m.in. w instrumentach NIRI (Gemini N), NIRC2 (Keck II) czy CRIRES (VLT UT1 *Antu*).

Jeszcze inne materiały stosowane są do budowy matryc pracujących w zakresie średniej i dalekiej podczerwieni. Ponieważ materiały te mają znacznie mniejsze przerwy energetyczne niż krzem czy german, detektory na nich oparte wymagają chłodzenia do niższych temperatur, aby elektrony nie były wzbudzone przez ruchy termiczne. Matryce IR generalnie charakteryzują się mniejszym zakresem liniowości i innym sposobem sczytywania. Odczyt ładunków odbywa się w trakcie ekspozycji, co przejawia się w postaci charakterystycznego kształtu w prądzie ciemnym (Rys. 3.5).

3.3 Instrumentarium

3.3.1 Teleskop Hale’a (Palomarski)

Większość obserwacji na potrzeby tej pracy została wykonana na teleskopie Hale’a, znajdującym się w obserwoatorium na górze Palomar (Kalifornia, USA). Jest to reflektor w systemie Cassegraina, o średnicy lustra głównego 200 cali (ok. 5.1 m). Wyposażony jest w system optyki adaptatywnej PALAO (*PALomar Adaptive Optics*), który jest zamontowany w ognisku wtórnym teleskopu. System ten zawiera odkształcalne lustro o ciągłej powierzchni oraz czujnik frontu fali typu Shacka-Hartmana. Dichroiczne lustro, służące jako rozdzielacz wiązki, przepuszcza promieniowanie o długości fali większej niż $1.05\mu m$, które trafia do instrumentu badawczego. Krótsze fale są odbijane w kierunku czujnika frontu fali⁸.

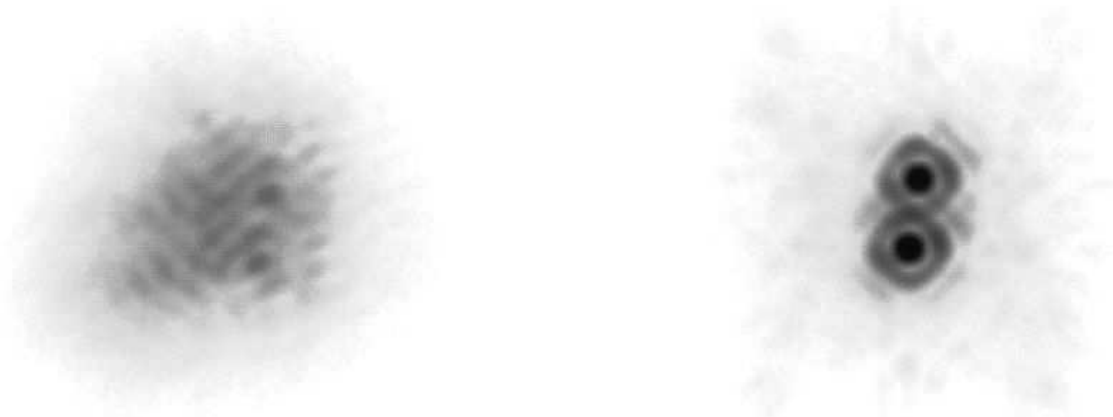
Instrumentem naukowym jest kamera PHARO (*Palomar High Angular Resolution Observer*). Jest to mozaika 4 detektorów typu *Hawaii* 512×512 pikseli każdy. Obrazy CCD wykonywane są w dwóch skalach: 39.91 i 25.10 *mas/pix* (Hayward et al. 2001). Kamera pracuje w zakresie długości fal $1 - 2.5\mu m$. Obserwacje na potrzeby niniejszej pracy prowadzone były w pięciu filtrach: K, K’, Ks (K-short), Br γ i FeII. Dwa ostatnie są filtrami wąskopasmowymi, nastawionymi na linie (kolejno) γ serii Bracketta i zjonizowanego żelaza $1.648\mu m$. Parametry filtrów zestawione są w Tabeli 3.1⁹.

⁸<http://ao.jpl.nasa.gov/Palao/PalaoIndex.html>

⁹<http://astrosun2.astro.cornell.edu/research/projects/PHARO//pharo.html>

Tablica 3.1: Zestawienie podstawowych parametrów filtrów kamery PHARO używanych w obserwacjach do niniejszej pracy.

Filtr	Centralna długość fali [μm]	Szerokość pasma [μm]	Przepuszczalność
K	2.196	0.336	90.4%
K'	2.121	0.351	91.8%
Ks	2.145	0.310	91.8%
Br γ	2.166	0.02	75.0%
FeII	1.648	0.03	65%



Rysunek 3.6: Obraz ciasnego układu podwójnego IW Tau (separacja 0.3"), widzianego w teleskopie palomarskim bez (lewo) i z zastosowaniem optyki adaptacyjnej.

3.3.2 Teleskop Kecka II

Na tym instrumencie obserwacje prowadzone były tylko jednej nocy. Obserwatorium W. M. Kecka ulokowane jest na szczycie góry Mauna Kea na Hawajach (USA). Keck II jest jednym z bliźniaczych teleskopów o efektywnej średnicy lustra 10 m, zbudowanych w systemie optycznym Ritchey-Chretien, na montażu azymutalnym. Lustro główne ma kształt hiperboloidy. Zbudowane jest z 36 sześciokątnych segmentów, położenie których może być w pewnym stopniu zmieniane, aby zachować hiperboliczny kształt lustra¹⁰ (system optyki aktywnej). Wszystkie obserwacje prowadzone są z zastosowaniem optyki adaptacyjnej, od niedawna wykorzystującej światło sztucznej gwiazdy – LSGAO (*Laser Guide Star Adaptive Optics*). System ten wyposażony jest w odkształcalne lustro o ciągłej powierzchni i

¹⁰<http://scikits.com/KFacts.html>

Tablica 3.2: Zestawienie podstawowych parametrów filtrów kamery NIRC2 używanych w obserwacjach do niniejszej pracy.

Filtr	Centralna długość fali [μm]	Szerokość pasma [μm]
J	1.248	0.163
K'	2.124	0.351
K-cont	2.2706	0.0296

czujnik frontu fali typu Shacka-Hartmana¹¹. Używanym do obserwacji instrumentem była kamera NIRC2 (*Near InfraRed Camera 2*). Wyposażona jest w detektor typu *Aladdin* o rozmiarach 1024×1024 piksele, czuły w zakresie $0.9 - 5.3 \mu m$. Kamera wykonuje zdjęcia w trzech trybach: szerokim (39.686 mas/pix), średnim (19.829 mas/pix) i wąskim (9.942 mas/pix). Obserwacje do tej pracy wykonywane były jedynie w trzech filtrach: J, K' oraz K-cont (wąskopasmowy). Podstawowe dane na temat tych filtrów zebrane są w Tabeli 3.2¹².

3.4 Badane obiekty

Zebrane dane obejmują obserwacje w sumie 43 obiektów, głównie układów podwójnych, przeprowadzone w ciągu 11 nocy. W tym, na teleskopie Keck II obserwowanych było 11 obiektów w nocy 04.03.2002. Przeważnie obserwacje były prowadzone noc po nocy, po czym następowała kilkumiesięczna przerwa. Wykonanych zostało łącznie około 30 tysięcy ekspozycji. Statystyki obserwacji badanych obiektów zebrane są w Tabelach 3.3 i 3.4. W tabeli 3.5 zawarte są podstawowe informacje na temat fizycznych własności składników układów.

Do analizy wybranych zostało 12 obiektów z obserwacji palomarskich i 3 z obserwacji hawajskich. W przypadku obserwacji palomarskich kryterium wyboru była ilość pojedynczych ekspozycji danego obiektu i ilość nocy, podczas których obiekt był obserwowany. Układy MWC 1080 i GJ 352 zostały dodane, aby na ich podstawie sprawdzić dokładność astrometryczną teleskopu Hale'a w przypadku małej liczby obserwacji. Wśród badanych obiektów znalazły się także dwa gęstsze pola gwiazdowe w gromadach otwartych NGC 1039 i NGC 6871. Ich analiza ma na celu sprawdzenie jak dokładność tego typu pomiarów zmienia się z ilością gwiazd odniesienia, oraz ewentualne określenie zmienności przyczynków systematycznych w zależności od położenia gwiazdy na matrycy CCD.

W polach tych znajdują się także ciasne (w sensie separacji kątowej) układy podwójne. Możliwe jest zatem przeprowadzenie dla nich astrometrii bezwzględnej, która przy odpowiedniej precyzji, pozwoliłaby na ustalenie masy składników układu i ewentualnych planet. Niestety w przypadku gromady NGC1039 nie zawsze wszystkie interesujące gwiazdy były widoczne.

Ponieważ obserwacje teleskopem Keck II prowadzone były tylko jednej nocy, nie można na

¹¹<http://www2.keck.hawaii.edu/optics/ao/>

¹²<http://www2.keck.hawaii.edu/inst/nirc2/>

ich podstawie określić jak zmienia się dokładność z nocy na noc. Można jedynie przeprowadzić podobną analizę jak dla GJ352 i MWC1080. Zostało to wykonane dla trzech obiektów. Głównym kryterium wyboru była ilość pojedynczych obserwacji i saturacja gwiazd. Ze względu na ten fakt mierzone były tylko położenia składników wtórnych względem siebie, gdyż we wszystkich trzech przypadkach składnik główny był prześwietlony (Rys. 3.7).

Na Rys. 3.7 pokazane są wszystkie badane obiekty. Gwiazdy poddane analizie oznaczone są numerami, zgodnymi z wybraną konwencją. Przyjęte zostało, że numeracja gwiazd rośnie wraz ze współrzędną Y na obrazku. Wyjątkiem są gwiazdy, które widoczne były nie na wszystkich ekspozycjach, jak np. układ podwójny w gromadzie NGC1039 (gwiazdy 4 i 5), oraz obserwacje z Kecka.

Oprócz analizowanych jasnych obiektów, pokazane są też gwiazdy słabsze, za słabe do dobrej analizy, ale zdradzające swoją obecność na zdjęciach. W przypadku NGC1039 i MWC1080 słabe obiekty ukazały się po dodaniu serii zdjęć do siebie. Trzeci obiekt na obrazie podwójnego składnika wtórnego GJ300 stał się wyraźnie widoczny po „wygładzeniu” zdjęcia procedurą *boxcar* w pakiecie IRAF. Składnik A tego układu znajduje się „pod” zdjęciem.

Skala szarości i skala kątowna na obrazkach są zmienne. Obiekty obserwowane teleskopem Keck II pokazane są na końcu. W obserwacjach palomarskich północ jest u góry a wschód po lewej. W obserwacjach z Kecka orientacja jest zmienna ze względu na rotację pola.

3.5 Wykorzystanie obserwacji

Zebrany materiał obserwacyjny został wykorzystany do sprawdzenia astrometrycznych możliwości dwóch dużych teleskopów z systemami optyki adaptatywnej (w szczególności teleskopu Hale’a), mających ogromne znaczenie we współczesnych badaniach astronomicznych. W przypadku teleskopu Palomarskiego przetestowane były możliwości wykorzystania go do różnego rodzaju badań astrometrycznych w małych polach z użyciem obrazowania CCD – począwszy od małej ilości ekspozycji układów podwójnych bez innych gwiazd w polu (np. GJ352), skończywszy na bardzo dużej ilości zdjęć gęstszych pól gwiazdowych (np. NGC6871). Z punktu widzenia przydatności tego instrumentu do poszukiwania planet pozasłonecznych sprawdzona została osiągnięta nim dokładność wyznaczenia położenia gwiazd, stabilność pomiarów w zależności od umiejscowienia gwiazdy na obrazie, czy zmienność danych astrometrycznych z nocy na noc. Sprawdzony został także wpływ refrakcji atmosferycznej na wyniki astrometrycznych pomiarów różnicowych.

Jedna noc obserwacji na teleskopie Keck II pozwoliła na przetestowanie tego potężnego instrumentu pod kątem możliwości i dokładności pomiarów względnych położenia gwiazd w układach podwójnych i wielokrotnych, przy małej liczbie pojedynczych ekspozycji. W szczególności wpływu szybkich zmian położenia gwiazd, wywołanych wpływem atmosfery i niestabilnością teleskopu. Sprawdzony został także wpływ refrakcji atmosferycznej.

Praca jest także punktem wyjścia do bardziej dokładnych pomiarów, wykorzystujących bardziej wyrafinowane metody wyznaczania położenia gwiazd na obrazie CCD, które w przyszłości mogą zostać wykorzystane do prowadzenia tego typu badań na planowanych teleskopach klasy kilkunasto- czy kilkudziesięciometrowej, jak np. *Thirty Meter Telescope*.

Tablica 3.3: Ilość ekspozycji danego obiektu w zależności od nocy dla obserwacji z Mt. Palomar.

Noc	GJ 195	GJ 352	GJ 458	GJ 507	GJ 661	GJ 767
29.10.01	—	—	—	—	—	—
30.10.01	—	—	—	—	—	—
05.12.01	—	—	—	—	—	—
23.04.02	—	53	975	949	656	—
23.06.02	—	—	1060	1012	454	—
24.06.02	—	—	685	520	800	—
26.06.02	—	—	—	—	1250	—
21.08.02	300	—	—	—	750	569
22.08.02	582	—	—	—	636	746
13.11.02	949	—	—	—	—	745
Noc	GJ 860	GJ 873(B)	GJ 9071	NGC1039	NGC6871	MWC1080
29.10.01	—	—	—	1298	—	—
30.10.01	—	—	—	1053	—	—
05.12.01	—	—	—	768	—	—
23.04.02	—	—	—	—	—	—
23.06.02	189	478(251)	—	—	510	—
24.06.02	1166	1007(497)	—	—	1010	—
26.06.02	—	—	—	—	—	—
21.08.02	600	400(200)	750	—	1083	—
22.08.02	507	400(200)	513	—	2131	—
13.11.02	584	300(0)	1246	—	624	50

Dla GJ873 liczba w nawiasie oznacza ilość ekspozycji tylko składnika wtórnego. Dla obserwacji pola gromady NGC1039 z nocy 29.10.01 na pierwszych 500 ekspozycjach nie ma dwóch z pięciu badanych gwiazd. Również niezawsze widoczna była najslabsza z gwiazd układu GJ 860.

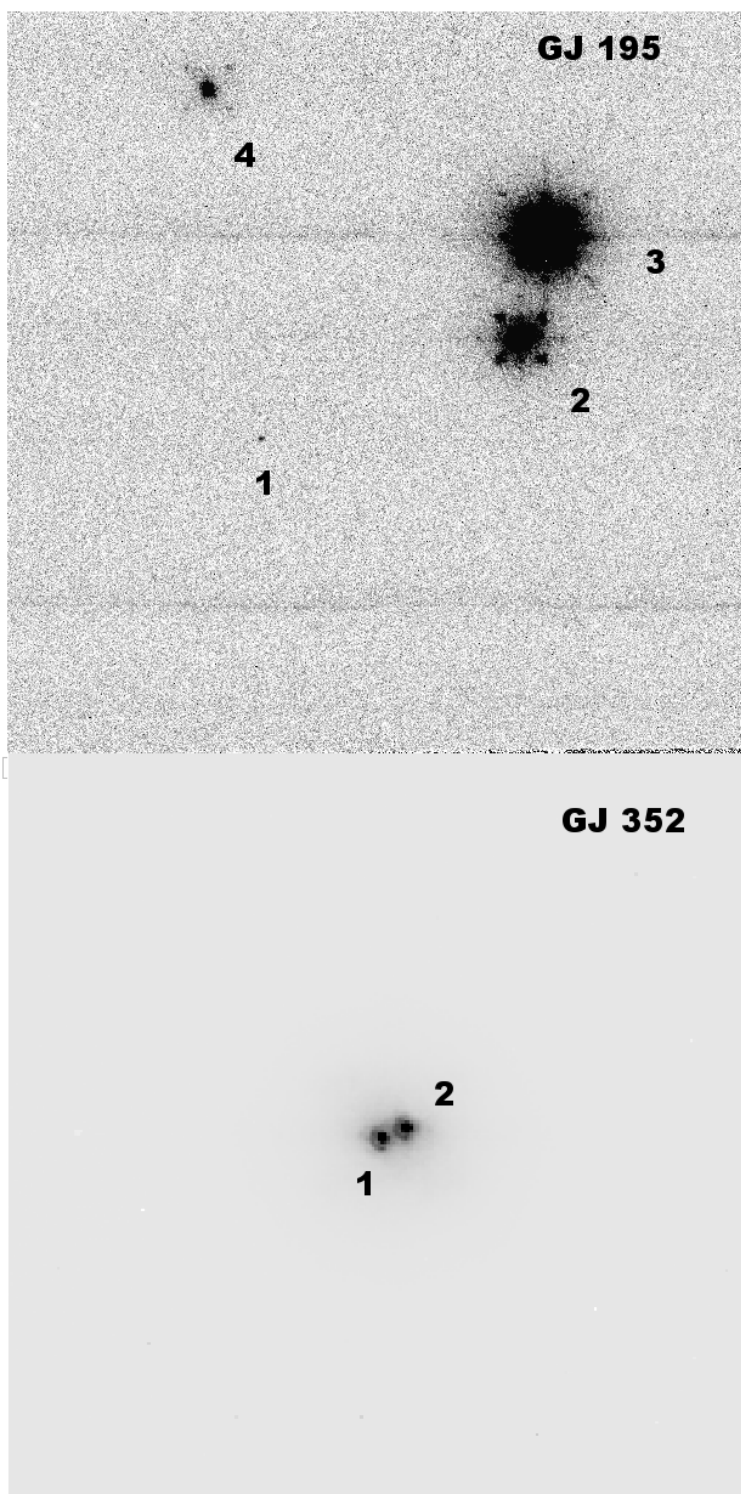
Tablica 3.4: Ilość ekspozycji danego obiektu dla obserwacji z Kecka II

Noc	GJ 300	GJ 569	56 Per
04.03.02	58	58	29

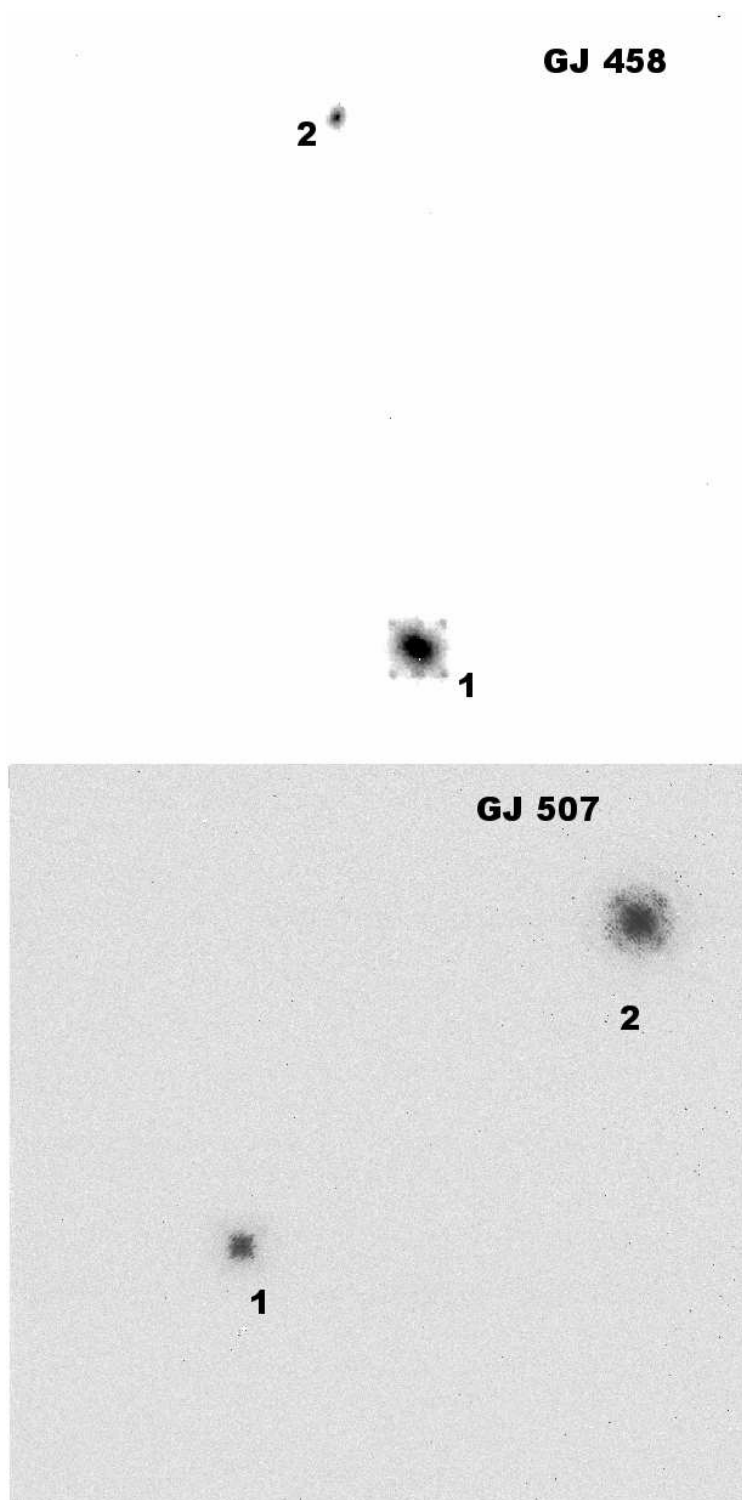
Tablica 3.5: Podstawowe własności fizyczne badanych obiektów.

Gwiazda	Nr.	Typ Widm.	Jasność (pasmo)	Paralaksa [mas]	Uwagi	Refer.
GJ 195 A	3	M1	10.16(V)	72.0(.4)	—	1
GJ 195 B	2	M5	13.7(V)	—	—	1
AG+45 517	4	???	11(V)	—	—	1
GJ 352 A	2	M4	10.07(V)	94.95(4.31)	—	1,2
GJ 352 B	1	M4	10.08(V)	—	—	1,2
GJ 458 A	1	M0	9.86(V)	65.29(1.47)	—	1
GJ 458 B	2	M3	13.33(V)	—	—	1
GJ 507 A	2	M0.5	9.52(V)	75.96(3.31)	—	1
GJ 507 B	1	M3	12.09(V)	—	—	1
GJ 661 A	2	M3	10.0(V)	158.17(3.26)	—	1,2
GJ 661 B	1	M4	10.3(V)	—	—	1,2
GJ 767 A	3	M1	10.28(V)	74.90(2.93)	—	1
GJ 767 B	2	M2	11.10(V)	—	—	1
GJ 860 A	1	M3	9.59(V)	249.53(3.03)	zmienna	1
GJ 860 B	2	M4	10.30(V)	—	rozbłyskowa	1
CCDM 22281...H	3	???	13.8(V)	—	—	1
GJ873 A	1	M3.5e	10.09(V)	198.07(2.05)	rozbłyskowa	1
GJ873 B	2+3	G	10.66(V)	—	podwójna	1
GJ 9071 A	2	K7	10.2(V)	72(4)	—	1
GJ 9071 B	1	M0	14(B)	—	—	1
MWC 1080 A	1	B0e	11.58(V)	$d \simeq 2.0[kpc]$	podwójna	1,3
MWC 1080 B	2	Ae/Be	7.8(K)	—	—	3,4
MWC 1080 3	3	???	10.9(K)	—	—	4
GJ 300 B	1+2	K7III	8.39(J)	166(11)	podwójna	1,5
GJ 569 Ba	2	M8.5V	11.14(J)	101.91(1.67)	podwójna(?)	1,6
GJ 569 Bb	1	M9V	11.65(J)	—	—	6
56 Per B	1+2	???	8.7(V)	24.00(.91)	podwójna	1,7

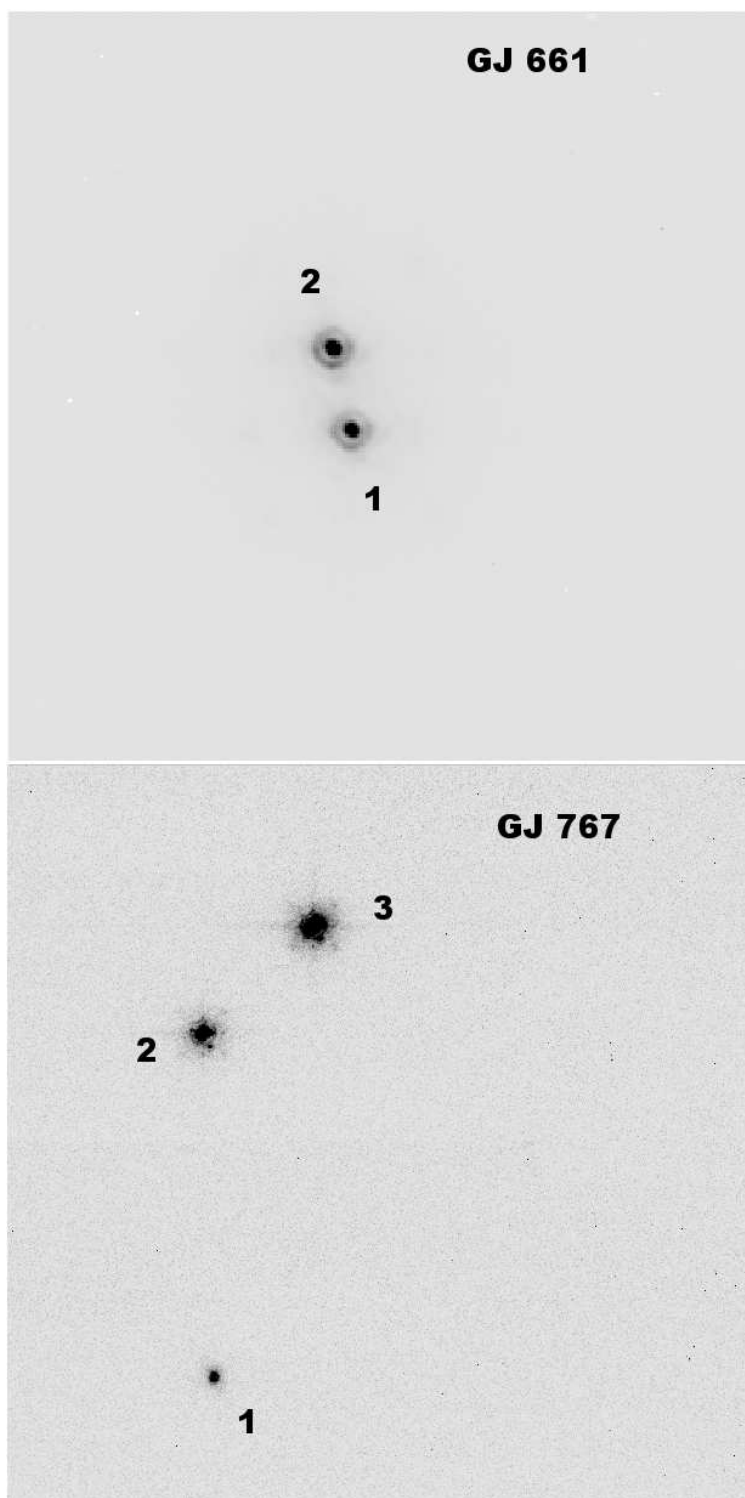
Obserwacje z teleskopu palomarskiego są zestawione w górnej części tabeli. Kolumna „Nr.” oznacza numer przypisany gwiazdzie na obrazach CCD (Rys. 3.7). CCDM 22281...H = CCDM J22281+5741H – jest to jeden ze składników wielokrotnego systemu gwiazd, którego częścią jest GJ 860. Jeżeli w rubryce „Uwagi” zaznaczono „podwójna” lub „wielokrotna”, to jasność odnosi się do sumarycznej jasności wszystkich składników, a typ widmowy jest „uśredniony”. W przypadku gwiazd zmiennych podana jest średnia jasność. Podawana w katalogu SIMBAD paralaksa dla MWC1080 jest ujemna, stąd w tabeli została podana odległość oszacowana na podstawie jasności i typu widmowego. Referencje: 1 – *Simbad Astronomical Database* (<http://simbad.u-strasbg.fr/sim-fid.pl>); 2 – Al-Shukri et al. 1996; 3 – Leinert et al. 1997; 4 – Pirzkal et al. 1997; 5 – Simons et al. 1996; 6 – Lane et al. 2001; 7 – Barstow et al. 2005



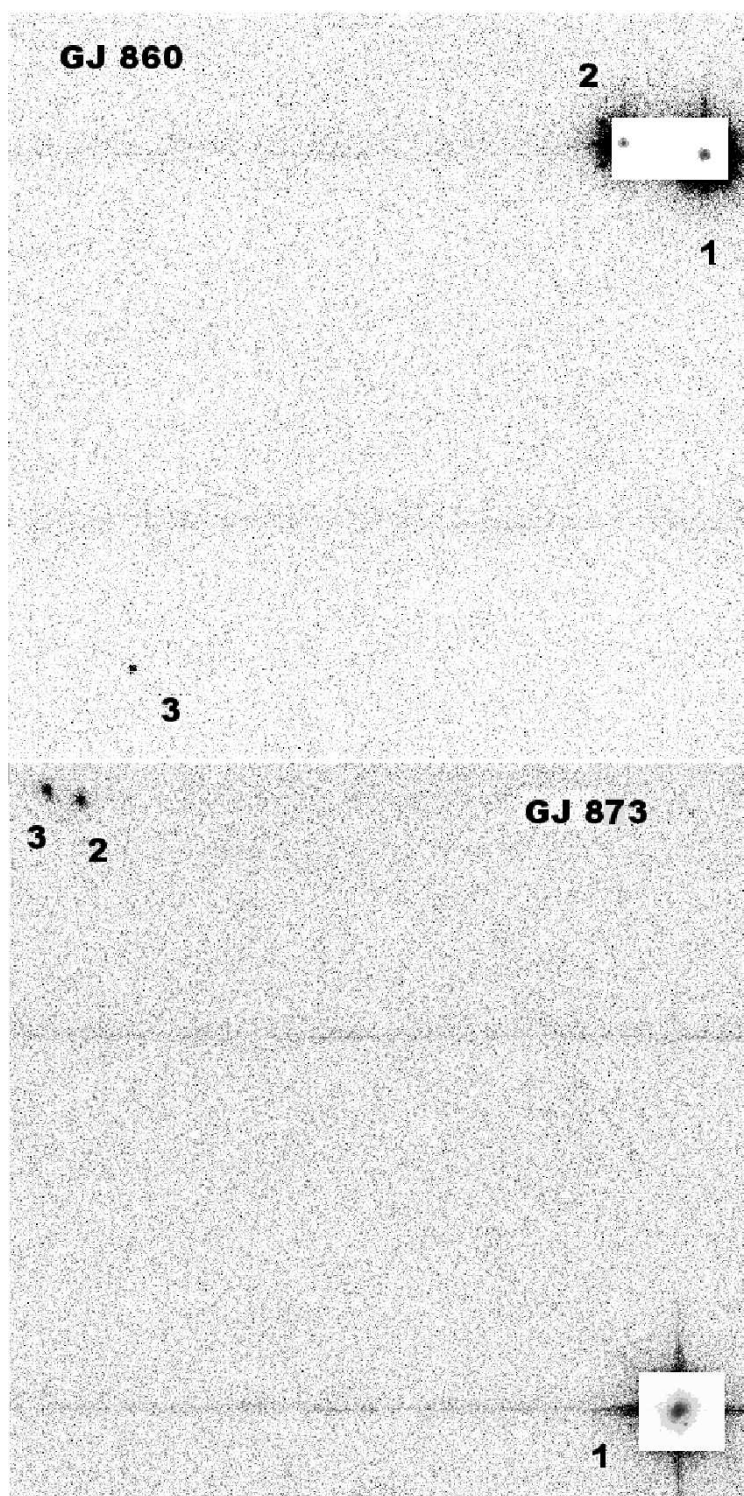
Rysunek 3.7: Obrazy CCD badanych obiektów. Objasnienia w tekście.



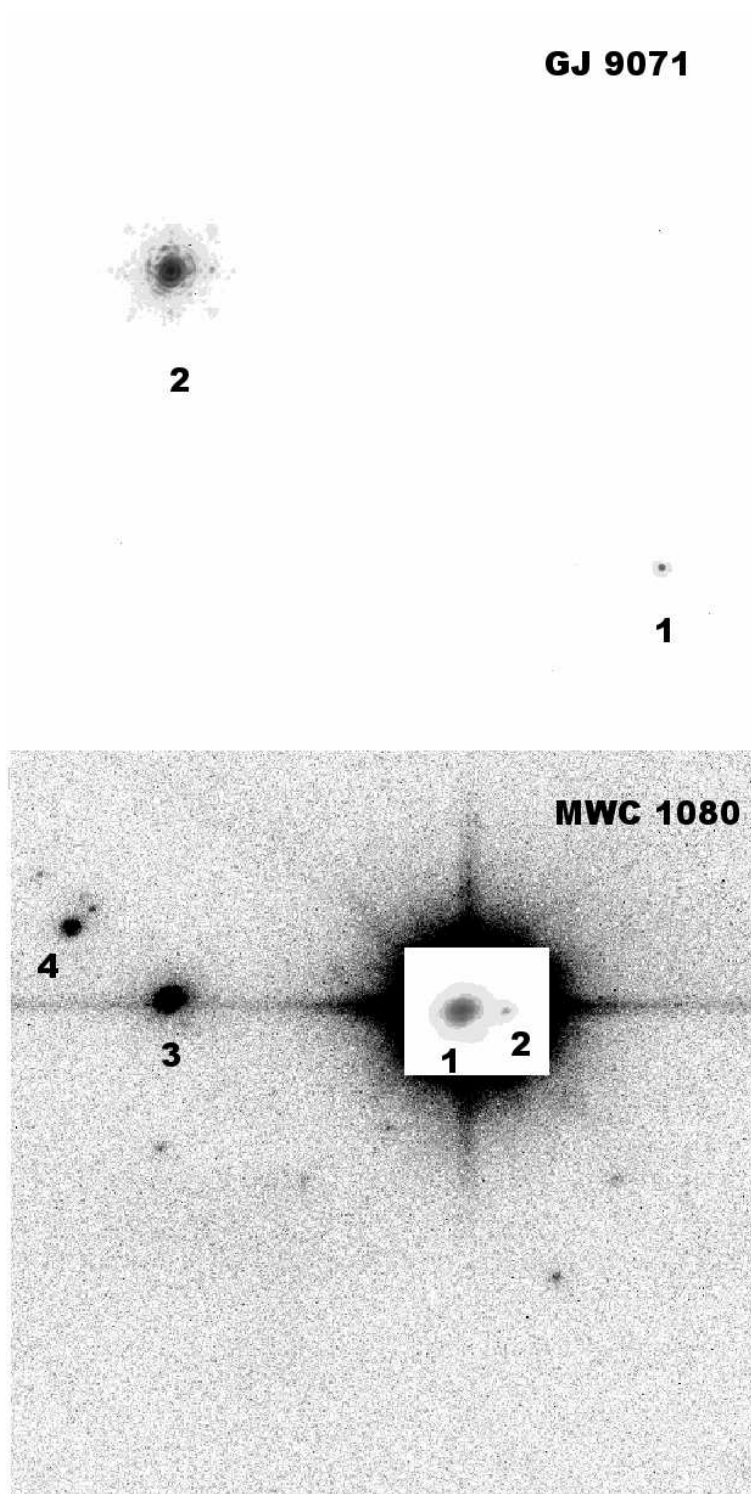
Rysunek 3.7: ciąg dalszy.



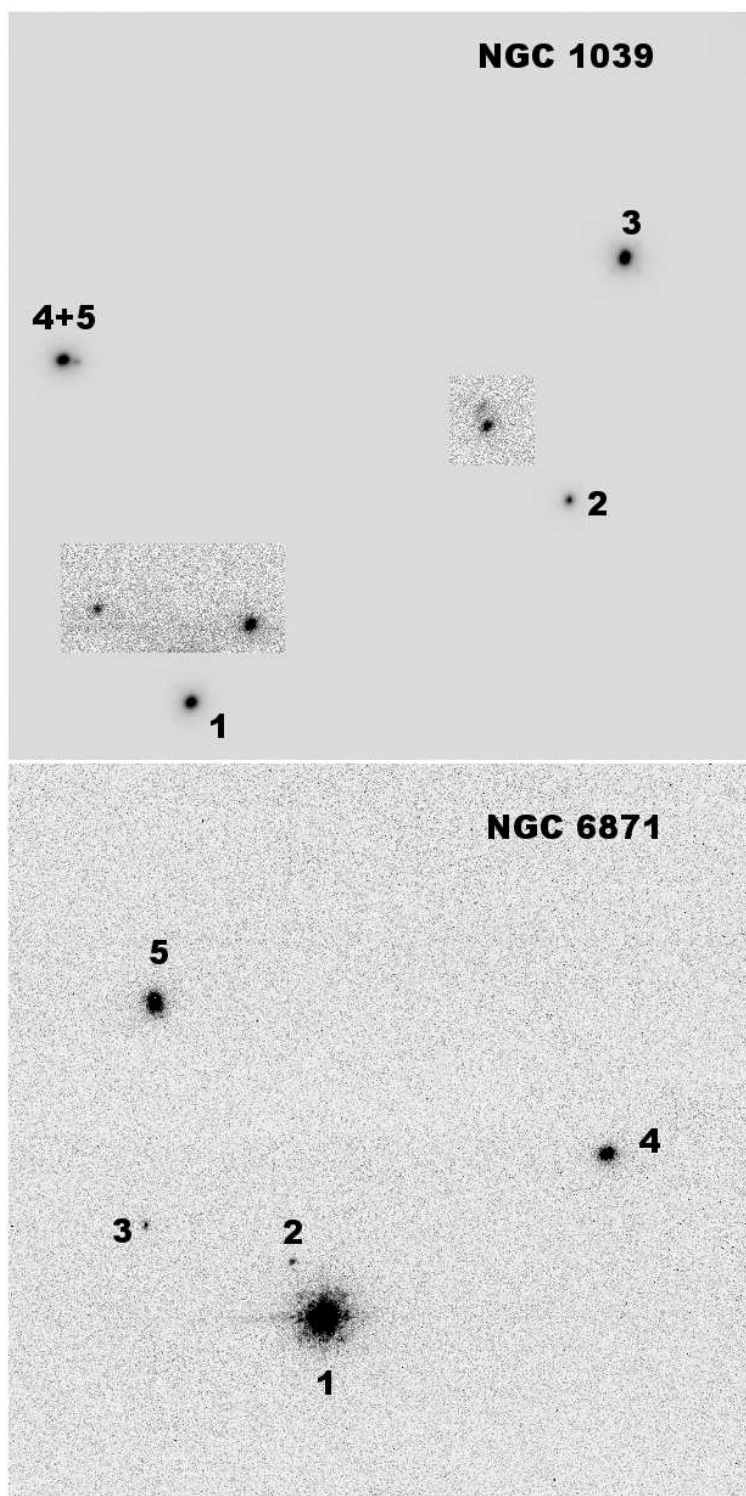
Rysunek 3.7: ciąg dalszy.



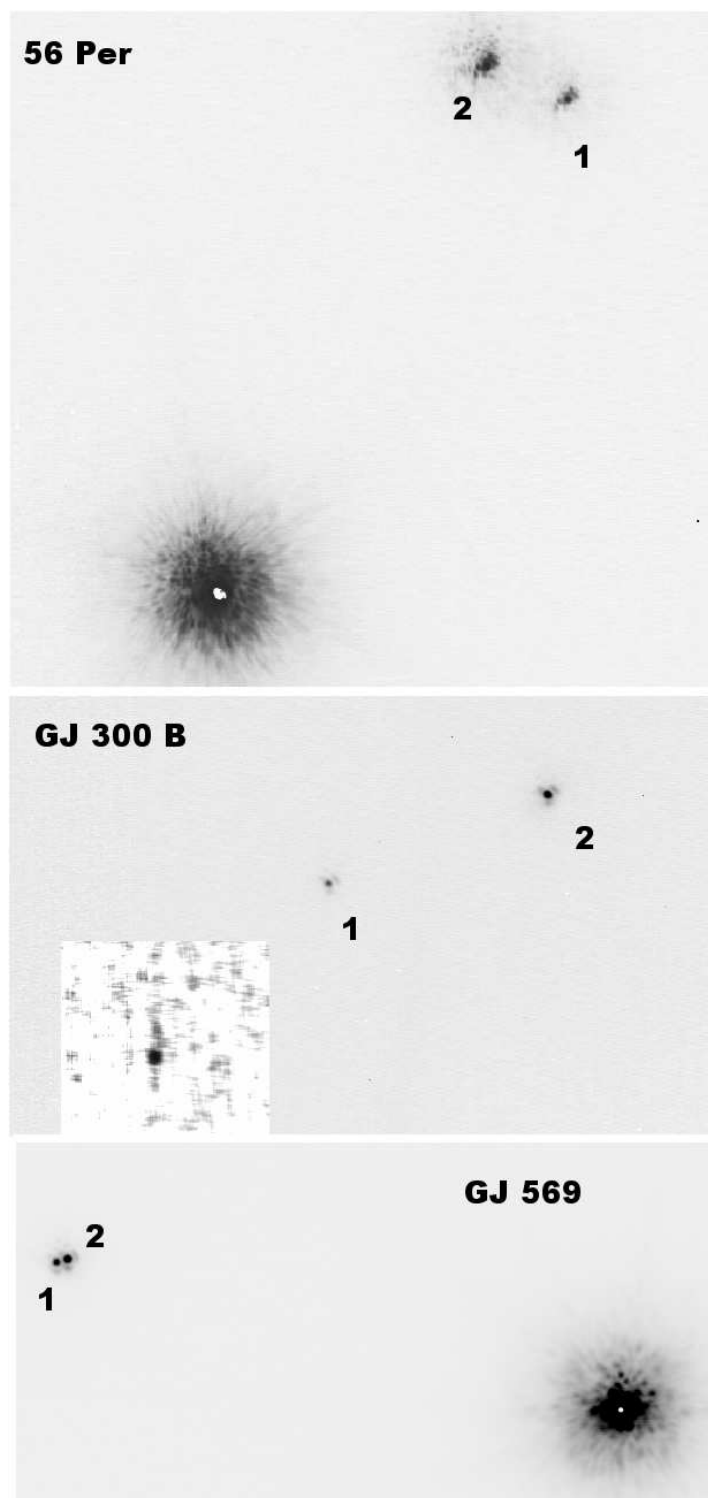
Rysunek 3.7: ciąg dalszy.



Rysunek 3.7: ciąg dalszy.



Rysunek 3.7: ciąg dalszy.



Rysunek 3.7: ciąg dalszy.

Rozdział 4

Metody redukcji i analizy danych

4.1 Redukcja CCD

Przygotowanie surowych danych CCD do dalszej analizy odbywało się w oparciu o standardowe metody redukcji CCD pakietem *IRAF*. Procedura redukcji jednak nie była identyczna dla wszystkich nocy.

Dane palomarskie z roku 2002 nie zawierały obrazów typu *bias* (poziom zerowy). Wykonywane jednak były obrazy typu *dark*, aby zredukować efekt pokazany na Rysunku 3.5. *Darki* wykonywane były dla różnych czasów ekspozycji, zgodnych z czasami ekspozycji właściwych obserwacji. Same obrazy badanych obiektów podzielone zostały na grupy w zależności od czasu ekspozycji i zastosowanego filtru. Ekspozycje były stosunkowo krótkie: od 1.8 sekundy (najczęściej) do 5.2 sekundy. Wg specyfikacji kamery PHARO prąd ciemny w tym zakresie narasta liniowo z czasem, jednak dla pewności obserwacje z różnymi czasami integracji były redukowane osobno. Obrazy płaskiego pola (*flat*) wykonywane były na niebie tuż po zachodzie Słońca, przy wyłączonym prowadzeniu teleskopu.

Niestety nie została dobrze przeprowadzona redukcja na złe piksele, z powodu problemów ze stworzeniem dobrej maski. Spowodowało to pewne trudności w dalszych etapach analizy. Nie był również przeprowadzony proces uśredniania i odejmowania tła, często wykonywany przy redukcji danych z podczerwieni. Powodem pominięcia tego etapu był fakt, że poziom tła był równy i bliski zera (krótkie czasy naświetlania), a na stworzonym obrazie tła pozostawały wyraźne ślady po gwiazdach, które mogły w dalszym etapie zafałszować pomiary położenia.

Obserwacje z roku 2001 nie zawierały obrazów *bias* i *flat*. Do ich udanej redukcji wystarczyło jedynie odjęcie prądu ciemnego. Nie było też konieczności redukcji złych pikseli i odejmowania tła. Możliwe, że pliki te były już zredukowane wcześniej, ale ani w logach, ani w nagłówkach plików nie było żadnej informacji na ten temat.

W przypadku kamery NIRC2 nie ma potrzeby wykonywania obrazów *dark*, ponieważ prąd ciemny jest znikomo mały i nie widać przy odczycie charakterystycznych „zębów” (jak na Rysunku 3.5). Dane te zostały jedynie zredukowane na *bias* i *flat*, a także na złe piksele. Należy dodać, że do redukcji danych w filtrze K-cont wykorzystany musiał być *flat* wykonany w filtrze K', gdyż w K-cont wykonana została tylko jedna obserwacja tego typu. Podobnie jak w danych palomarskich, w tym przypadku nie było wykonywane odejmowanie tła.

4.2 Wstępne określenie położenia gwiazd

Przed wykonaniem właściwego, dokładnego pomiaru położenia gwiazdy na obrazie CCD, należy wstępnie określić jej położenie na matrycy, z dokładnością 1-3 pikseli, aby podać procedurze obliczającej dobre pierwsze przybliżenie. Często jest to warunek konieczny dobrego dopasowania PSF a więc i dobrego wyznaczenia położenia obrazu gwiazdy. Obserwacje w podczerwieni często prowadzi się stosując tzw. *dithering*, czyli przesuwanie teleskopu tak, aby obraz gwiazdy znajdował się w różnych częściach matrycy. Czasami (jak np. w kamerze NIRC2) możliwy jest także obrót pola widzenia o określony kąt. Zatem aby znaleźć położenie gwiazdy na obrazie należy znać przesunięcie i kąt obrotu.

Przeważnie gwiazdy można „odnaleźć” na obrazie wykorzystując gotowe procedury, takie jak np. DAOPHOT, będąca częścią pakietu *IRAF*. Jednakże w przypadku obserwacji wykonywanych systemami AO procedury takie są często zawodne. Zdarza się na przykład, że jako osobną gwiazdę interpretują struktury w pierścieniach dyfrakcyjnych dysku Airy’ego lub inne podobne artefakty w kształcie PSF. Poza tym struktura obrazów gwiazd prześwietlonych (jak w obserwacjach z teleskopu Keck II) zawiera wiele maksimumów, które również są interpretowane jako osobne gwiazdy.

Na potrzeby tej pracy wykorzystana została metoda szukania przesunięć obrazu za pomocą funkcji cross-korelacji (CCF) obrazu badanego z obrazem wzorcowym. W ogólności definiuje się ją dla dwóch funkcji o wartościach zespolonych w postaci całki:

$$f * g = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(-\tau)g(t - \tau)d\tau \quad (4.1)$$

Położenie maksimum CCF wyznacza wartość przesunięcia jednej funkcji, względem drugiej. Numerycznie całkowanie od $-\infty$ do ∞ zastępuje się sumowaniem po wszystkich punktach. Wartość funkcji cross-korelacji w punkcie i wylicza się korzystając z procedury:

$$CCF(i) = \sum_{j=1}^N f(j)g(j - i), \quad (4.2)$$

gdzie f jest stabilizowaną funkcją wzorcową (maską), a przesunięcia funkcji g szukamy. Gdy $j - i < 0$, można wykonać podstawienie $j = j + N$. Formułę tę można uogólnić na przypadku wielowymiarowe. Jednak czas wykonania przez komputer takiej procedury rośnie z kwadratem rozmiarów tablicy w przypadku dwuwymiarowym.

Znajdowanie przesunięć obrazów w analizowanych danych było wykonywane w następujący sposób. Dla obrazu wzorcowego i obrazu badanego tworzona była jednowymiarowa funkcja, której wartościami były sumy wartości wszystkich pikseli w jednej kolumnie. Następnie liczona była CCF wg formuły (4.2) z sumowaniem po całym rozmiarze matrycy, tzn. od 1 do 1024. Maksimum tej funkcji wyznaczało przesunięcie obrazu gwiazdy na matrycy w osi X, co przy znajomości położenia gwiazd na obrazie wzorcowym, automatycznie daje położenia gwiazd na obrazie badanym. Analogiczny rachunek przeprowadzany był dla współrzędnej Y.

Taka uproszczona jednowymiarowa procedura czasami nie działała dobrze, zwłaszcza w przypadkach gdy złe piksele były bardzo silne. Wówczas stosowana była dwuwymiarowa wersja CCF, w której „maską” był fragment obrazu wzorcowego, zawierający parę gwiazd.

Wersja dwuwymiarowa jest o wiele pewniejsza i dokładniejsza, jednak wymaga dużo więcej czasu obliczeniowego.

W przypadku obserwacji z teleskopu Keck II należało procedurę rozbudować tak, aby uwzględniała obrót pola. Wartość kąta obrotu podana jest w nagłówkach plików.

Warto dodać, że funkcja cross-korelacji jest procedurą szeroko stosowaną w analizie obrazu i ciągów czasowych. Wykorzystywana jest także w innych dziedzinach astronomii, na przykład do wyznaczania przesunięć linii widmowych. Bardziej szczegółowy opis implementacji CCF można znaleźć na stronie:

<http://astronomy.swin.edu.au/~pbourke/other/correlate/>.

4.3 Wyznaczanie dokładnych położenia gwiazd

Wyznaczone za pomocą CCF przybliżone położenia gwiazd posłużyły jako warunki początkowe do dalszych dokładnych obliczeń. Zastosowane były dwie proste metody wyznaczania położenia: obliczenie centroidu oraz dopasowanie gaussoidy symetrycznej (czyt. 2.3.1 oraz 2.3.2).

Liczenie centroidu jest bardzo prostą i niewymagającą metodą. Przed samym obliczeniem przeprowadzana była prosta korekta, polegająca na znalezieniu najjaśniejszego piksela w pewnym obszarze wokół wyznaczonego położenia gwiazdy (z reguły 3 na 3 piksele). Sam centroid wyznaczany był na obszarze wokół poprawionego położenia. Poprawność wyznaczenia można całkiem łatwo określić szacując jego błąd za pomocą relacji:

$$\sigma_{centr} \simeq \frac{4}{\sqrt{\ln 2}} \frac{FWHM}{SNR} \propto SNR^{-1}, \quad (4.3)$$

gdzie SNR jest stosunkiem sygnału do szumu, a $FWHM$ jest szerokością połówkową dysku Airy'ego (Burns, 1994), która dla teleskopu Hale'a dla pasma K jest w przybliżeniu równa 3.5 piksela (przy skali 25.1 mas/pix). Zależność od SNR wynika bezpośrednio z faktu, że błąd pojedynczego wyznaczenia centroidu ma źródło w szumie fotonowym.

Jeśli przesunięcie obrazka zostało źle obliczone, to centroid liczony był poza obrazem gwiazdy. Wówczas błąd σ_{centr} przyjmował bardzo wysokie wartości, a samo wyznaczone położenie wyraźnie niezgodne z wyznaczeniami z innych ekspozycji. W przypadku gdy dla danej serii¹ ekspozycji w obszarze liczenia centroidu znalazł się zły piksel, σ_{centr} przyjmował niskie wartości, a rozrzut pomiarów w danej serii był wyraźnie mniejszy niż dla innych serii. W obu przypadkach pomiary nie były brane pod uwagę w dalszej analizie.

Położenia uzyskane z centroidów posłużyły za warunki początkowe dopasowania dwuwymiarowej, symetrycznej funkcji Gaussa. Procedura dopasowania i wyznaczania błędów jest w tym przypadku dużo bardziej skomplikowana i bardziej czuła na trafność początkowych wartości dopasowywanych parametrów. Za pierwsze przybliżenie amplitudy gaussoidy przyjmowana była wartość zliczeń w najjaśniejszym pikselu, a za σ – szerokość połówkowa dysku

¹Przez „serię” rozumiem kolejne ekspozycje wykonywane bez przesuwania teleskopu, kiedy to przybliżone położenie gwiazd na matrycy było stałe.

Airy'ego (czyli ~ 3.5 piksela). Dopasowanie odbywało się na niewielkim obszarze wokół najjaśniejszego piksela, tak, aby nie uwzględniać prążka dyfrakcyjnego 1 rzędu.

Błędy wyznaczeń poszczególnych parametrów można obliczyć korzystając z odpowiednich wyrazów tzw. macierzy błędu (Condon, 1997). Ich wartości pozwalają szybko określić, czy dane dopasowanie jest poprawne. Parametrem szczególnie na to podatnym jest szerokość funkcji Gaussa, która w przypadku złego dopasowania przyjmuje bardzo wysokie, lub nienaturalnie niskie, a nierzadko ujemne wartości. Sam błąd jej wyznaczenia jest w takich przypadkach bardzo duży. Wyznaczone wartości parametrów i ich błędy posłużyły później za podstawę kryterium wyboru dobrych pomiarów do dalszej analizy.

Obliczone analitycznie wartości błędów wyznaczonego położenia gwiazd na obrazie CCD w przypadku obu metod okazują się być dużo mniejsze niż ich rozrzut, który efektywnie determinuje niepewność pomiaru położenia dla całej nocy. Wyniki przedstawione są w Rozdz. 6.

4.4 Wariancja Allana

Wariancja Allana jest statystyczną metodą pozwalającą stwierdzić, czy rozrzut wyników pomiarów ma charakter szumu białego (gaussowskiego), czy też może skażony jest błędami statystycznymi. Stosuje się ją także m.in. do badania stabilności czasowej zachodzących procesów.

Oznaczmy przez M całkowitą ilość pomiarów, w naszym przypadku ilość obrazów CCD danego obiektu, l zapóźnienie, czyli różnicę indeksów między dwoma ekspozycjami, oraz r^x, r^y różnice między pomiarem separacji gwiazd (składowa x-owa i y-owa) a średnią separacją dla danej serii pomiarów. Wówczas, dla jednej wartości l wariancja Allana σ_A^2 dana jest wzorem (Pravdo & Shaklan², 1996; Lane & Mutterspaugh, 2004):

$$\sigma_{Ax}^2 = \frac{1}{2(M+1-2l)} \sum_{n=0}^{M-2l} \left(\frac{1}{l} \sum_{m=0}^{l-1} r_{n+m}^x - r_{n+l+m}^x \right)^2 \quad (4.4)$$

i analogicznie dla drugiej współrzędnej. Ponieważ na wariancję Allana składa się szum atmosferyczny σ_{atm} oraz szum fotonowy σ_{ph} (błąd dopasowania funkcji Gaussa lub obliczenia centroidu), znając wartość σ_A oraz szumu fotonowego, można osacować wpływ czynników atmosferycznych, według zależności $\sigma_{atm}^2 = (\sigma_A^2 - \sigma_{ph}^2)^{1/2}$ (Pravdo & Shaklan, 1996).

Licząc σ_A dla różnych wartości l i rysując zależność wariancji Allana od zapóźnienia, możemy stwierdzić, czy rozrzut pomiarów ma charakter gaussowski. Jeśli tak, to na wykresie $\log l / \log \sigma_A$ powinniśmy otrzymać prostą o nachyleniu -1, której przesunięcie w osi rzędnych mówi o błędzie wyznaczenia wyniku. Odchyłki od tej prostej interpretuje się jako wpływ błędów statystycznych. Dla skończonych ciągów, w których można liczyć wariancję Allana tylko dla skończonej długości zapóźnień, wykres σ_A zachowuje właściwy przebieg tylko dla $l \sim M/5$. Powyżej tej wartości pojawiają się narastające oscylacje a wykres staje się bardziej stromy. Zachowanie to różni się jednak znacznie od przebiegu spowodowanego obecnością błędów statystycznych.

²Podana w tej pracy formuła zawiera błąd: indeks m liczony jest od 1, a powinien być od 0.

Rozdział 5

Stabilność astrometryczna teleskopu Hale’a

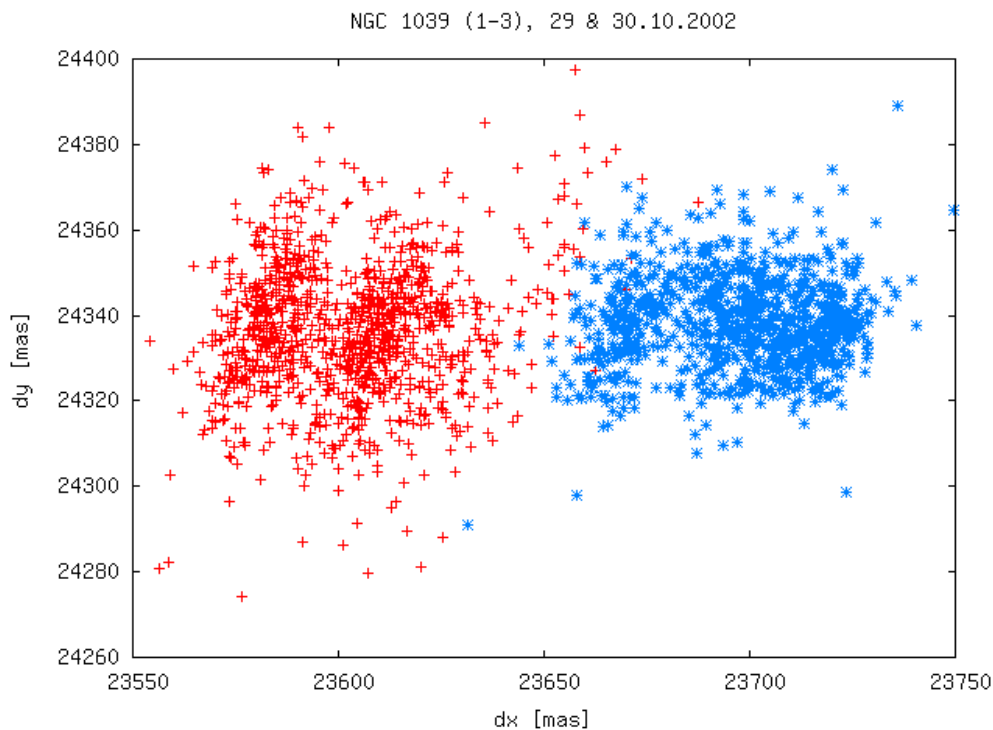
Przy wykorzystaniu zebranych danych, sprawdzona została przydatność teleskopu Hale’a do prowadzenia badań astrometrycznych, oraz wpływ czynników, takich jak refrakcja atmosferyczna, czy skuteczność korekcji AO, na dokładność pomiarów.

Analiza polegała na obliczaniu różnic położzeń gwiazd na obrazie w składowych związanych z osiami matrycy, separacji obiektów ρ , kątów pozycyjnych między obiektami θ , mierzonych od kierunku osi X (zachód) przeciwnie do ruchu wskazówek zegara, oraz monitorowaniu zmian tych wielkości w ciągu pojedynczych nocy i z nocy na noc. W trakcie analizy na jaw wyszły pewne efekty, które mają wpływ na dokładność astrometrii, jaką można osiągnąć za pomocą teleskopu Hale’a z kamerą PHARO. Efekty te związane są z detektorem i wprowadzają niepewności o charakterze systematycznym. Z reguły daje się ich wielkość obliczyć lub oszacować, oraz zredukować ich wpływ. Jednak sama ich obecność i nieprzewidywalność ogranicza przydatność teleskopu palomarskiego z kamerą PHARO do bardzo precyzyjnych badań astrometrycznych.

5.1 Zmiany separacji gwiazd

Zwyczajową procedurą podczas obserwacji w podczerwonym zakresie widma jest tzw. *dithering*. Po wykonaniu serii zdjęć teleskop przestawiany jest o pewnen niewielki kąt, tak aby obraz badanego obiektu zarejestrowany został przez inną część matrycy CCD, po czym wykonywana jest kolejna seria obserwacji. W przypadku instrumentów z rotatorami pola (np. NIRC2) oprócz przemieszczania teleskopu wykonuje się co jakiś czas rotację pola widzenia o różne kąty.

Również w obserwacjach na potrzeby tej pracy *dithering* był wykonywany, za wyjątkiem nocy 5 grudnia 2001 (obserwacje gromady NGC 1039). Okazuje się, że separacja między dwiema dowolnie wybranymi gwiazdami była różna w różnych miejscach matrycy. Zmieniała się skokowo w momencie, kiedy teleskop był przestawiany. Zmiany te są na różnym poziomie w zależności od obiektu, z reguły jednak osiągają wartości od kilkunastu do kilkudziesięciu milisekund łuku, co odpowiada zmianie położenia względnego gwiazd na matrycy nawet o



Rysunek 5.1: Położenie gwiazdy nr 3 z gromady NGC 1039 względem gwiazdy 1 w nocy 29.10. (czerwone) i 30.10.2002 (niebieskie punkty). Widać wyraźnie, że położenia te są ze sobą niezgodne. Przesunięcie o $\sim 100\text{ mas}$ w ciągu 24 godzin jest niemożliwe. Ponadto widać, że dla pojedynczej nocy pomiary grupują się wokół dwóch różnych wartości.

wiecej niż 1 piksel. „Skoki” są wyraźniejsze dla składowej X separacji gwiazd, chociaż w składowej Y również bywają widoczne. Powodem jest z reguły mniejszy rozrzut pomiarów we współrzędnej X niż we współrzędnej Y. Rozrzut w X jest przeważnie mniejszy niż poziom „skoków”, natomiast w Y jest większy lub porównywalny (na poziomie nawet kilkudziesięciu *mas*), niemniej zmiany w separacji dają się zauważyć.

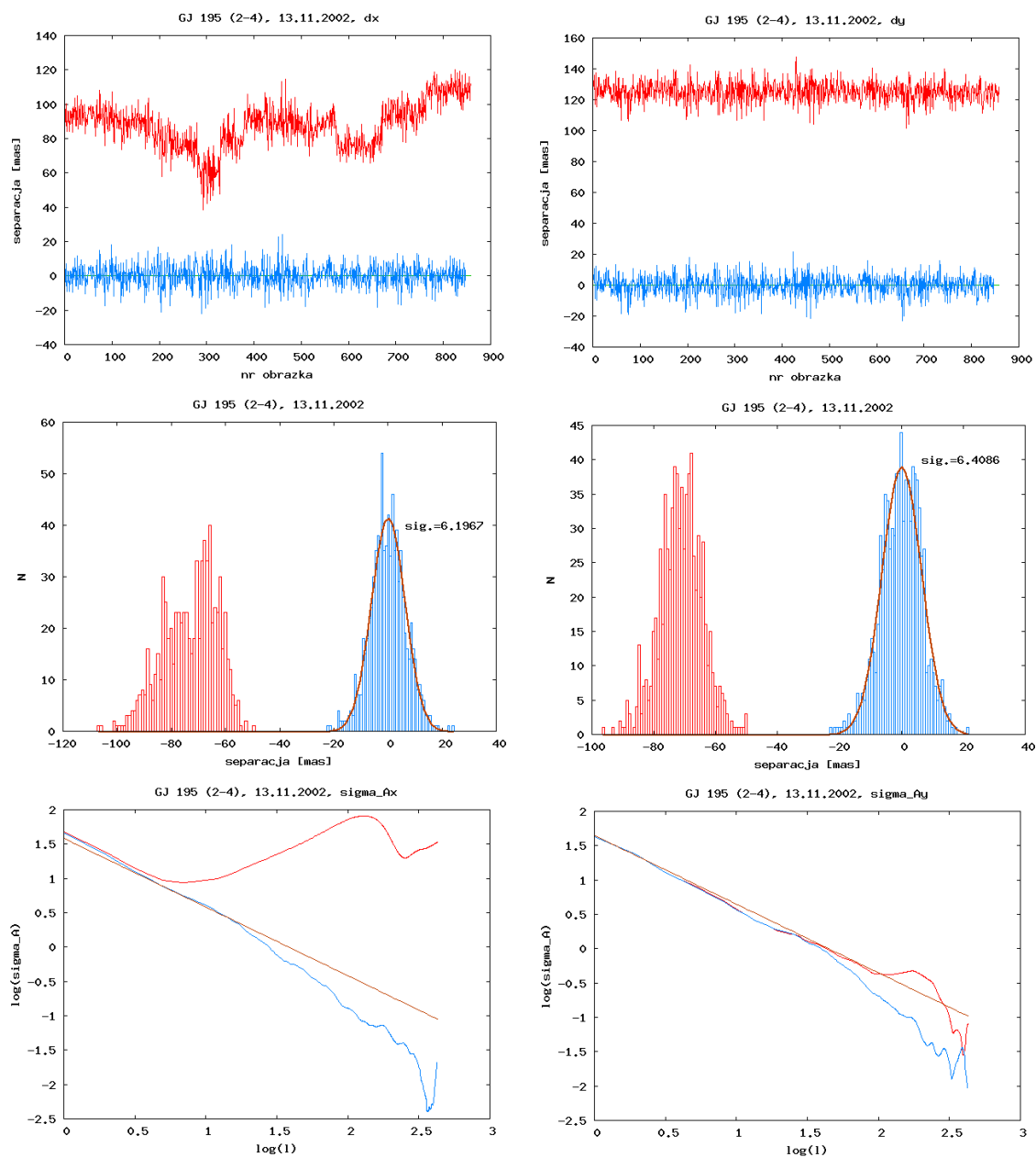
Wpływ takiego zachowania się pomiarów na wyniki astrometryczne jest oczywisty. Skoki wprowadzają duży błąd o charakterze systematycznym, szczególnie we współrzędnej X. Rozrzut pomiarów dla danej nocy jest sztucznie zwiększony i nie ma już charakteru przypadkowego. Jeśli każdej nocy badany obiekt znajdował się przeważnie w innym miejscu matrycy, to średnie wartości separacji gwiazd mogą zmieniać się znacznie z nocy na noc, co dodatkowo zwiększa niepewność ich wyznaczenia. W szczególności wyniki pomiarów z dwóch sąsiednich nocy mogą być ze sobą niezgodne. Gdyby jedną z badanych gwiazd obiegała planeta na krótkookresowej orbicie, to jej wykrycie metodami astrometrycznymi byłoby w zasadzie niemożliwe.

Przy liczeniu separacji odjemną było położenie gwiazdy o wyższym numerze indeksu. W związku z tym zdarzają się ujemne wartości składowej X (np. GJ 661, GJ 9071 itd). Zgodnie

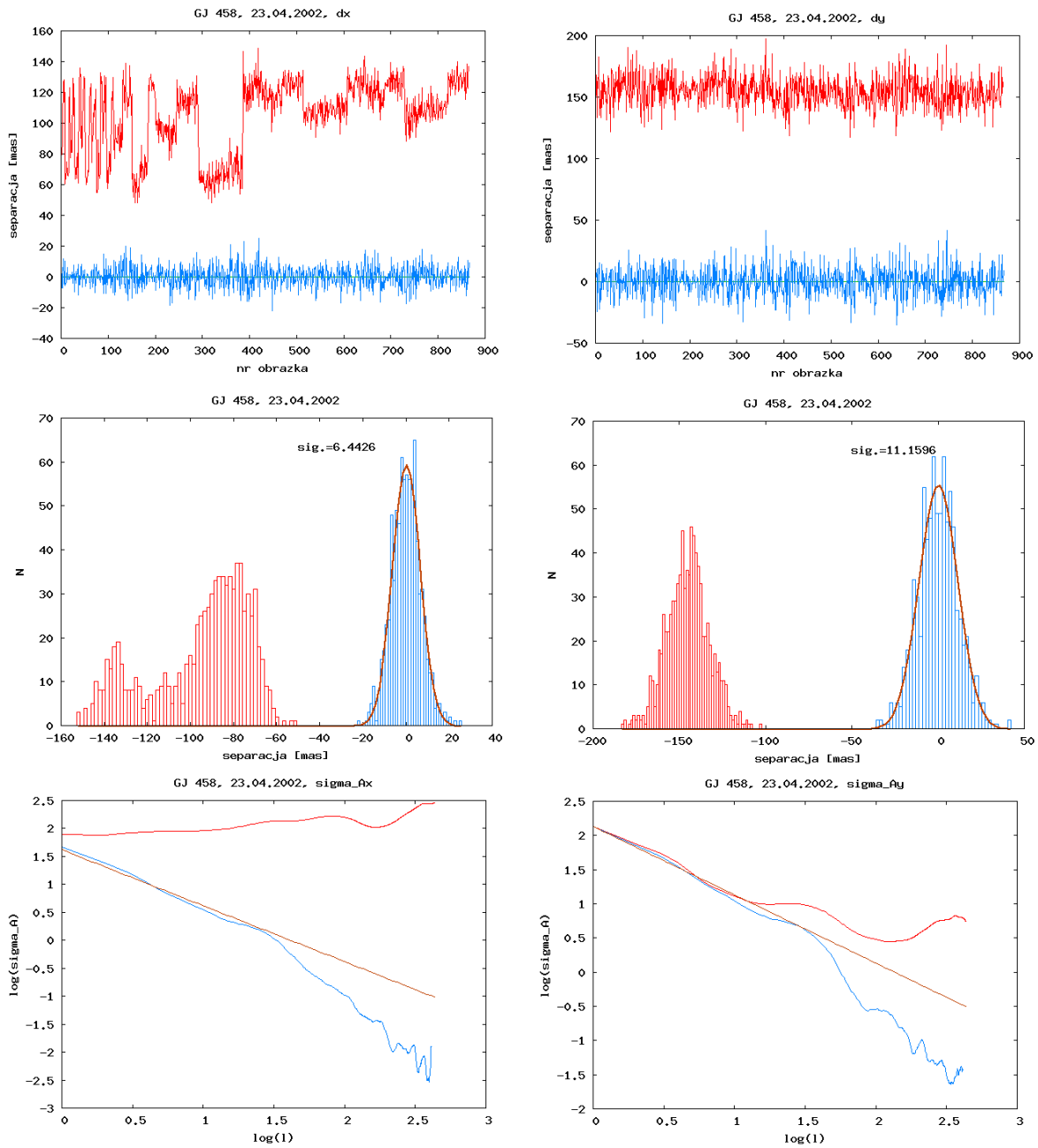
z przyjętą konwencją numerowania wyższa wartość obliczonej składowej separacji oznacza, że gwiazda o wyższym indeksie jest bardziej przesunięta w prawo względem gwiazdy o indeksie niższym.

Na Rysunkach 5.2 do 5.5 przedstawione są wykresy obrazujące omawiane zjawisko, na przykładzie kilku wybranych par gwiazd: GJ 195 gwiazdy 2 i 4 (noc 13.11.02), GJ 458 (23.04.02), GJ 507 (23.06.02) i NGC 6871 gwiazdy 1 i 5 (21.08.02). Pokazane są także analogiczne wykresy dla obserwacji NGC 1039 w nocy 05.12.01, prowadzonych bez *ditheringu* (Rys. 5.6). Na każdym z nich kolor czerwony odpowiada pomiarom uzyskanym bezpośrednio z dopasowania funkcji Gaussa, a niebieski pomiarom po wprowadzeniu korekty (czyt. 5.1.2). Lewe panele odnoszą się do składowej X, a prawe do Y. W górnym rzędzie pokazane są wyniki pomiarów separacji gwiazd w dwóch składowych (wartości na osi pionowej podane są w *mas*), w środkowym rzędzie pokazane są histogramy tychże pomiarów a w rzędzie dolnym wykres wariancji Allana $\sigma_A^2[mas^2]$ w funkcji zapóźnienia l .

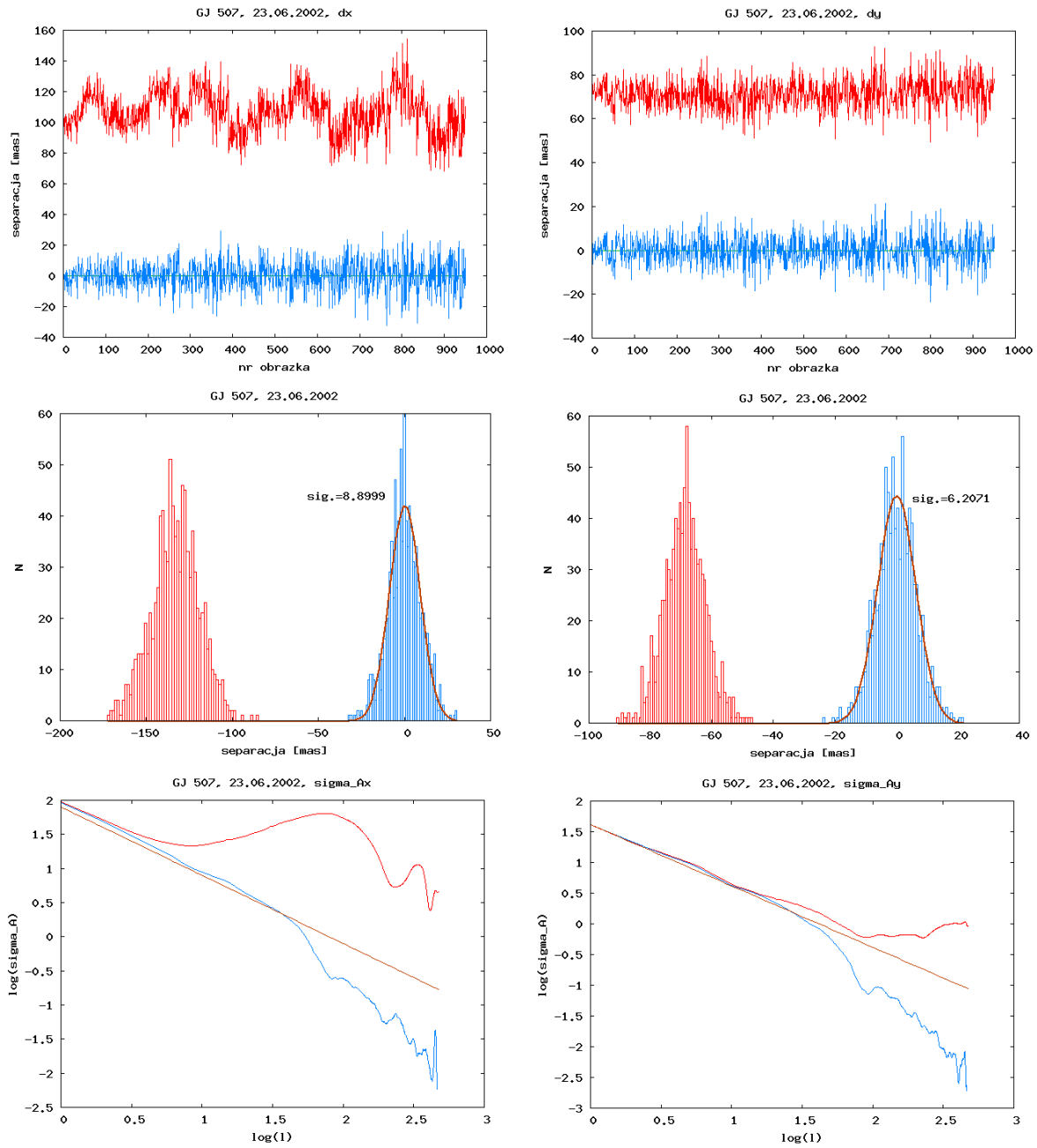
Duży wpływ efektów systematycznych objawia się poprzez kształt histogramu i $\sigma_A^2(l)$. Gdyby rozrzut pomiarów był przypadkowy ich rozkład byłby bliski rozkładowi Gaussa a wykres wariancji Allana byłby bliski nachyleniu -1. Kształt histogramów składowej X znacząco różni się od rozkładu normalnego, σ_A^2 zaś szybko odbiega od tego trendu. Ekstremalnym przypadkiem jest GJ 458. We współrzędnej Y sytuacja jest lepsza. Rozkład pomiarów jest zbliżony do gaussowskiego, a wariancja Allana odbiega od nachylenia -1 znacznie później, o ile w ogóle. Jak można się było spodziewać, dla obserwacji bez *ditheringu* rozrzut pomiarów jest całkowicie przypadkowy, histogram zbliżony jest do rozkładu normalnego, a σ_A^2 zachowuje się zgodnie z oczekiwaniami.



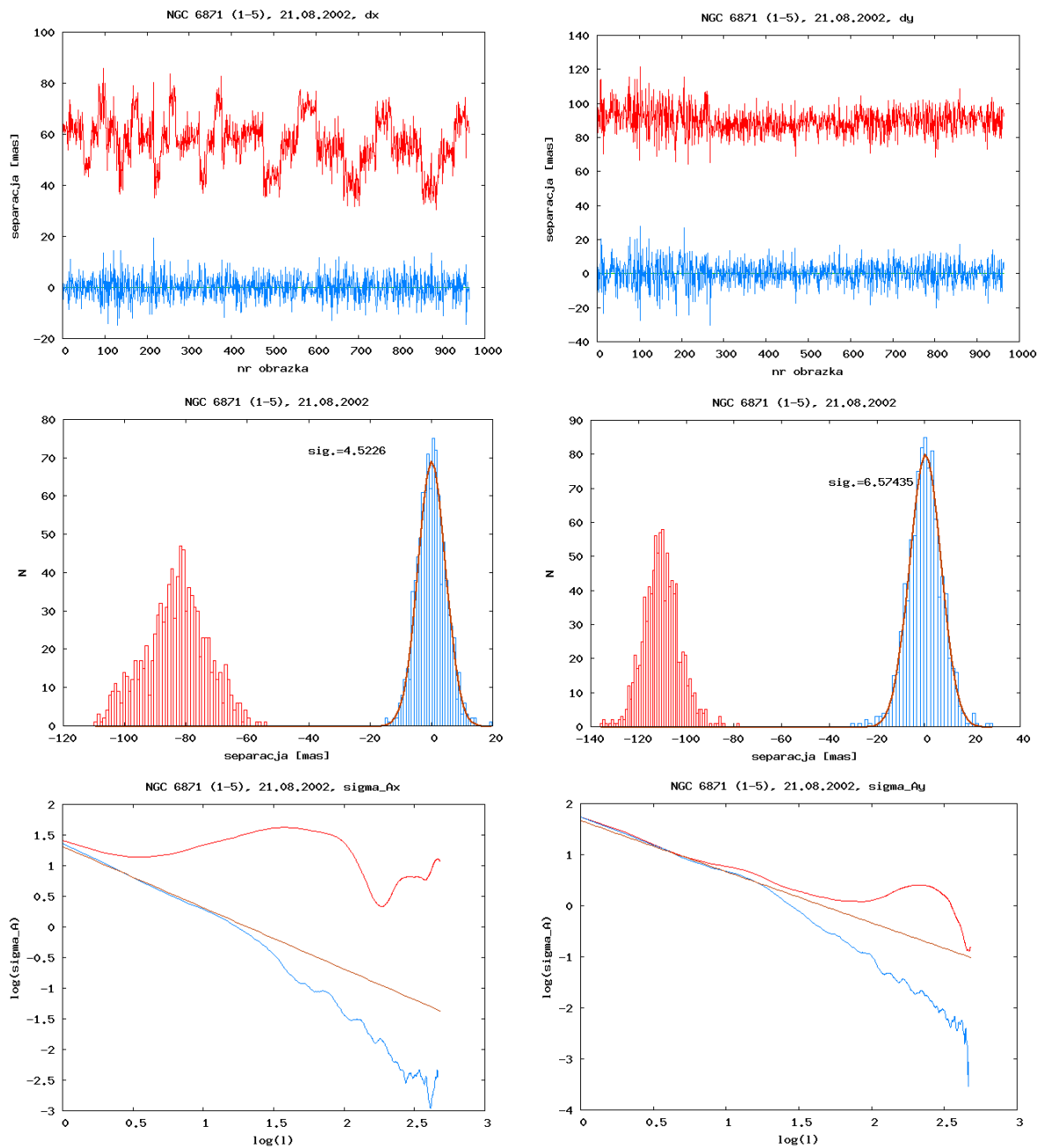
Rysunek 5.2: Wyniki pomiarów położenia (górny rząd), ich histogramy (środkowy rząd) oraz wariacja Allana (dolny rząd) dla gwiazd 2 i 4 obiektu GJ 195. Lewe panele odpowiadają współrzędnej X a prawe Y. Kolor czerwony odnosi się do wyników otrzymanych bezpośrednio z dopasowań funkcji Gaussa (położenia względne i histogramy są przesunięte), niebieski zaś do wyników skorygowanych. Do ich histogramu dopasowany jest rozkład normalny, którego wariacja σ jest podana. Szumowi gaussowskiemu o takiej samej σ odpowiada linia prosta na wykresie wariacji Allana.



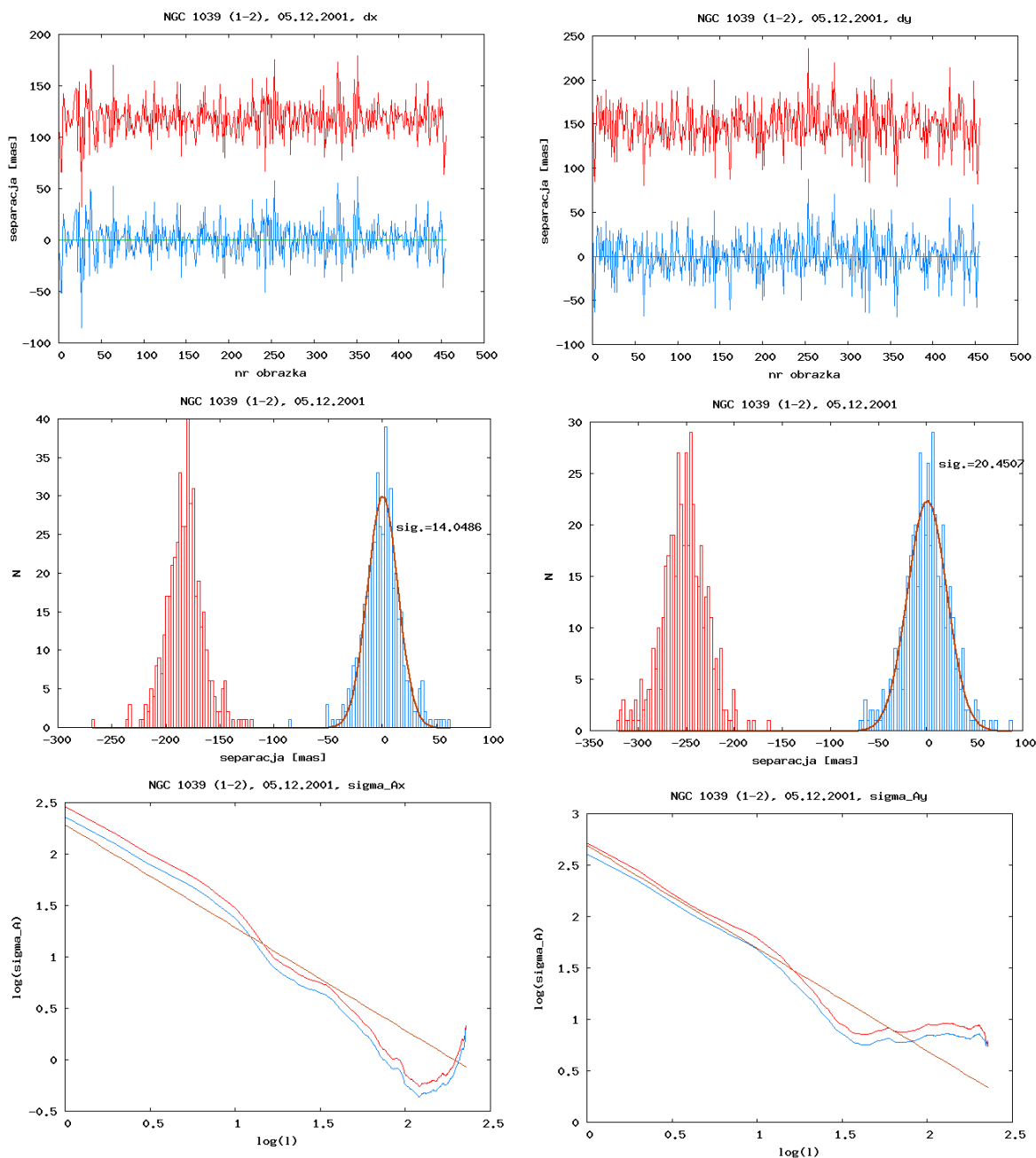
Rysunek 5.3: To samo co na Rys. 5.2, dla GJ 458.



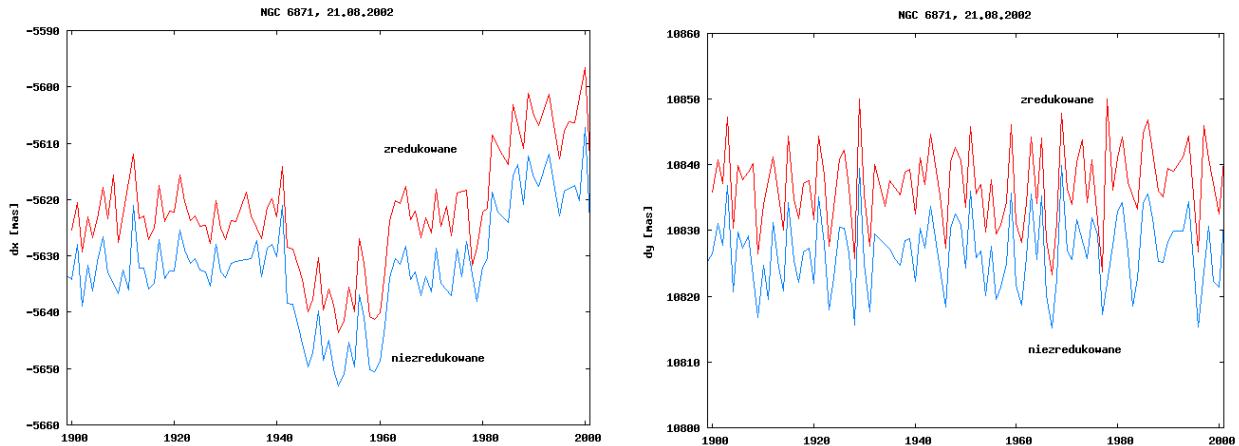
Rysunek 5.4: To samo co na Rys. 5.2, dla GJ 507.



Rysunek 5.5: To samo co na Rys. 5.2, dla gwiazd 1 i 5 gromady NGC 6871.



Rysunek 5.6: To samo co na Rys. 5.2, dla gwiazd 1 i 3 gromady NGC 1039. Wykres wariacji Allana po korekcji jest dokładnie taki sam jak przed, został więc nieznacznie przesunięty, dla lepszej czytelności.



Rysunek 5.7: Porównanie obliczeń separacji gwiazd w przypadku danych zredukowanych (czerwony) i niezredukowanych (niebieski, przesunięty) na płaskie pole dla 200 obserwacji gromady NGC 6871. Różnice między przebiegami wykresów mogą wynikać z zastosowanych kryteriów odrzucających złe pomiary położenia.

5.1.1 Możliwe źródła efektu „skoków”

Jeśli obraz gwiazdy powstawał na nierównym tle, to w zależności od stopnia nachylenia poziomu tła położenie maksimum obrazu jest fałszowane w różnym stopniu. Obliczone położenie jest przesunięte względem prawdziwego zgodnie z gradientem tła. Nierówności mogą powstać np. w wyniku złej redukcji na płaskie pole. Jednak w przypadku tej pracy można taką hipotezę odrzucić.

Jak było wspomniane w punkcie 4.1, nie wszystkie obserwacje zawierały obrazy *flat*. Dane z roku 2001 nie były zredukowane na płaskie pole, a efekt skoków jest wyraźnie widoczny (Rysunek 5.1). Procedura liczenia położenia i separacji gwiazd została przeprowadzona także dla danych niezredukowanych. Na Rysunku 5.7 pokazane jest porównanie wyników pomiarów separacji między 1 i 3 gwiazdą gromady NGC 6871 dla 200 obrazów zredukowanych i niezredukowanych na płaskie pole z nocy 21.08.2002. Jak widać przebieg obu wykresów jest niemal identyczny, wliczając w to skokowe zmiany w wartości Δx . Biorąc pod uwagę ten fakt możemy odrzucić hipotezę złego *flatfieldingu* jako źródła efektu „skoków”.

Można także odrzucić stwierdzenie, że zmiany separacji gwiazd są związane z optyką teleskopu. Jak widać na wykresie Δx dla układu GJ 458 (Rys. 5.3), skoki na początku obserwacji – pierwsze 400 ekspozycji – przyjmują większe wartości w milisekundach łuku, niż pod ich koniec. Wcześniej ekspozycje wykonywane były w skali $39.91 \text{ mas}/\text{pix}$, późniejsze zaś w skali $25.1 \text{ mas}/\text{pix}$. Po przejściu do skali pikseli okazuje się, że zmiany są na takim samym poziomie – około 1 piksela. W obu przypadkach obserwowany obiekt znajdował się blisko centrum pola widzenia i nie był przemieszczany w pobliże granic matrycy.

W związku z powyższym sensownym wyjaśnieniem efektu wydają się być fizyczne odkształcenia samego chipa CCD. Jego powierzchnia najprawdopodobniej nie jest prostopadła do

kierunku padania światła. W praktyce oznacza to m.in. zmienną wartość czynnika skali $plsc$ w obrębie matrycy. Co więcej wydaje się, że matryca jest odkształcona w różny sposób w różnych swoich częściach.

Do obserwowanych położenia gwiazd można próbować dopasować model czynnika skali. Za Pravdo i Shaklanem (1996) można zapisać ogólną postać modelu w najprostszej, liniowej postaci:

$$\begin{cases} \hat{x} = ax + by + c \\ \hat{y} = dx + ey + f \end{cases} \quad (5.1)$$

Symbole \hat{x} i \hat{y} oznaczają „właściwe” albo poprawione współrzędne danej gwiazdy, a stałe a, b, c, d, e oraz f określają zmienność czynnika skali w obrębie matrycy. Ponieważ w osi Y „skoki” są znacznie mniejsze, możemy z pewnym przybliżeniem przyjąć, że $d = 0$ oraz $e = 1$. Zakładając, że model jest liniowy, te same stałe powinny się odnosić zarówno do położenia gwiazd jak i ich różnicy $\Delta\hat{x}$ i $\Delta\hat{y}$ w funkcji Δx oraz Δy , przynajmniej w obrębie jednego składowego chipa. Detektor kamery PHARO składa się bowiem z czterech chipów o wymiarach 512×512 pikseli. Każda z tych części wydaje się być zniekształcona w inny sposób.

5.1.2 Oszacowanie błędu pomiaru

Nieprzewidywalne zachowanie się wyników pomiarów utrudnia wyznaczenie czy też oszacowanie niepewności związanej ze „skokami”. Dla jednej pary gwiazd w obrębie jednej nocy zmiany separacji mogą być różne. Przyjęcie za wartość błędu systematycznego ε_x różnicy między skrajnymi wartościami Δx , nie gwarantuje nam ani tego, że błąd ten nie będzie przeszacowany, ani niedoszacowany. Możemy się jedynie domyślać, że różnica między rzeczywistą a wyznaczoną (w postaci średniej arytmetycznej) wartością składowej separacji Δx (jak również Δy) jest przynajmniej zbliżona do ε_x (czy też ε_y).

Wartość ε_x była szacowana w następujący sposób. Na histogramie Δx wybierany był przedział zawierający średnią wartość Δx dla danej nocy. Następnie określany był zakres przedziałów wokół wartości średniej, w którym mieściło się 70% pomiarów. Odpowiada to mniej więcej wartości 1σ w przypadku histogramu mającego rozkład gaussowski. Szerokość tak wybranego zakresu separacji uznawana była za ε_x^2 dla danej pary. Analogicznie szacowana była wartość odchyłki systematycznej we współrzędnej Y. Tak oszacowane wartości były używane do obliczenia całkowitego błędu pomiaru, zgodnie ze wzorem (Bielski i Ciuryło, 2001):

$$\sigma_{\Delta x}^2 = \frac{2}{N(N+1)} \sum_{i=1}^N (\Delta x_i - \overline{\Delta x})^2 + \frac{2}{3} \varepsilon_x^2, \quad (5.2)$$

gdzie N oznacza liczbę pomiarów, a $\overline{\Delta x}$ średnią wartość różnicy położenia dla danej nocy. Pierwszy składnik sumy odpowiada założeniu, że pomiary mają rozrzut przypadkowy. Czynnikiem 2 wynika z faktu, że rzeczywiście mierzonymi wielkościami są położenia a nie ich różnica. Dla $\Delta x = x_2 - x_1$ na podstawie reguły przenoszenia niepewności dostajemy $\sigma_{\Delta x}^2 = \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2$, co przy założeniu, że dla obu gwiazd niepewności są równe, prowadzi do zależności $\sigma_{\Delta x}^2 = 2\sigma_x^2$.

Zgodnie z oczekiwaniami składnik systematyczny wnosił znacznie większy przyczynek do obliczanego błędu niż składnik przypadkowy.

Analogiczny rachunek przeprowadzony został dla składowej Y. Mimo, że wkład przyczynka systematycznego w tym przypadku jest mniejszy niż dla X, nie możemy wykluczyć jego wpływu. Wartości ε_y były oczywiście mniejsze i w mniejszym stopniu wpływały na $\sigma_{\Delta y}$. Błędy separacji i kąta pozycyjnego liczone były na podstawie $\sigma_{\Delta x}$ i $\sigma_{\Delta y}$ zgodnie z regułą przenoszenia niepewności.

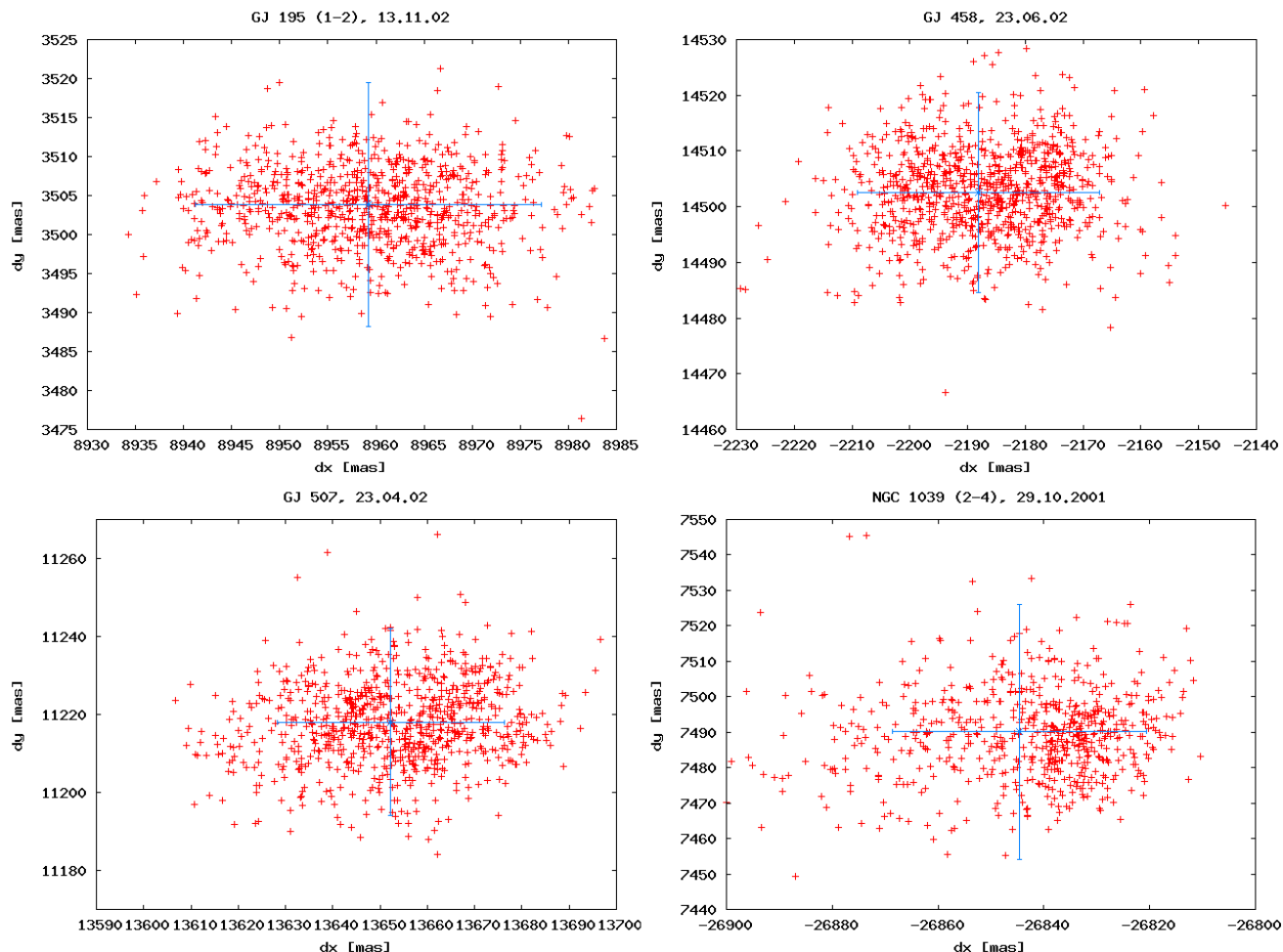
Powyższy sposób szacowania i uwzględniania błędu systematycznego wydaje się być nie-najgorszy. W przypadkach gdy obserwowany rozrzut pomiarów był quasigaussowski, składnik systematyczny wnosił znacznie mniej do całkowitego błędu pomiaru. Nie mógł być jednak pomijalny, nawet w przypadku obserwacji NGC1039 w nocy 05.12.01, ponieważ obserwowane separacje prawdopodobnie nie odpowiadają rzeczywistym. To podejście pozwala w pewnym stopniu uwzględnić takie sytuacje. Sam poziom ufności 0.7 został dobrany tak, aby uzyskiwane wartości błędów separacji nie miały za małych wartości, zdominowanych przez błędy przypadkowe. Jednocześnie wartości $\varepsilon_{x,y}$ nie są przesadnie duże i dają wartości błędów zgodne z założeniem, że różnica między rzeczywistą a zmierzona separacją jest zbliżona. Pozwala także pominąć pomiary pogorszone m.in. w wyniku gorszej korekcji seeingu przez optykę adaptywną. Porównanie wyników poszczególnych pomiarów z wynikiem końcowym i oszacowanym błędem pokazane jest na Rys. 5.8. Krzyże błędów oznaczają $\pm 3\sigma_{\Delta x, \Delta y}$.

Mimo to otrzymywane wartości $\sigma_{\Delta x}$ i σ prawdopodobnie nie są poprawne, np. są zaniżone. Nie nadają się do dalszego wykorzystania, chociażby do obliczenia limitów na masy potencjalnych planet krążących wokół badanych gwiazd. Aby sprawdzić właściwą dokładność astrometrycznych pomiarów należało zdjąć efekt „skoków”. Pomiary zostały podzielone na serie, w których obliczone z centroidów położenie zmieniało się o mniej niż 3 piksele (w każdej osi) ze zdjęcia na zdjęcie. W obrębie takich serii liczone były wartości średnie składowych separacji a następnie odejmowane od wszystkich pomiarów. Po takim przesunięciu uzyskiwane były wartości residuów liczonych między poszczególnymi pomiarami a średnimi danej serii. Wyniki korekcji na średnie, wraz z analizą statystyczną, przedstawione są na Rys. 5.2 – 5.6 kolorem niebieskim.

Jak widać rozrzut po odjęciu średnich jest zupełnie przypadkowy i ma rozkład w dobrym przybliżeniu gaussowski. Różnice w pomiarach składowej Y przed i po korekcji świadczą o wpływie systematycznego składnika niepewności. Na podstawie skorygowanych pomiarów obliczone zostały niepewności, zastosowane później do liczenia ograniczeń masy. Niepewności te są miarą faktycznej dokładności pomiarów astrometrycznych w przypadku całkowitego zredukowania efektu „skoków” i wyznaczenia separacji nieskażonej tym efektem.

5.1.3 Próba zredukowania efektu

Podtrzymując założenie o poprawności liniowego modelu czynnika skali, opisywanego równaniami (5.1), można próbować wyznaczyć współczynniki z tych równań. Jak już było niejednokrotnie wspomniane, zmiany w Δy są przeważnie niezauważalne, dlatego też próby zredukowania „skoków” ograniczyły się do składowej X-owej. Jeśli czynnik skali zmienia się

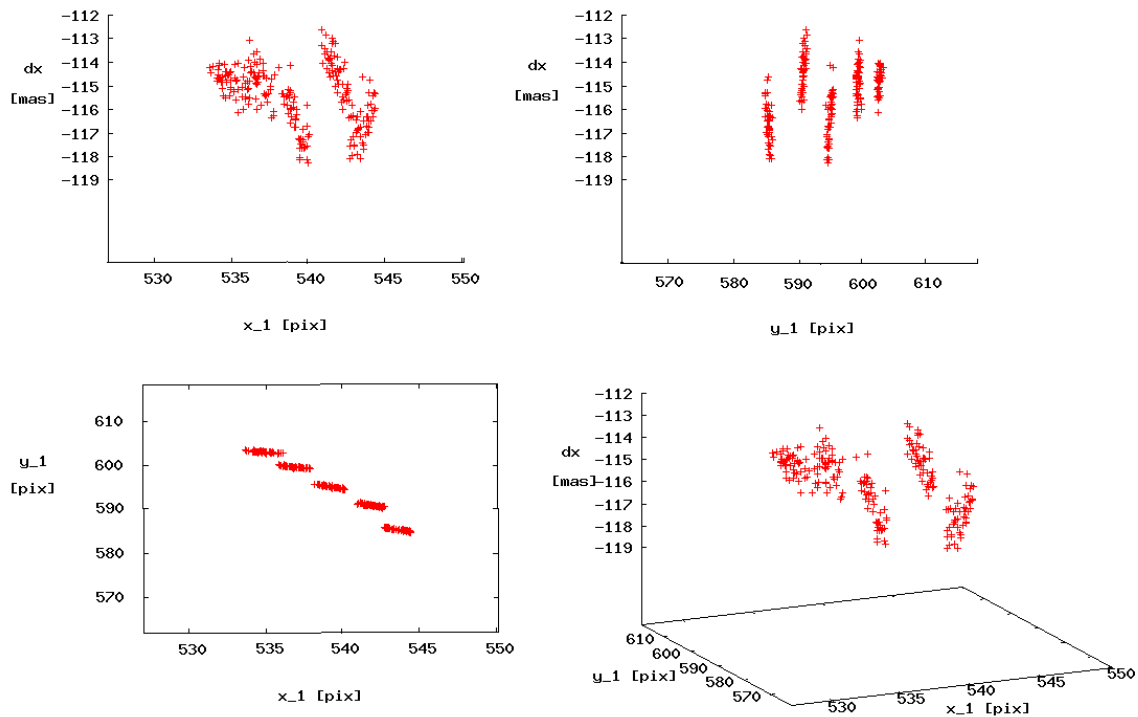


Rysunek 5.8: Wyniki pomiarów (czerwony) oraz obliczone średnie $\Delta x, \Delta y$ dla czterech przykładowych par gwiazd. Krzyże błędów oznaczają $\pm 3\sigma_{\Delta x, \Delta y}$. Zgodnie z oczekiwaniami większość pomiarów zawiera się w obszarze ograniczonym błędem pomiaru.

w sposób liniowy z położeniem na matrycy, to prawdziwą powinna być formuła:

$$\Delta x = ax + by + c. \quad (5.3)$$

Za x, y powinny być przyjęte takie współrzędne, które mówią nam o lokalizacji całej pary na matrycy, a jednocześnie da się je przedstawić za pomocą wyznaczonych położen poszczególnych gwiazd. Pod uwagę brane były tylko takie pary, w skład których wchodziły gwiazdy dobrze naświetlone, których separacja była nie większa niż ~ 300 pikseli i które miały wykonanych dużo ekspozycji w ciągu różnych nocy i w przynajmniej trzech położeniach na matrycy. Ze względu na możliwość wystąpienia różnych odkształceń na różnych częściach matrycy, faworyzowane były te układy, które razem mieściły się na pojedynczej ćwiartce chipa. Rolę (x, y) spełniał geometryczny środek układu $(\frac{x_1+x_2}{2}, \frac{y_1+y_2}{2})$, a w przy-

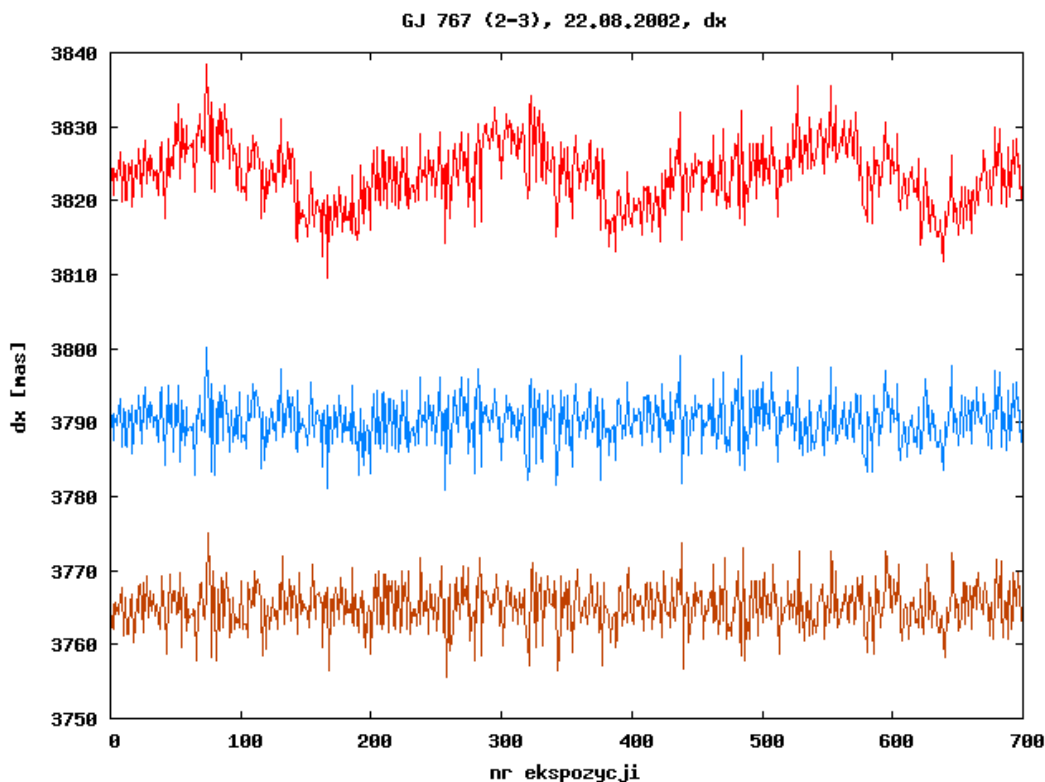


Rysunek 5.9: Wyniki pomiarów Δx dla GJ 661 w nocy 26.06.02 w funkcji położenia gwiazdy nr 1 (x_1, y_1) dla pięciu serii obserwacji, w których gwiazdy znajdowały się w podobnych położeniach. Wykresy przedstawiają płaszczyzny: $x_1, \Delta x$ (lewo, góra), $y_1, \Delta x$ (prawo, góra), x_1, y_1 (lewo, dół), oraz widok trójwymiarowy.

padku ciasnego układu GJ 661 także współrzędne poszczególnych gwiazd.

Do zależności $\Delta x(\frac{x_1+x_2}{2}, \frac{y_1+y_2}{2})$ dopasowana była płaszczyzna w postaci (5.3) i wyznaczone były wartości współczynników a, b oraz c . Na dokładność ich wyznaczenia wpływ miał nie tylko rozrzut pomiarów. Okazuje się, że dla różnych serii obserwacji, dla których położenie gwiazd było podobne, wartości separacji mogą się znacznie od siebie różnić. Ilustruje to przykład GJ 661 z nocy 26.06.02, pokazany na Rysunku 5.9.

Różnica w lokalizacji gwiazd na matrycy pomiędzy tymi seriami to około 20-30 pikseli. Mimo to poszczególne serie dają znacząco różne wyniki pomiarów. Widać w nich nawet pewne trendy, np. w serii „środkowej”. Takie zachowanie sugeruje, że nawet jeśli model *plsc* jest liniowy, to współczynniki a oraz b podlegają szybkim zmianom. Rzeczywiście, w tych przypadkach, w których można dopasować jakąś płaszczyznę do pomiarów, zmienia się jej nachylenie z obiektu na obiekt, a nawet przy wyborze innej pary z tego samego pola, w ciągu jednej nocy. Dla tej samej nocy, w obrębie tej samej części chipa współczynniki kierunkowe płaszczyzny a i b mogą przyjmować wartości o różnych znakach. Oczywistym staje się zatem fakt, że dla tej samej pary gwiazd nachylenie płaszczyzny zmienia się także z nocy na noc.



Rysunek 5.10: Wyniki pomiarów Δx dla gwiazd 2 i 3 układu GJ 767 w nocy 22.08.02 – uzyskane bezpośrednio z położenia gwiazd (czerwony), po dopasowaniu i odjęciu płaszczyzny (niebieski) i po korekcji na średnie (brązowy, przesunięty). Jak widać przebieg wyników po obu redukcjach jest praktycznie identyczny.

Sama jednak możliwość dopasowania jakiegokolwiek płaszczyzny do konkretnych pomiarów daje nadzieję na wyeliminowanie w przyszłości tego efektu. Jeśli od pomiarów odejmiemy czynnik $ax + by$ ze współczynnikami otrzymanymi z dopasowania, to efekt „skoków” zostaje zdjęty. Dla przykładu na Rysunku 5.10 pokazane są wyniki bezpośrednich pomiarów składowych separacji (czerwony), te same wyniki po redukcji „skoków” przez dopasowanie płaszczyzny (niebieski) oraz po korekcji na średnie, opisanej w poprzednim punkcie.

Odjęcie płaszczyzny daje identyczny przebieg wyników pomiarów, co korekcja na średnie. Uzyskiwana w ten sposób średnia wartość $\Delta x'$ jest oczywiście równa wyznaczonej z dopasowania wartości c , w tym przypadku $\sim 3790 \text{ mas}$. Nie możemy być jednak pewni, że jest dobrym estymatorem wartości rzeczywistej. Dla danej nocy skorygowane wyniki pomiarów różnią się średnio od rzeczywistego $\Delta \hat{x}$ o pewną stałą wartość, ale wartość ta dla konkretnych par gwiazd zmienia się z nocy na noc. Zmienia się nawet w zależności od tego, czy dopasujemy płaszczyznę do Δx w funkcji geometrycznego środka układu, czy może w funkcji położenia jednej z gwiazd.

Wiele wskazuje na to, że liniowy model czynnika skali jest całkiem dobry i w przyszłości

będzie mógł być wykorzystany do korygowania wyników pomiarów. Potrzebna jest jednak uniwersalna procedura kalibracji, która nie tylko sprowadzi wyniki do jednej wartości $\Delta x'$, ale także określi o ile różni się ona od rzeczywistej separacji gwiazd.

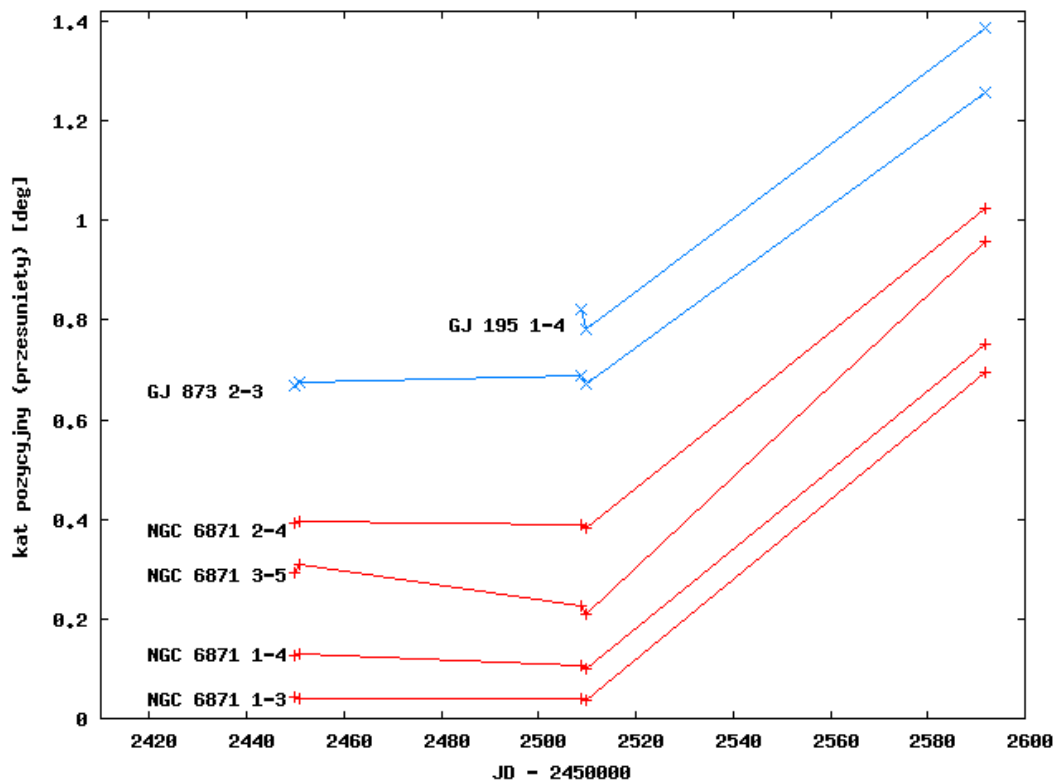
5.2 Rotacja matrycy

Wynik pomiarów kątów pozycyjnych między gwiazdami w gromadzie NGC6871, oraz w kilku innych przypadkach, wskazuje na to, że między 22 sierpnia (MJD=52510) a 13 listopada (MJD=52592) 2002 roku detektor kamery PHARO (lub cała kamera) został obrócony w stosunku do swojej poprzedniej pozycji. O ile do 22 sierpnia możliwe jest, że kierunek osi Y pokrywał się w miarę dokładnie z kierunkiem północnym na niebie, o tyle 13.11. oś Y była nachylona do kierunku północnego o pewien kąt.

Na Rysunku 5.11 pokazana jest wartość (przesunięta) kąta pozycyjnego θ dla różnych par gwiazd gromady NGC6871 w różnych dniach, oraz dla dwóch innych par obiektów. Widać jest zwiększenie się kąta pozycyjnego w nocy 13.11., o wartość $d\theta$, zbliżoną we wszystkich przypadkach. Efekt ten widoczny jest zawsze w przypadku gwiazd, które nie stanowią razem związanego grawitacyjnie układu na tyle ciasnego, że ich względne przesunięcie na niebie w ciągu 3 miesięcy byłoby znaczące. Można to sprawdzić porównując chociażby z wartościami z 23 i 24 czerwca 2002 (MJD=52450).

Kąt $d\theta$, o jaki nastąpiła rotacja instrumentu, wynosi $+0.640 \pm 0.013$ stopnia. Jest to liczba co najmniej kilkukrotnie większa od uzyskiwanej w ciągu wszystkich nocy niepewności pomiarów kąta pozycyjnego, co przemawia za prawdziwością rotacji matrycy. Innym faktem, przemawiającym za takim wyjaśnieniem obserwowanej zmiany kątów θ , jest brak takowej zmiany w czasie między czerwcem a sierpniem 2002. Oznacza to, że przed 13 listopada 2002 detektor obrócił się o 0.64° w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. W przypadku rozległych układów podwójnych taka różnica kątów może odpowiadać różnicy położień na CCD porównywalnej z dyfrakcyjnym rozmiarem gwiazdy. Dodatkowo istnienie takiego efektu w przypadku 2 i 3 gwiazdy układu GJ 873, przy niewielkiej odległości do nich ($\sim 5pc$), świadczy o bardzo powolnym ruchu orbitalnym tej pary względem siebie.

W dalszej analizie wszystkie uzyskane wartości θ z nocy 13.11.02 zostały pomniejszone o 0.64° . Możliwość wykrycia zmian na takim poziomie świadczy o dobrej dokładności pomiarów. Jednakże samo zaistnienie takiej zmiany wprowadza niepewność do wszystkich pomiarów θ . Nie jesteśmy w stanie powiedzieć, czy podobne obrócenie chipa CCD, bądź całej kamery, nie miało miejsca wcześniej. Aby to stwierdzić potrzebne by były obserwacje pary gwiazd, których kąt pozycyjny byłby znany z dokładnością lepszą niż ~ 0.01 stopnia.

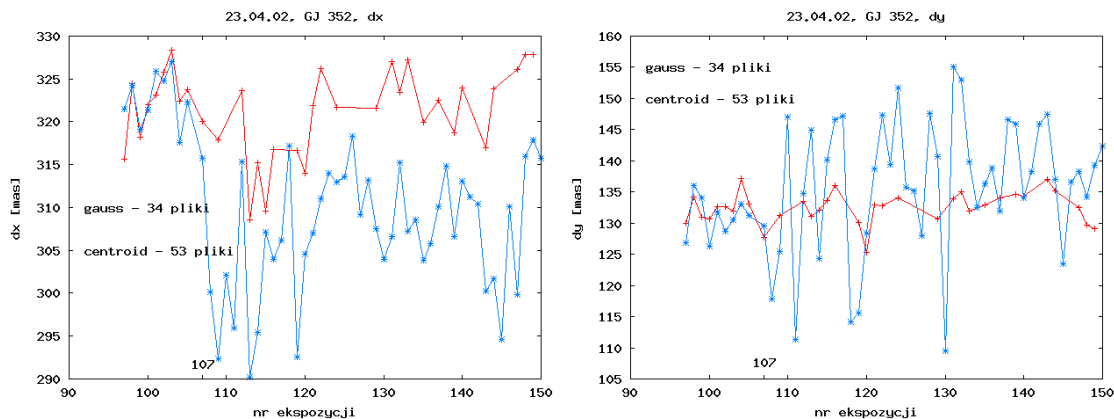


Rysunek 5.11: Zależność kąta pozycyjnego θ od epoki obserwacji dla wybranych par gwiazd. Wartości θ są przesunięte dla większej czytelności.

5.3 Wpływ korekcji AO

W większości przypadków system optyki adaptywnej działał bez zarzutu. Nieliczne obserwacje, w których nie było dobrej korekcji seenigu przeważnie nie były brane do analizy. Jednakże w przypadku układu GJ 352 (noc 23.04.2002) wszystkich ekspozycji było niewiele, zatem w analizie uwzględnione zostały wszystkie, w których dwie gwiazdy w ogóle dają się rozdzielić. GJ 352 jest bowiem najciaśniejszym ze wszystkich układów obserwowanych teleskopem Hale'a ($\rho \simeq 350\text{ mas}$, rozdzielczość kątowna teleskopu w paśmie K to ok. 110 mas .) a na dodatek stosunkowo słabym. Jak się okazuje obiekt ten jest świetnym przykładem wpływu jakości korekcji AO na pomiary astrometryczne.

Skuteczność systemu AO pogarszała się w miarę trwania obserwacji. Optyka adaptacyjna działała dobrze jedynie podczas pierwszych 10. Ze wszystkich 75 ekspozycji tylko 53 były poddane jakimkolwiek pomiarom, co już świadczy o wpływie seenigu na obserwacje. W pozostałych 22 składniki były nierozdzielone, albo nawet cały układ był na granicy wykrywalności. Dla tych 53 ekspozycji obliczone zostały centroidy, które następnie posłużyły za punkt wyjścia w dopasowaniu funkcji Gaussa. Procedura dopasowania jest wrażliwa na jakość danych i trafność warunków początkowych. Tylko dla 34 przypadków udało się w



Rysunek 5.12: Wyniki pomiarów separacji składników ciasnego układu GJ 352, uzyskane z centroidów (niebieski) i dopasowania funkcji Gaussa (czerwony). System AO działał poprawnie jedynie przez pierwszych 10 ekspozycji (do numeru 107 włącznie).

miarę poprawnie ją wykonać. Porównanie wyników liczenia centroidów i dopasowań gaussoid pokazane jest na Rys. 5.12.

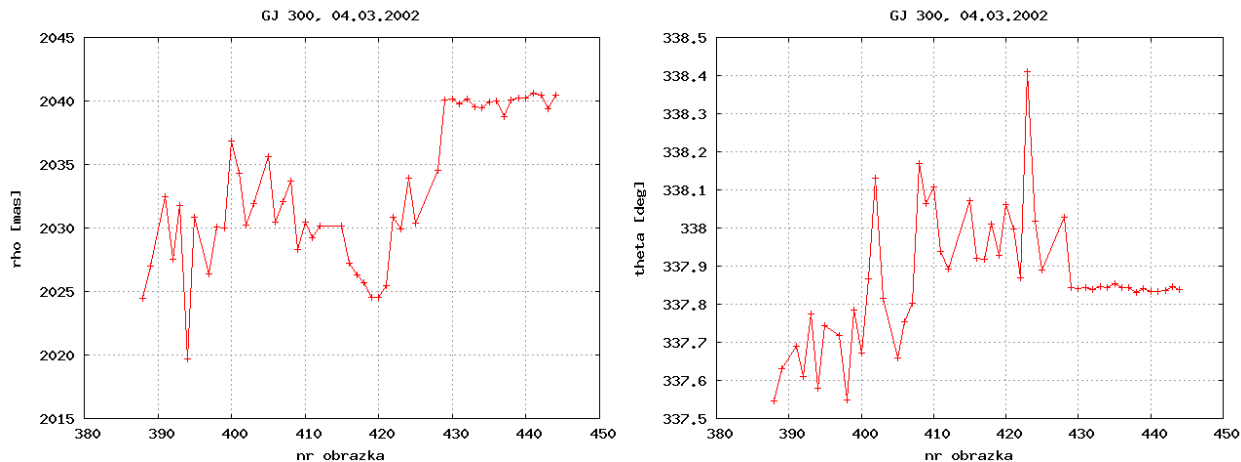
Do zdjęcia nr 107 obie metody dają zgodne wyniki. Później znacznie zwiększa się rozrzut wyników w obu składowych i średnia wartość Δx otrzymywana z centroidów. „Gaussy” radzą sobie trochę lepiej – wyniki są bardziej zbliżone, ale i tak nie są zadowalającej jakości, o czym świadczy chociażby spadek Δx między ekspozycjami 111 a 120. Ostateczne wartości składowych separacji liczone były na podstawie pierwszych 10 pomiarów z dopasowań gaussoid, a ich niepewności nie uwzględniają czynnika systematycznego, związanego z efektem „skoków”. Przy tak małej separacji i niewielkiej ilości pomiarów nie dałoby się go po prostu oszacować, chociażby dlatego, że składnik „przypadkowy” niepewności byłby dużo większy. Przy bardzo wielu dokładnych pomiarach, z dobrą korekcją AO, układ GJ 352 mógłby być dobrym testerem modelu czynnika skali.

5.4 Wpływ czynnika skali

Zgodnie z zależnością (1.3) im mniejszy kąt przypada na jeden piksel matrycy, tym mniejszy jest błąd pojedynczego pomiaru. W serii pomiarów podobny rozrzut wyników w pikselach powinien się również przełożyć na mniejszy rozrzut wyników w sekundach łuku. O tym, że tak rzeczywiście jest, można się przekonać patrząc na wariancje σ dopasowanych rozkładów Gaussa, podanych na Rys. 5.2 - 5.6. Ostatni odnosi się do gromady NGC 1039, która obserwowana była w skali $39.91 \text{ mas}/\text{pix}$. Pozostałe pary gwiazd (za wyjątkiem części obserwacji GJ 458) rejestrowane były w skali $25.1 \text{ mas}/\text{pix}$. Jak widać wariancje rozkładów dla NGC 1039 są znacznie większe.

Ciekawym przykładem wpływu czynnika $plsc$ na wyniki pomiarów jest GJ 300 B, obserwowany teleskopem Kecka (noc 04.03.2002). Ograniczone dyfrakcyjnie obrazy gwiazd mają

dla tego teleskopu w filtrze K' rozmiar około 53 milisekund łuku. W trybie szerokim, przy skali $39.686 \text{ mas}/\text{pix}$ daje to około 1.4 piksela na matrycy. Uwzględniając dodatkowo fakt, że składniki wtórne układu GJ 300 są gwiazdami słabymi, oczywistym staje się, że pomiary astrometryczne w takiej skali nie mogą być dokładne, przede wszystkim ze względu na szum fotonowy. Ilustruje to rysunek 5.12. Ostatnie 16 ekspozycji tego obiektu wykonywanych było w skali $9.942 \text{ mas}/\text{pix}$ (jak na Rys. 3.7). Uzyskiwane wyniki są o wiele dokładniejsze i bardziej stabilne. Rozrzut ρ można liczyć w mikrosekundach łuku. Tylko te pomiary były brane pod uwagę przy ostatecznym liczeniu separacji i kąta pozycyjnego.



Rysunek 5.13: Wyniki pomiarów separacji ρ (lewy) i kąta pozycyjnego θ (prawy) badanych gwiazd układu GJ 300. Ekspozycje do numeru 428 wykonywane były w skali $39.686 \text{ mas}/\text{pix}$, ostatnich 16 zaś w skali $9.942 \text{ mas}/\text{pix}$.

5.5 Wpływ refrakcji chromatycznej

Jednym ze skutków działania atmosfery ziemskiej na obserwacje astrometryczne jest zjawisko refrakcji chromatycznej (czasem w literaturze nazywanej *różnicową*). Polega ona na pozornym przesunięciu obserwowanego obiektu w kierunku zenitu. Kąt R , o jaki następuje to przesunięcie, możemy oszacować korzystając z zależności:

$$R \equiv z_t - z_a \simeq 206265 \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2} \right) \text{tg } z_t \quad [\text{arcsec}] \quad (5.4)$$

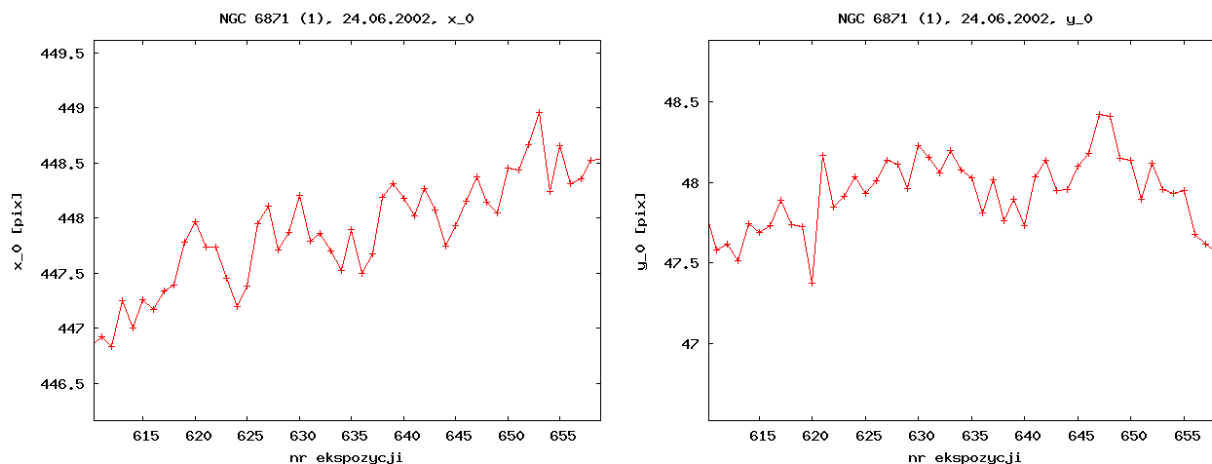
gdzie z_t jest prawdziwą odległością zenitalną obiektu, z_a – obserwowaną, zaś n jest współczynnikiem załamania (Roe, 2002). Współczynnik n jest w ogólności zależny od długości fali na jakiej prowadzone są obserwacje oraz od warunków pogodowych:

$$n(\lambda, p, T, p_w) = 1 + \left[64.328 + \frac{29498.1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255.4}{41 - \lambda^{-2}} \right] \frac{pT_s}{p_s T} 10^{-6} - 43.49 \left[1 - \frac{0.007956}{\lambda^2} \right] \frac{p_w}{p_s} 10^{-6} \quad (5.5)$$

W zależności tej λ oznacza długość fali [μm], p ciśnienie [hPa], T temperaturę [K], p_s i T_s są kanonicznymi wartościami ciśnienia i temperatury, równymi odpowiednio $1013.25 hPa$ oraz $288.15 K$, p_w oznacza natomiast cząstkowe ciśnienie pary wodnej (Roe, 2002). Stosunek p_w/p_s można potraktować jako wilgotność względną.

Zależność poprawki refrakcyjnej R od długości fali objawia się już na etapie prowadzenia obserwacji. Śledzenie obiektu na teleskopie Hale'a z systemem optyki adaptatywnej PALAO, opiera się na obrazie danego obiektu widzianego na długości fali $< 1.05 \mu m$, podczas gdy światło o większej długości fali trafia do instrumentu naukowego. W czasie ruchu po sferze niebieskiej zmienia się wysokość zenitalna obiektu oraz kąt R . Na różnych długościach fali zmiana kąta R jest oczywiście inna. O ile system dobrze śledzi obiekt w paśmie „widzialnym”, a obraz jego jest nieruchomy na detektorze kamery *guidera*, o tyle w podczerwieni obraz obiektu przemieszcza się po matrycy kamery PHARO. Ilustruje to Rysunek 5.14, na którym jako przykład pokazane są współrzędne środka najjaśniejszej obserwowanej gwiazdy z gromady NGC 6871 w jednej serii obserwacji z nocy 24.06.2002.

Widoczny jest silny trend wzrostowy we współrzędnej X oraz słabszy, ale także wyraźny, we współrzędnej Y. Podobne zachowanie jest zauważalne we wszystkich obiektach, bez względu na noc. Efekt ten dla teleskopów Keck był opisywany przez Roe (2002), głównie pod kątem wpływu na badania spektroskopowe i astrometryczne. Jest on np. źródłem ograniczenia na długość czasu ekspozycji. Przy ekspozycjach zbyt długich powoduje bowiem rozmycie obrazu gwiazdy.



Rysunek 5.14: Położenie gwiazdy nr 1 z gromady NGC 6871 w kilkudziesięciu obserwacjach z nocy 24.06.2002.

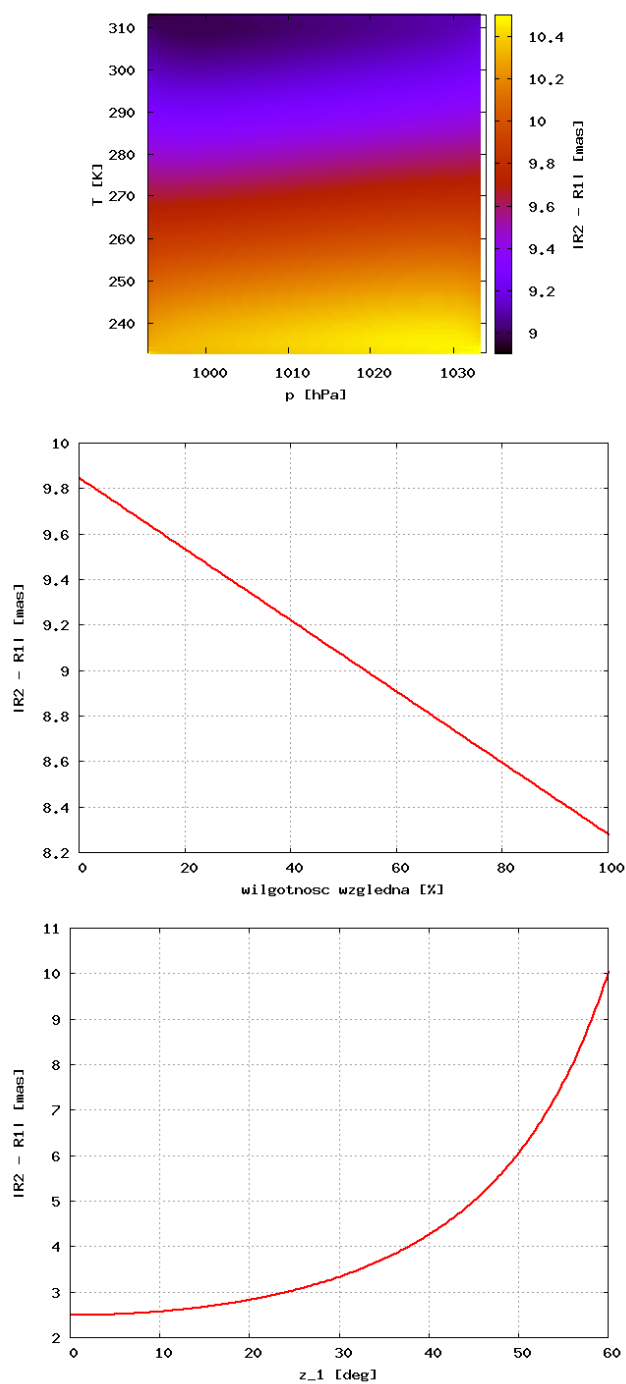
W przypadku astrometri względnej w małych polach ważna jest zależność R od odległości zenitalnej i warunków pogodowych. Właściwie nie samego R , ale różnicy poprawek refrakcyjnych $\Delta R = |R_2 - R_1|$, gdzie R_1 i R_2 odpowiadają przesunięciom w wysokości zenitalnej dla dwóch różnych gwiazd. Jeżeli wartość ΔR oraz jej zmienność w zależności od wysokości nad horyzontem i pogody okazuje się być większa lub porównywalna do dokładności pomiarów, należy uwzględnić poprawkę na refrakcję chromatyczną.

Na Rysunku 5.15 przedstawione są wykresy zależności $|R_2 - R_1|$ od wspomnianych czynników. Górny panel pokazuje zależność od temperatury i ciśnienia, środkowy od wilgotności względnej a dolny od odległości zenitalnej układu. Dwa pierwsze odnoszą się do jednej z obserwacji gwiazd nr 1 i 3 gromady NGC 6871, z nocy 24.06.02. Ostatni zaś odnosi się do hipotetycznego układu dwu gwiazd, których wysokości zenitalne różnią się o 10 sekund łuku. W tym przypadku, na osi poziomej odłożona jest wysokość zenitalna gwiazdy znajdującej się wyżej nad horyzontem. Na potrzeby stworzenia wykresu pierwszego przyjęto wilgotność powietrza 50%, co jest realną wartością dla obserwatorium palomarskiego w okresie wiosenno-letnim. Taka sama wartość przyjęta została przy tworzeniu wykresu dolnego. Na potrzeby wykresu środkowego i dolnego przyjęte także zostały kanoniczne wartości temperatury i ciśnienia.

Na wykresach tych różnice poprawek refrakcyjnych są rzędu milisekund łuku, a więc są porównywalne z $\sigma_{\Delta x, \Delta y}$ (czyt.: 5.1.2). Są oczywiście większe niż dokładność jaką można osiągnąć korygując efekt „skoków”. Wskazuje to na konieczność uwzględniania refrakcji chromatycznej w pomiarach astrometrycznych za pomocą optyki adaptatywnej. W układach ciasnych, oraz w takich przypadkach, gdy wektor łączący obiekty jest prawie prostopadły do kierunku na zenit, ΔR osiągać będzie oczywiście mniejsze wartości. Może jednak nadal być wystarczająco duże, aby fałszować wyniki pomiarów. Rysunek 5.15 pokazuje też, że konieczna może być znajomość dokładnych danych pogodowych. W podanym zakresie temperatur różnica poprawek dyfrakcyjnych zmienia się w tym przypadku o około 1.5 milisekundy ($\sim 15\%$). Jest zatem na poziomie dokładności, jaką dawałby teleskop Hale’a po zredukowaniu „skoków”. Podobnie wygląda zależność od wilgotności (ciśnienia cząstkowego pary wodnej). Jest również widoczna zależność od ciśnienia, ale jest ona słaba. Wnioskować zatem można, że do dobrego określenia poprawek refrakcyjnych potrzebna jest dobra znajomość temperatury i wilgotności powietrza. Można natomiast posługiwać się kanoniczną wartością ciśnienia, o ile obserwatorium nie jest położone wysoko nad poziomem morza. W obserwatoriach wysokogórskich, takich jak na Mauna Kea, czy Cerro Paranal (VLT) ciśnienie atmosferyczne spada prawie dwukrotnie, co może powodować znaczące odstępstwa w wartości ΔR .

Oczywiście różnica ΔR nie jest tym samym co różnica między separacjami obiektów przed i po korekcie na refrakcję. Byłaby, gdyby wektor łączący obiekty był równoległy do wektora elewacji. Dlatego też rozbieżności w separacjach przed i po korekcji są mniejsze niż ΔR dla danej pary gwiazd. Refrakcja chromatyczna nie ma większego wpływu na obliczany kąt pozycyjny układu podwójnego. W szczególności nie zmienia efektu rotacji macierzy opisanego w punkcie 5.2, czy niezgodności we względnych położeniach gwiazd (np. Rys. 5.1).

Wyniki przedstawione w dalszej części pracy zostały poprawione na wpływ atmosferycznej refrakcji chromatycznej. Do obliczeń przyjęte zostały wartości kanoniczne temperatury i ciśnienia oraz wilgotność 50%. Nieznajomość dokładnych warunków pogodowych w momencie obserwacji jest źródłem dodatkowej niepewności obliczonych separacji. Biorąc pod uwagę Rys. 5.15. można tę niepewność oszacować na poziomie kilku milisekund łuku.



Rysunek 5.15: Zmienność różnicy $\Delta R = |R_2 - R_1|$ w zależności od warunków pogodowych i wysokości nad horyzontem. Objasnienia w tekście.

5.6 Porównanie z teleskopem Keck II

Podobną analizę jak dla obserwacji z teleskopu Hale’a przeprowadzono dla danych z teleskopu Keck II. Obserwacji tych jest jednak bardzo mało i pochodzą tylko z 1 nocy, zatem niemożliwe było wykonanie komplementarnego porównania obu instrumentów.

Obiekty obserwowane teleskopem Keck II i analizowane w tej pracy to we wszystkich trzech przypadkach podwójne składniki wtórne układu (przynajmniej) potrójnego. Gwiazda główna jest prześwietlona, separacja między składnikami jest raczej mała a obserwacje wykonywane były w skali $9.942 \text{ mas}/\text{pix}$. Samych przydatnych do analizy ekspozycji jest bardzo mało: 8 dla 56 Persei, 16 dla GJ 300 i 56 dla GJ 569. Obserwacje palomarski i hawajskie różni także sposób ich prowadzenia – na teleskopie Kecka *dithering* realizowany był poprzez przesuwanie teleskopu, oraz przez rotację pola.

W związku z powyższym, nie ma możliwości sprawdzenia jak dokładność pomiarów zmienia się z nocy na noc, oraz w dłuższych odstępach czasu w ciągu jednej nocy. Nie da się na przykład stwierdzić czy matryca, lub cała kamera NIRC2, obróciła się, jak to prawdopodobnie miało miejsce na teleskopie Hale’a przed nocą 13.11.2002. Nie była sprawdzana zależność dokładności pomiarów od skuteczności działania optyki adaptywnej, ale można się spodziewać, że efekt będzie taki sam jak dla teleskopu palomarskiego. Trudno jest także cokolwiek powiedzieć o występowaniu efektu „skoków” czy zmienności czynnika skali w obrębie matrycy. Niemniej przykład GJ 569 B wskazuje, że i taki efekt mógłby mieć miejsce.

Jest to para gwiazd o najmniejszej separacji ze wszystkich tu omawianych ($\rho \simeq 98 \text{ mas}$). Rozrzut pomiarów ρ sięga 2 mas , przy czym wydaje się, że pomiary gromadzą się wokół różnych wartości w różnych częściach matrycy. Podobnie jak w kamerze PHARO, matryca kamery NIRC2 składa się z 4 chipów $512 \times 512 \text{ pix}$. Do wykresu separacji gwiazd¹ w funkcji położenia na matrycy, daje się dopasować biliniową zależność w postaci:

$$\rho(x, y) = ax_1 + by_1 + c, \quad (5.6)$$

gdzie (x_1, y_1) oznaczają położenie gwiazdy numer 1. Odchylenie standardowe wartości średniej separacji gwiazd liczone było jak dla serii niezależnych pomiarów obarczonych błędem przypadkowym. Początkowo osiągnęło wartość 0.1056 mas , a po odjęciu dopasowanej płaszczyzny zmalało do 0.0830 mas . Należy jednak przypomnieć, że pod uwagę brane było jedynie 56 pomiarów, oraz dodać, że w obrębie różnych części matrycy współczynniki a i b mogą przyjmować różne wartości, wliczając w to zmianę znaku. Poza tym nie ma pomiarów w innych dostępnych skalach. O ile astrometria słabych gwiazd wydaje się nie mieć większego sensu w skali $39.686 \text{ mas}/\text{pix}$ (czyt. 5.4), o tyle w trzecim dostępnym na Kecku trybie obserwacji – $19.829 \text{ mas}/\text{pix}$ – może dać odpowiedź na pytanie, czy zależność czynnika skali od położenia na matrycy istnieje i czy jest ona związana z detektorem, czy może optyką teleskopu.

Niewielka różnica odchyłeń standardowych świadczy o tym, że rzeczywiście czynnik skali może być zmienny w obrębie detektora, ale że zmiana ta zaburza w tym przypadku pomiary jedynie o czynnik rzędu 1 milisekundy łuku, a nie o kilkanaście jak dla kamery PHARO. Jest

¹Ze względu na wielokrotne rotacje pola nie możemy mówić o składowych X i Y separacji.

to dokładność, jaka była osiągana w dotychczasowych pomiarach astrometrycznych pary GJ 569 B (Lane et al. 2001). Teleskop Keck II wypada zatem w tym porównaniu o wiele lepiej. Oczywiście im więcej będzie obserwacji i pomiarów tym lepsza będzie nasza wiedza w tej materii.

Lepiej jest też jeśli chodzi o wpływ refrakcji chromatycznej, głównie z dwóch powodów. Po pierwsze separacje badanych gwiazd są mniejsze, a po drugie na Mauna Kea panuje dużo niższe ciśnienie niż na Mt. Palomar. Do obliczeń przyjmowana była wartość 660 *hPa*, oparta na danych pogodowych z teleskopu CFHT dostępnych on-line². Wartości temperatury i wilgotności zostały ustalone na takim samym poziomie jak dla teleskopu Hale'a. Różnice w separacjach gwiazd przed i po uwzględnieniu refrakcji są na poziomie kilkudziesięciu μas , co jest wartością kilkukrotnie mniejszą niż uzyskiwana dokładność, ale pamiętać należy, że błędy pomiaru maleją wraz ze wzrostem ich liczby. Dlatego też należy uwzględnić poprawkę na refrakcję chromatyczną w przypadku teleskopu Keck II.

²www.cfht.hawaii.edu/ObsInfo/Weather/

Rozdział 6

Wyniki pomiarów i ich analiza

Wyniki wszystkich pomiarów położenia względnych gwiazd zebrane zostały w Tabeli 6.1. Przedstawione są w niej pomiary dla każdej z badanych par gwiazd, w każdej danej epoce (MJD). Dla każdej pary przedstawione są odległości kątowe ρ (w *mas*) oraz kąty pozycyjne θ (w stopniach), wraz z błędami. Dla obserwacji palomarskich kąty pozycyjne mierzone są od kierunku osi X matrycy, który odpowiada kierunkowi W na niebie. Przy rotacji pola w obserwacjach hawajskich kąt pozycyjny jest przetransponowany tak, aby również był liczony od kierunku zachodniego na niebie. W związku z tym, aby otrzymać wartości mierzone od kierunku na biegun północny nieba – zgodnie z ogólnie przyjętą konwencją – należy odjąć 90 stopni.

W Tabeli 6.1 zawarte są wyniki w przypadku nie uwzględniającym poprawki na refrakcję atmosferyczną (ρ, θ), oraz wyniki na ten efekt poprawione (ρ_{ref}, θ_{ref}). Sposób liczenia poprawki został przedstawiony wcześniej. Jak widać różnice między ρ a ρ_{ref} są porównywalne z błędami położenia, które dodatkowo uległy nieznacznemu zwiększeniu. Dowodzi to, że w przypadku astrometrii CCD z użyciem systemów Optyki Adaptacyjnej bezwzględnie konieczne jest uwzględnianie refrakcji atmosferycznej, zwłaszcza przy obserwacjach w podczerwieni. Pamiętać należy, że do redukcji tego efektu w przypadku tych obserwacji nie były brane prawdziwe dane pogodowe z czasu i miejsca obserwacji, lecz jedynie pewne wartości, które miały te dane przybliżać. Oznacza to, że otrzymane wartości ρ_{ref} mogą się różnić od rzeczywistych o kilka, może nawet kilkanaście milisekund łuku.

Wyniki te nie są zredukowane na zmienny w obrębie matrycy czynnik skali (tzw. „skoki”). Dokładność pomiarów jest dużo mniejsza, niż możliwa do osiągnięcia po redukcji na *plsc*. Przedstawiony w Rozdziale 5 sposób korekcji wyników nie pozwala na otrzymanie wiarygodnego rezultatu, ale pozwala podać dokładność, możliwą do osiągnięcia w tego typu pomiarach. Błędy w separacji gwiazd, w przypadku poprawienia na czynnik skali, przedstawione są w przedostatniej kolumnie tabeli (σ_ρ). Wartości tej możemy nadać fizyczny sens prognozy wykrywalności sygnału astrometrycznego pochodzącego od małomasowych ciał w badanych układach. Porównując σ_ρ oraz różnice między ρ a ρ_{ref} , konieczność uwzględnienia refrakcji atmosferycznej, czy zmienności czynnika skali w tego typu pomiarach, staje się oczywista.

Pomimo niedokładnego uwzględnienia tych poprawek, dokładność astrometrii i tak jest dosyć imponująca, jeśli chodzi o tego typu obiekty. Poziom pojedynczych milisekund łuku

był do niedawna możliwy do osiągnięcia jedynie w gęstszych polach i przy dobrych warunkach atmosferycznych oraz jedynie dla jasnych gwiazd. Tymczasem w badanych obiektach widoczny jest ruch składników już po czasie rzędu kilku miesięcy, co dla układów o okresie obiegu kilkunastu i więcej lat było niemożliwe bez zastosowania AO. Warto także zauważyć, że pomiary są tym dokładniejsze im mniejsza jest różnica jasności danych gwiazd oraz im więcej pomiarów danej nocy zostało wykonanych (np. σ_ρ dla GJ 352 i GJ 661).

Tablica 6.1: Wyniki pomiarów pozycji względnych par gwiazd.

Para	ρ [mas]	\pm	θ [°]	\pm	ρ_{ref} [mas]	\pm	θ_{ref} [°]	\pm	σ_ρ [mas]	MJD
56 Per B	630.37	0.7	203.19	0.03	630.43	0.7	203.192	0.031	0.7	52337
GJ 195										
1–2	9614.3	6.1	21.12	0.05	9616.9	6	21.120	0.04	1.0	52509
	9612.7	8	21.13	0.09	9616.5	9	21.126	0.013	1.3	52510
	9620.0	6	20.72	0.05	9621.3	7	20.724	0.07	0.4	52592
1–3	12068.7	6	35.20	0.08	12071.9	6	35.192	0.08	1.1	52509
	12069.8	11	35.18	0.08	12073.5	11	35.190	0.18	1.5	52510
	12056.2	7.2	34.89	0.08	12058.5	8	34.839	0.12	0.5	52592
1–4	12269.5	5.2	98.123	0.03	12269.8	5.1	98.123	0.03	1.1	52509
	12269.8	7	98.082	0.031	12271.5	13	98.088	0.035	1.8	52510
	12269.5	4.3	98.046	0.03	12271.7	9	98.040	0.032	1.1	52592
2–3	3604.4	5	75.65	0.09	3604.8	5	75.636	0.1	0.7	52509
	3605.3	3.3	75.60	0.08	3605.4	4	75.592	0.1	0.5	52510
	3604.4	3	75.68	0.07	3605.3	3.2	75.680	0.07	0.22	52592
2–4	13780.3	7	140.95	0.12	13782.3	6	140.959	0.12	1.0	52509
	13774.6	7	140.91	0.13	13777.9	7	140.926	0.13	1.0	52510
	13831.2	6	140.78	0.1	13831.7	6	140.77	0.11	0.9	52592
3–4	12703.8	7	155.89	0.05	12707.0	7	155.899	0.05	1.2	52509
	12699.1	7	155.86	0.04	12703.3	7	155.873	0.042	0.9	52510
	12740.3	7	155.68	0.04	12740.6	6	155.657	0.04	0.8	52592
GJ 300 B	2039.91	0.12	337.8462	0.0015	2039.97	0.12	337.8412	0.0014	0.12	52337
GJ 352	349.727	1.7	22.36	0.6	349.819	1.7	22.359	1.0	1.7	52389
GJ 458	14669.8	7	98.60	0.03	14674.0	7	98.602	0.04	0.8	52389
	14666.7	6	98.58	0.04	14667.0	7	98.575	0.03	0.5	52450
	14670.3	6	98.58	0.03	14670.6	6	98.581	0.03	0.7	52451
GJ 507	17670.3	8	39.41	0.13	17673.7	8	39.401	0.12	0.8	52389
	17682.0	8	39.43	0.13	17688.3	6	39.423	0.10	0.7	52450
	17677.3	7	39.44	0.11	17682.9	7	39.431	0.11	1.4	52451
GJ 569 B	98.12	0.11	332.917	0.05	98.15	0.11	332.912	0.05	0.11	52337
GJ 661	721.28	2.3	103.08	0.2	721.27	3	103.081	0.26	0.13	52389
	682.47	2.5	100.0	0.22	682.47	5	100.000	0.32	0.4	52450
	682.20	2.2	99.97	0.16	682.35	2	99.963	0.18	0.09	52451
	680.36	2.2	98.78	0.17	680.39	2.4	99.807	0.4	0.07	52454
	641.36	2	96.59	0.2	641.36	2.3	96.599	0.31	0.12	52509
	641.04	3.2	96.54	0.23	641.08	5	96.540	0.32	0.3	52510
GJ 767										
1–2	11947.6	6	90.76	0.03	11947.8	7	90.756	0.025	0.8	52509
	11946.9	6	90.75	0.02	11947.9	7	90.742	0.025	0.5	52510
	11780.5	7	91.23	0.03	11780.8	7	91.221	0.03	0.7	52592
1–3	15993.4	7	76.76	0.03	15994.2	7	76.754	0.024	1.0	52509
	15993.3	8	76.74	0.03	15995.4	6	76.740	0.03	0.6	52510
	15813.6	8	76.96	0.03	15814.9	7	76.947	0.025	0.8	52592
2–3	5264.8	4	43.46	0.8	5265.8	4	43.457	0.8	0.4	52509
	5266.2	4	43.44	0.7	5267.3	4	43.442	0.7	0.3	52510
	5269.0	3.3	43.01	1.2	5270.4	4	43.501	1.4	0.21	52592
GJ 860										
1–2	2853.75	2	171.80	0.04	2853.76	2	171.797	0.06	0.16	52450
	2853.45	2.3	171.78	0.05	2853.48	2.5	171.783	0.071	0.1	42451
<i>Kontynuacja na następnej stronie...</i>										

Kontynuacja tabeli...										
Para	ρ [mas]	\pm	θ [°]	\pm	ρ_{ref} [mas]	\pm	θ_{ref} [°]	\pm	σ_ρ [mas]	MJD
	2832.44	5	170.97	0.06	2832.67	5	170.975	0.7	0.3	52509
	2830.51	3.2	170.95	0.07	2830.51	3.2	170.946	0.06	0.13	52510
	2808.82	5	169.73	0.07	2809.62	6	169.740	0.07	0.4	52592
1-3	26423.8	6	221.80	0.11	26428.4	6	221.805	0.11	0.16	52450
	26431.6	7	221.78	0.14	26437.4	7	221.786	0.13	0.1	52451
	26663.7	6	221.37	0.10	26672.0	7	221.369	0.11	0.3	52509
	26660.4	7.1	221.38	0.13	26667.5	8	221.385	0.13	0.13	52510
	26763.2	8	22.23	0.12	26772.3	8	220.228	0.12	0.3	52592
2-3	24686.3	6	226.88	0.2	24690.9	6	226.883	0.2	2.0	52450
	24695.3	7	226.85	0.24	24701.0	7	226.860	0.25	1.2	52451
	24944.9	8	226.41	0.4	24953.8	9	226.409	0.4	2.0	52509
	24949.9	8	226.41	0.4	24957.3	8	226.412	0.4	2.7	52510
	25067.1	8	225.20	0.6	25075.1	8	225.194	0.7	2.2	52592
GJ 873										
1-2	28821.7	6	133.24	0.2	28824.2	6	133.147	0.20	1.3	52450
	28820.6	8	133.23	0.24	28825.1	8	133.240	0.25	1.8	52451
	29010.6	7	133.60	0.26	29010.7	7	133.598	0.3	1.8	52509
	29008.8	7	133.58	0.26	29009.7	7	133.583	0.3	1.4	52510
	29459.8	7	133.75	0.7	29461.2	8	133.754	0.7	2.4	52592
1-3	29870.0	6	134.36	0.51	29872.5	7	134.373	0.6	1.3	52450
	29867.8	8	134.35	0.7	29873.0	8	134.365	0.7	1.8	52451
	30062.0	7	134.70	1.2	30062.1	7	134.704	1.2	1.7	52509
	30060.8	7	134.69	1.1	30061.8	6	134.691	1.1	1.4	52510
	30511.7	8	134.84	0.8	30512.7	8	134.840	0.9	2.2	52592
2-3	1199.24	3.1	162.67	0.20	1199.54	4.1	162.678	0.4	0.3	52450
	1200.34	5.2	162.68	0.5	1200.61	5.3	162.681	0.5	0.5	52451
	1200.02	3.3	162.68	0.3	1200.09	2.5	162.690	0.31	0.3	52509
	1200.17	3.1	162.68	0.2	1200.20	4	162.679	0.2	0.3	52510
	1196.13	3.1	162.62	0.22	1196.92	4	162.659	0.23	0.6	52592
GJ 9071										
	9895.5	6	147.67	0.06	9895.7	8	147.672	0.13	1.6	52509
	9895.5	5	147.66	0.06	9896.0	5.1	147.657	0.06	0.8	52510
	9843.5	6	148.20	0.07	9844.1	7.1	148.204	0.11	0.6	52592
MWC 1080										
1-2	754.38	4	358.67	0.2	755.04	3	358.685	0.2	1.0	52592
1-3	5105.0	6	178.53	0.03	5106.3	6	178.540	0.03	2.0	52592
1-4	6925.4	8	168.65	0.05	6927.3	8	168.656	0.03	4.0	52592
2-3	5862.4	6.1	178.56	0.04	5865.2	7	178.572	0.06	4.2	52592
2-4	7669.2	8	169.62	0.05	7671.6	8	169.633	0.04	2.6	52592
3-4	2087.5	5	143.76	0.4	2087.6	6	143.769	0.4	1.7	52592
NGC 1039										
1-2	23370.4	9	28.31	0.05	23374.5	10	28.315	0.06	0.8	52212
	23434.8	8	28.31	0.05	23439.2	8	28.237	0.05	0.7	52213
	23390.9	8	28.185	0.012	23397.1	7.2	28.182	0.03	2	52249
1-3	33901.7	9	45.88	0.5	33909.0	10	45.88	0.54	0.9	52212
	33969.3	7.3	45.76	0.5	33977.0	8	45.77	0.51	0.7	52213
	33921.0	7.3	45.76	0.5	33928.2	10	45.76	0.60	2	52249
1-4	19597.1	10	108.62	0.03	19600.0	11	108.62	0.03	1	52212
	19594.6	7	108.58	0.03	19596.6	11	108.58	0.03	0.9	52213
	19618.5	8	108.64	0.04	19619.9	9	108.65	0.04	3	52249
1-5	19966.6	7	110.54	0.02	19969.0	11	110.53	0.03	1	52212
	19965.9	7	110.51	0.03	19667.7	6	110.51	0.03	6	52213
	19979.8	8	110.49	0.03	19980.5	8	110.45	0.03	3	52249
2-3	13594.1	6	77.13	0.02	13597.0	5.2	77.13	0.02	0.6	52212
	13599.0	5.1	77.04	0.03	13601.8	6	77.03	0.03	0.5	52213
	13601.3	6.1	77.06	0.03	13602.7	6.1	77.05	0.03	1	52249
2-4	27869.9	8	164.41	0.03	27874.7	10	164.41	0.03	1.4	52212
	27914.2	6	164.440	0.014	27915.6	6.1	164.444	0.016	0.7	52213
	27929.5	9	164.333	0.018	27934.9	11	164.340	0.024	3	52249
2-5	28627.5	9	164.57	0.03	28627.5	9	164.57	0.03	1.1	52212
	28672.0	6	164.599	0.014	28673.3	6	164.604	0.015	0.6	52213
Kontynuacja na następnej stronie...										

Kontynuacja tabeli...										
Para	ρ [mas]	\pm	θ [°]	\pm	ρ_{ref} [mas]	\pm	θ_{ref} [°]	\pm	σ_ρ [mas]	MJD
	28658.1	10	164.480	0.017	28663.8	8	164.49	0.02	1.1	52249
3-4	30423.9	8	190.918	0.017	30430.5	9	190.920	0.020	1.2	52212
	30491.4	7	190.898	0.010	30495.5	7.2	190.904	0.011	0.8	52213
	30479.3	10	190.805	0.015	30487.6	10	190.807	0.015	2	52249
3-5	31134.5	7.2	190.429	0.014	31141.0	8	190.432	0.014	1.1	52212
	31206.2	7.2	190.408	0.010	31210.4	8	190.415	0.010	0.6	52213
	31164.8	8	190.328	0.013	31173.5	9	190.330	0.013	1.6	52249
4-5	757.1	5	170.40	0.61	757.0	5	170.41	0.7	0.9	52212
	762.5	3.1	170.43	0.33	762.3	4.1	170.42	0.34	0.3	52213
	734.4	7	170.12	0.6	729.4	9	170.15	0.9	2	52249
NGC 6871										
1-2	2158.8	3.4	117.55	0.15	2159.0	2.6	117.554	0.15	0.4	52450
	2159.4	3.5	117.56	0.16	2159.5	3.4	117.560	0.18	0.3	52451
	2158.5	3	117.48	0.14	2158.5	4	117.261	0.19	0.17	52509
	2158.7	7	117.47	0.23	2158.8	8	117.476	0.25	0.2	52510
	2160.5	4	117.54	0.18	2160.5	4	117.535	0.22	0.7	52592
1-3	6829.3	4.2	151.94	0.05	6830.9	4.4	151.951	0.05	0.5	52450
	6828.6	5	151.94	0.06	6829.9	4.5	151.947	0.06	0.4	52451
	6829.3	5	151.94	0.06	6830.7	5	151.950	0.06	0.3	52509
	6829.7	5.3	151.935	0.07	6831.3	5.1	151.946	0.06	0.3	52510
	6833.8	5	151.956	0.07	6835.6	6	151.966	0.08	0.4	52592
1-4	11235.0	5	29.225	0.042	11237.5	5.2	29.219	0.052	0.7	52450
	11234.1	6	29.23	0.05	11236.6	6	29.225	0.05	0.6	52451
	11250.5	6	29.21	0.05	11253.6	6	29.201	0.052	0.5	52509
	11251.5	6	29.20	0.05	11255.0	6	29.195	0.043	0.5	52510
	11244.5	6	29.212	0.052	11248.4	7	29.205	0.08	0.9	52592
1-5	12211.3	5.2	117.47	0.05	12212.0	5.1	117.478	0.05	0.6	52450
	12212.2	5	117.48	0.05	12212.7	5.3	117.483	0.05	0.6	52451
	12211.5	5	117.42	0.05	12212.0	5	117.424	0.05	0.5	52509
	12212.7	6	117.41	0.05	12213.1	5.1	117.414	0.05	0.4	52510
	12226.3	6	117.47	0.05	12226.8	8	117.480	0.06	0.8	52592
2-3	5193.3	4	165.52	0.05	5194.8	5	165.528	0.04	0.4	52450
	5191.9	4.1	165.526	0.042	5193.1	4.2	165.530	0.04	0.4	52451
	5195.3	5	165.54	0.05	5196.8	5	165.546	0.05	0.3	52509
	5195.6	5	165.53	0.05	5197.1	6	165.543	0.06	0.3	52510
	5196.8	6	165.55	0.06	5198.7	6	165.552	0.11	0.6	52592
2-4	11378.4	6	18.29	0.03	11381.7	5.1	18.289	0.023	0.6	52450
	11377.3	6	18.30	0.03	11380.3	6	18.292	0.03	0.6	52451
	11391.5	6	18.29	0.03	11394.8	6	18.286	0.033	0.6	52509
	11392.3	6	18.28	0.032	11396.3	6	18.280	0.031	0.5	52510
	11389.8	6	18.28	0.04	11392.4	7.1	18.280	0.56	1.0	52592
2-5	10052.9	4.1	117.46	0.05	10053.3	4.3	117.461	0.05	0.6	52450
	10052.9	6	117.46	0.06	10053.3	6	117.468	0.06	0.5	52451
	10053.0	5	117.407	0.051	10053.4	5	117.413	0.052	0.5	52509
	10053.9	6	117.40	0.06	10054.2	6	117.400	0.06	0.4	52510
	10065.6	6	117.46	0.06	10066.4	7	117.465	0.07	0.8	52592
3-4	15994.6	6	8.171	0.012	15999.1	7	8.169	0.016	0.9	52450
	15991.2	9	8.174	0.016	15995.5	7	8.173	0.016	0.7	52451
	16009.6	7	8.18	0.02	16014.7	7	8.179	0.018	0.7	52509
	16010.7	8	8.173	0.018	16016.4	8	8.164	0.02	0.6	52510
	16010.3	8	8.17	0.02	16014.8	8	8.170	0.02	1.1	52592
3-5	7632.4	4	87.04	0.04	7632.4	4.3	87.041	0.041	0.4	52450
	7632.4	5	87.06	0.04	7632.5	5	87.058	0.04	0.5	52451
	7638.0	5	86.98	0.04	7638.1	5	86.971	0.04	0.5	52509
	7639.3	5	86.96	0.04	7639.5	5	86.956	0.04	0.4	52510
	7644.6	6	87.07	0.04	7644.7	6	87.063	0.04	0.8	52592
4-5	16339.3	8	160.891	0.021	16343.1	8	160.897	0.02	0.9	52450
	16338.3	8	160.891	0.024	16342.0	7	160.897	0.023	0.71	52451
	16343.5	7	160.89	0.03	16347.7	7	160.899	0.025	0.7	52509
	16344.5	8	160.88	0.03	16348.7	8	160.892	0.03	0.6	52510
	16352.3	7	160.837	0.031	16357.1	10	160.845	0.04	1.2	52592

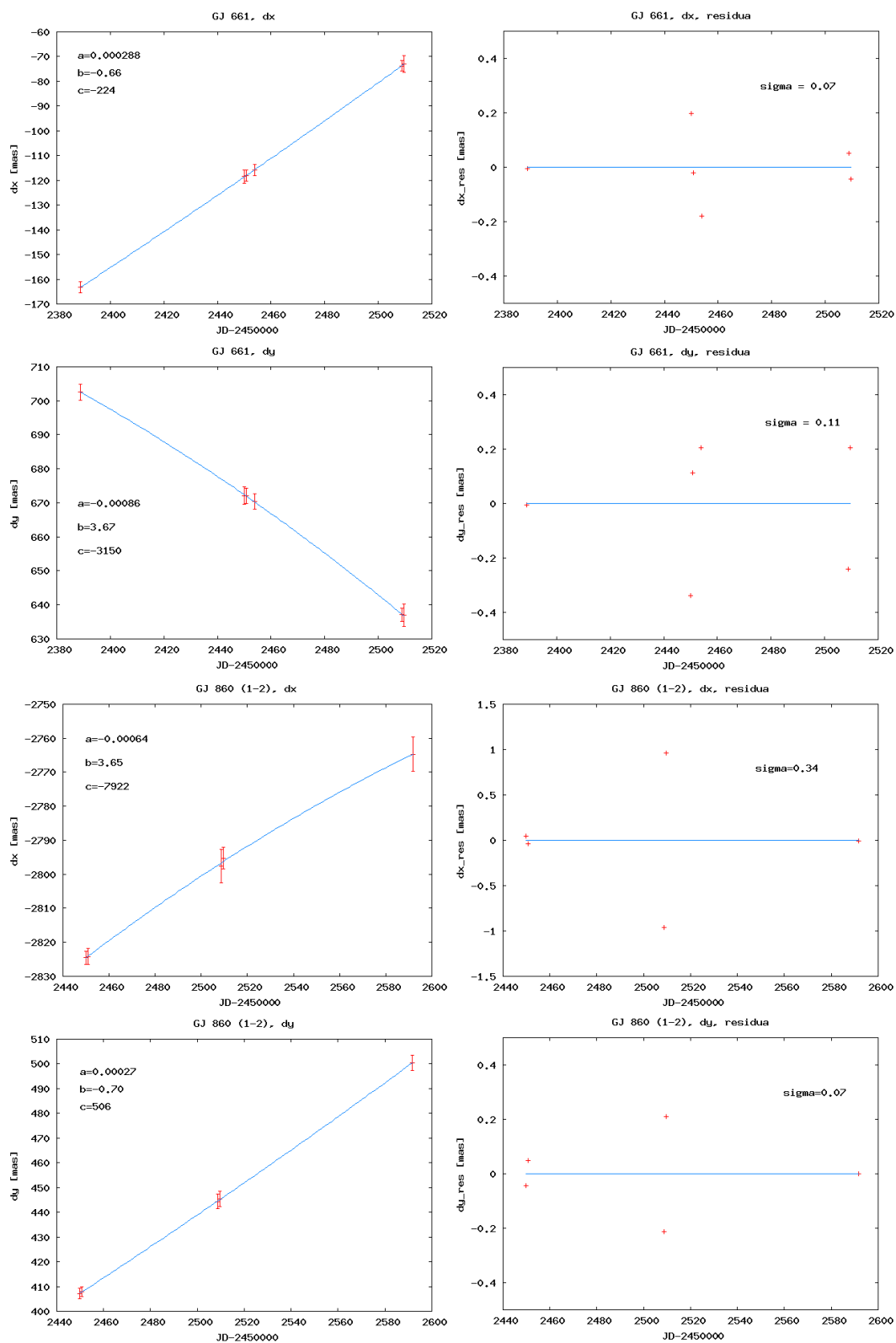
Dla tych obiektów, które były obserwowane więcej niż trzy razy (GJ 661, GJ 860, GJ 873, NGC 6871), można sprawdzić zmienność składowych X i Y separacji gwiazd w zależności od epoki obserwacji. Obserwacje były prowadzone parami (nie licząc GJ 661), dzień po dniu, co daje efektywnie trzy punkty pomiarowe, a więc możliwość dobrego dopasowania wielomianu drugiego stopnia. W przypadku ruchu orbitalnego, taki trend powinien być wyraźnie widoczny. Procedura taka powinna pozwolić także na wykrycie ruchu własnego i paralaktycznego, w przypadku, gdy dwie gwiazdy są niezwiązane ze sobą grawitacyjnie. Powinna zatem pozwolić na określenie, czy dane gwiazdy tworzą jeden system.

Poziom rozrzutu residuów po takim dopasowaniu jest także miarą dokładności pomiarów z nocy na noc. Tam gdzie spodziewamy się zobaczyć ruch orbitalny, dopasowanie powinno być lepsze. Pięć czy sześć punktów pomiarowych nie daje dobrej statystyki, ale pozwala na oszacowanie tej dokładności, zakładając, że wszystkie punkty mieszczą się w obrębie $\pm 3\sigma$ od dopasowanej funkcji.

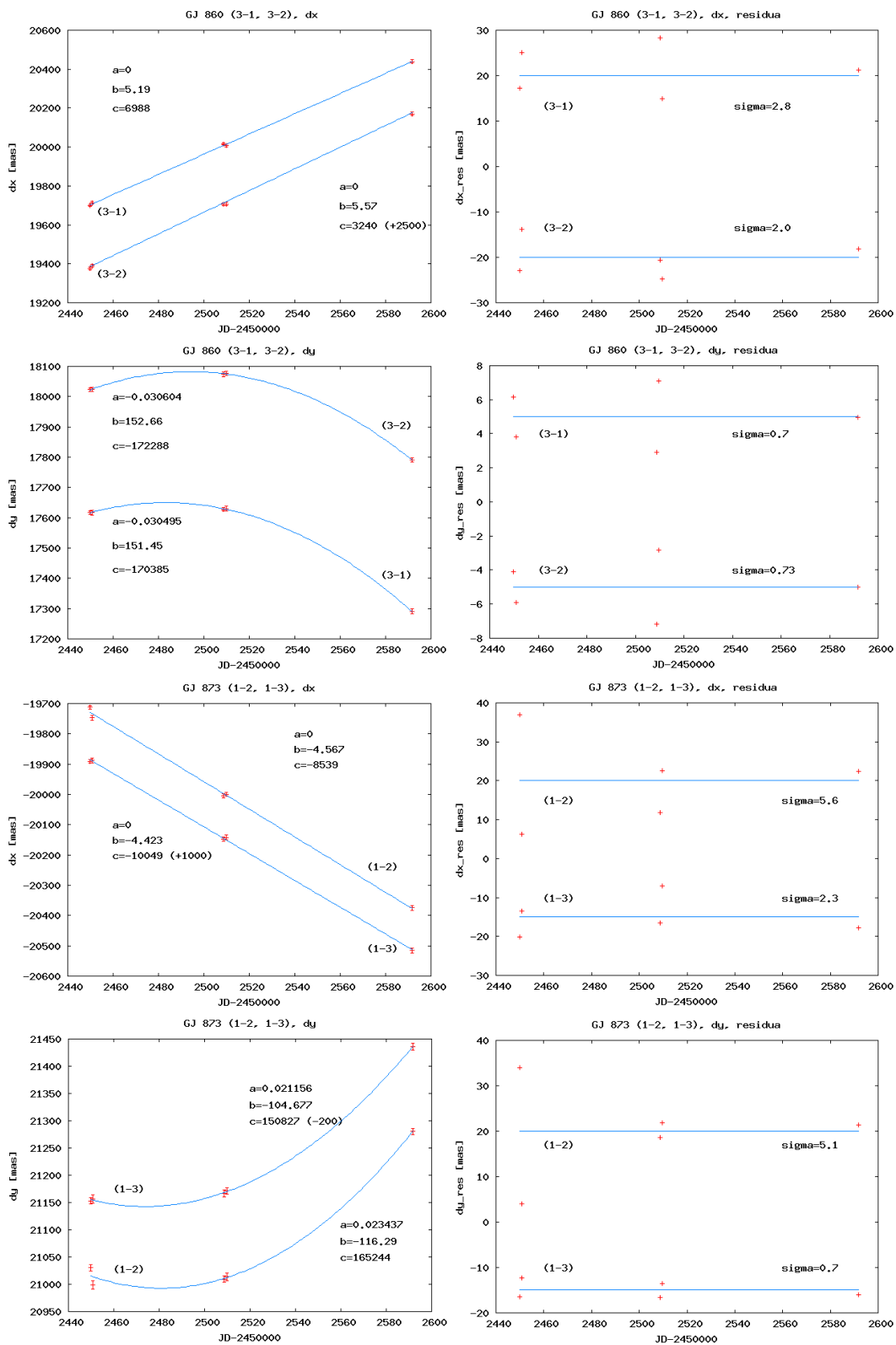
Na Rysunku 6.1 pokazane są dopasowania funkcji $y = ax^2 + bx + c$ do ciągów czasowych składowych X i Y separacji gwiazd. Lewe panele pokazują dopasowane funkcje wraz z wyznaczonymi współczynnikami, oraz błędy pomiaru określone w sposób opisany w punkcie 5.1.2, prawe zaś – residua po takim dopasowaniu oraz σ rozrzutu, podaną w *mas*. Błędy pomiaru nie zostały zaznaczone, aby nie pogarszać przejrzystości. Pamiętać należy, że są one na poziomie kilku lub kilkunastu *mas*. Górne panele odnoszą się do współrzędnej X, dolne zaś do Y. W niektórych przypadkach, dla czytelności, punkty zostały przesunięte o stałą wartość, która podana została w nawiasie.

Zgodnie z oczekiwaniami widoczny jest ruch orbitalny w układach GJ 661 i GJ 860. Orbity tych gwiazd są znane a porównanie pomiarów z rozwiązaniami orbitalnymi przedstawione jest w dalszej części pracy. Również w przypadku GJ 873 Ba-Bb ruch orbitalny wydaje się być widoczny, jednak jest on na tyle mały, że pomiary z różnych epok są ze sobą zgodne w granicy błędu. Wytlumaczeniem tego przemieszczenia może być także omawiany wcześniej efekt „skoków”. Także dla tej pary w dalszej części pracy prezentowane jest porównanie wyników z danymi archiwalnymi.

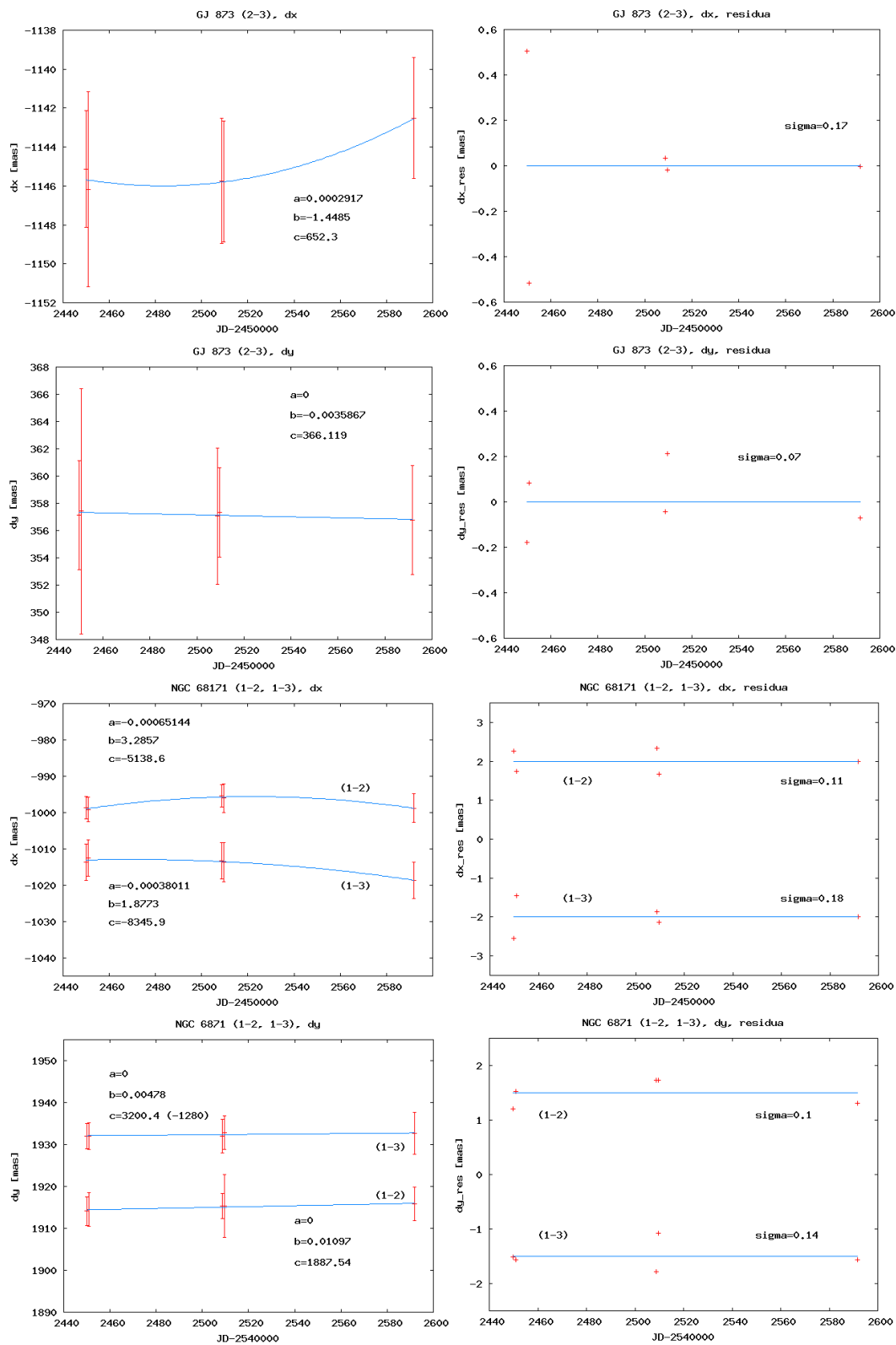
Bardzo duży ruch, nie dający się wytłumaczyć efektami sprzętowymi, jest widoczny w przypadku gwiazdy numer 3 układu GJ 860 względem składników A i B, całego układu GJ 873 B względem składnika A, oraz gwiazdy 4 w gromadzie NGC 6871 względem gwiazdy 5, tyle że w dużo mniejszej skali. Charakteryzuje się dużym, praktycznie liniowym przesunięciem we współrzędnej X i parabolicznym trendem we wsp. Y, przy czym wydaje się, że pomiary z czerwca i sierpnia 2002 są ze sobą zgodne, zaś z 13 listopada wyraźnie od nich odbiegają. Wydaje się, że wytłumaczenie nie może być związane ze wspomnianą wcześniej rotacją matrycy, chociażby dlatego, że kąt pozycyjny zmienia się o wartość większą niż 0.64° (np. para GJ 860 1-3). Poza tym nie widać takiego trendu w innych parach, także w obrębie gromady NGC 6871. Wskazuje to na rzeczywistą, fizyczną zmianę pozycji względnej gwiazd na niebie. Zadziwia jednak jej podobny we wszystkich trzech przypadkach charakter.



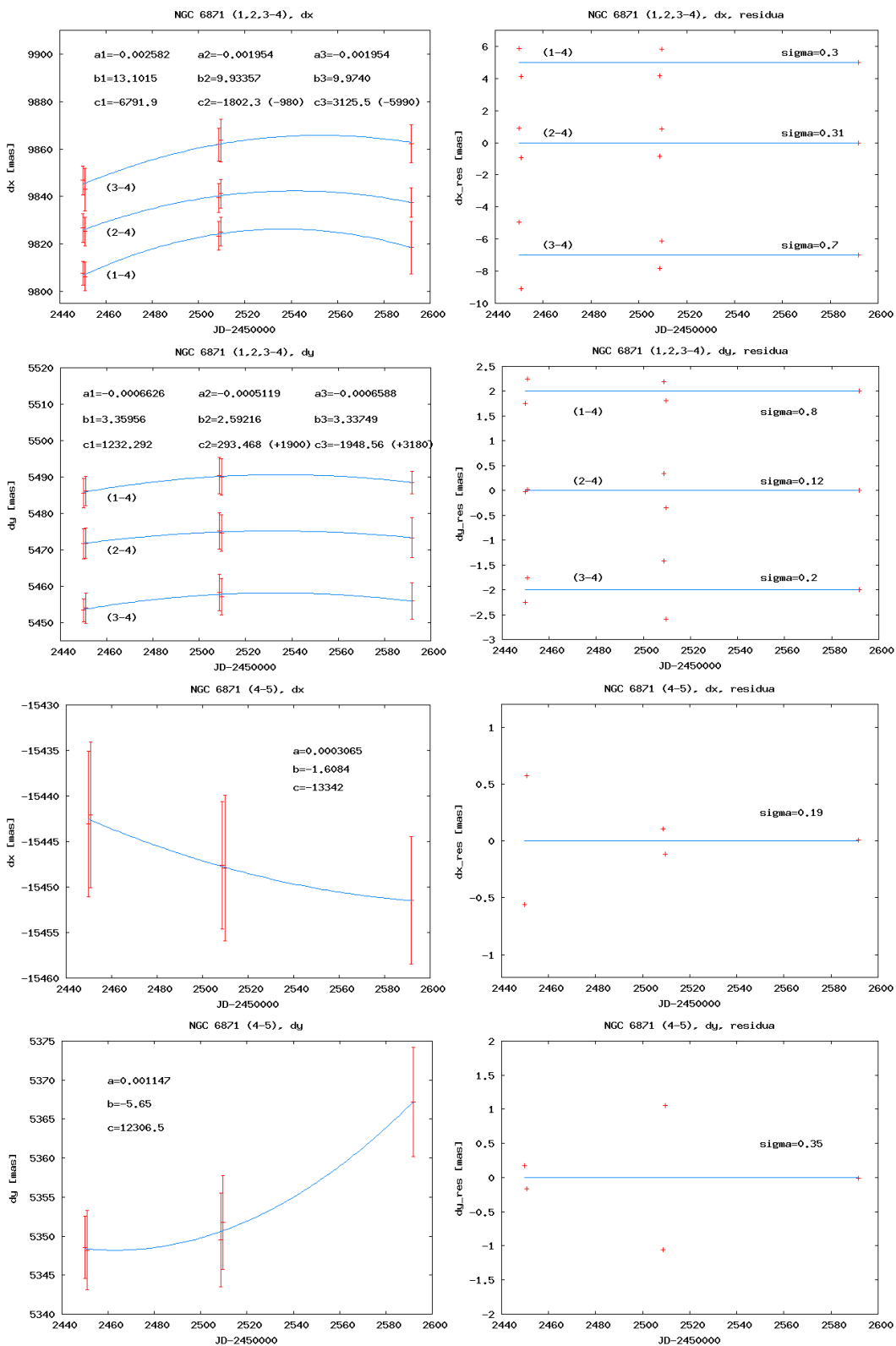
Rysunek 6.1: Dopasowanie wielomianów 1 i 2 stopnia do składowych separacji danych par gwiazd w funkcji czasu: GJ 661 oraz GJ 860 (1-2).



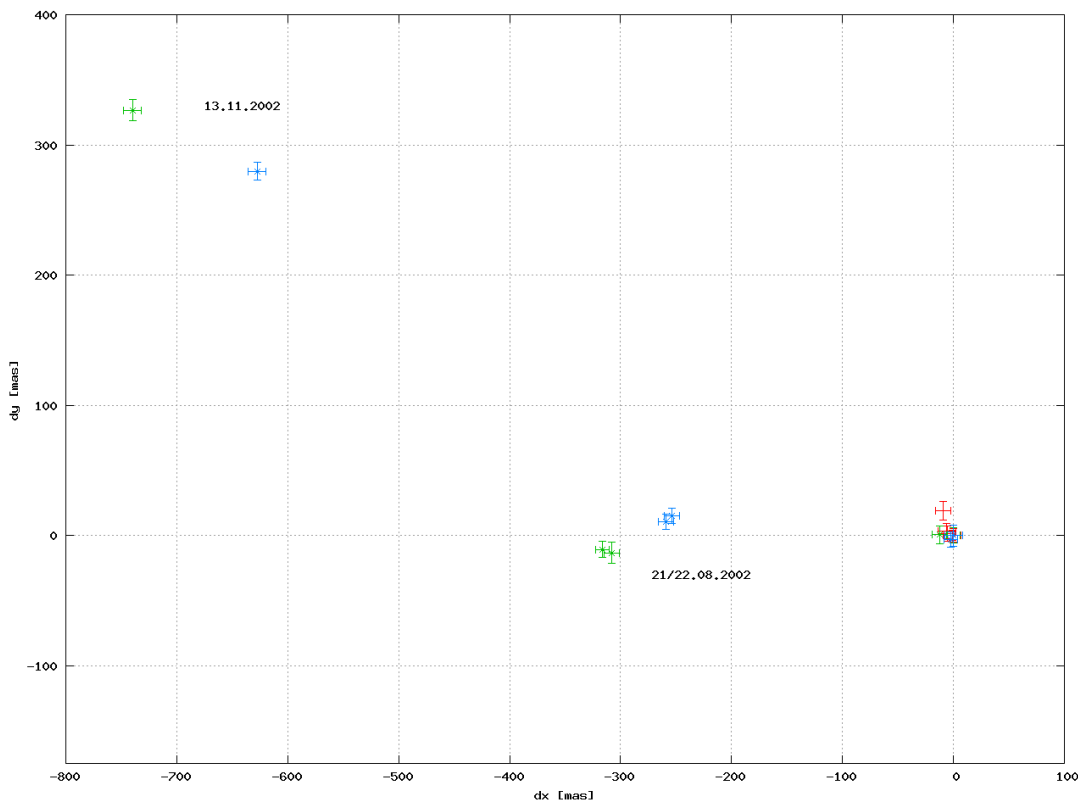
Rysunek 6.1: Ciąg dalszy. GJ 860 (3-1, 3-2) oraz GJ 873 (1-2, 1-3).



Rysunek 6.1: Ciąg dalszy. GJ 873 (2-3) oraz NGC 6871 (1-2, 1-3).



Rysunek 6.1: Ciąg dalszy. NGC 6871 (1,2,3-4) oraz NGC 6871 (4-5).



Rysunek 6.2: Zmienność położenia względnego wybranych par gwiazd w czasie od 23.06. (początek układu współrzędnych) do 13.11.2002. Jeden wystający wyraźnie czerwony punkt odnosi się do obserwacji pary NGC 6871 4–5. Pozostałe objaśnienia w tekście.

Na Rysunku 6.2 przedstawiona została zmiana położenia względnego wspomnianych par na niebie. Punkty są przesunięte tak, aby w początku układu współrzędnych znajdowała się obserwacja z 23 czerwca 2002. Kolor zielony odpowiada GJ 860 (1-3), niebieski GJ 872 (1-3) a czerwony NGC 6871 (4-5).

Skala zaobserwowanego przemieszczenia, nie licząc NGC 6871, jest bardzo duża – sięga 830 *mas* w ciągu około 4.5 miesiąca (dla GJ 860). Wyjaśnieniem tego może być jedynie ruch własny i paralaksa. GJ 860 i GJ 873 mają bardzo duże ruchy własne – odpowiednio $(\mu_\alpha, \mu_\delta) = (-870.30, -471.20)$ oraz $(-704.65, -459.41) \text{ mas/yr}^1$, których wektory jak widać są podobnie skierowane i są zgodne z obserwowanym przemieszczeniem. Dodatkowo gwiazdy mają duże paralaksy (249.5 i 198 *mas*). Złożenie ruchu własnego i paralaksy wydaje się w satysfakcjonujący sposób tłumaczyć obserwowaną zmianę przemieszczenia.

Oznacza to jednak, że zarówno gwiazda GJ 860 3 (CCDM J22281+5741H) jak i para GJ 873 Ba-Bb nie są związane grawitacyjnie z jaśniejszymi towarzyszkami. Również gwiazdy NGC 6871 4 i 5 najwyraźniej nie stanowią jednego systemu, prawdopodobnie przynajmniej jedna z nich do gromady nie należy i leży bliżej. Przesunięcie o około 20 *mas* nie może być

¹Za *Simbad Astronomical Database*.

związane z przyjmowaną odległością do tej gromady (1.574 kpc; Kharchenko et al. 2005). Gromada ta znajduje się w dysku galaktycznym, więc wielce prawdopodobnym jest, że w polu widzenia znalazły się gwiazdy galaktycznego tła.

Być może są nimi także pozostałe trzy gwiazdy widoczne w polu. Tworzą grawitacyjnie związany układ potrójny. Świadczy o tym na przykład praktyczne niezmiennie względne położenie. Różnice są mniejsze niż błędy pomiarów i mogą być wywołane efektem „skoków”. Poza tym na wykresach pokazujących ich położenie względem gwiazdy 4 (przedostatnie cztery panele) widać, że pozycja gwiazdy 4 względem każdej z nich zmienia się w sposób praktycznie taki sam, a współczynniki a są bardzo zbliżone. Podobna sytuacja ma miejsce, gdy bierzemy pod uwagę gwiazdę numer 5 i jej położenie względem 1, 2 i 3.

6.1 Próg detekcji

Korzystając ze znajomości σ_ρ możemy wyznaczyć jak masywne planety, na jakich orbitach mogą być wykryte w danym układzie podwójnym za pomocą astrometrii. Za sygnał astrometryczny przyjmujemy odchyłki większe niż $3\sigma_\rho$. Podstawiając te wartości w miejsce α we wzorze (1.1), oznaczając masę gwiazdy przez M_S , masę planety przez M_P , dostajemy:

$$3\sigma_\rho(\mu as) = 960 \frac{a}{5AU} \frac{10pc}{D} \frac{M_P}{M_J} \frac{M_\odot}{M_S} \quad (6.1)$$

lub w innych jednostkach:

$$3\sigma_\rho(mas) = 1.92 \frac{a}{1AU} \frac{1pc}{D} \frac{M_P}{M_J} \frac{M_\odot}{M_S}. \quad (6.2)$$

Z tej zależności wyciągamy iloczyn $a M_P$, oraz zamieniamy odległość D na paralaksę π , wyrażoną w milisekundach łuku. Dostajemy:

$$a M_P = 1562.5 \frac{\sigma_\rho M_S}{\pi}. \quad (6.3)$$

W zależności (6.3) paralaksa oraz σ_ρ są wyrażone w milisekundach łuku a masa gwiazdy w masach Słońca, wynik iloczynu zaś w $AU \cdot M_J$. Zależność ta pozwala obliczyć ograniczenie na masy dających się wykryć planet na odpowiednich orbitach (typu S). Istnienie degeneracji masy planety i półosi wielkiej jej orbity wynika z faktu, że rozpatrujemy uproszczony przypadek, w którym dostępną nam „obserwabłą” jest dokładność pomiaru astrometrycznego, nie mamy zaś informacji o okresie orbitalnym planety. Innymi słowy, wynik $a M_P = 4[AU \cdot M_J]$, oznacza możliwość wykrycia planety o masie $1M_J$ na orbicie $4AU$, lub $2M_J$ w odległości $2AU$. Znając okres można tą degenerację znieść korzystając z zależności (1.2). Dodatkowo można nałożyć ograniczenia na stabilność orbit planet wynikające z wpływu gwiazdowego towarzysza (czyt.: 1.5.1).

Nasza możliwość określenia progu detekcji zależy od znajomości odległości do układu i masy gwiazdy, wokół której poszukujemy planety. Badane układy są stosunkowo blisko,

więc nie ma problemu ze znalezieniem ich paralaksy, a więc i odległości, w danych z katalogu *Hipparcosa*. Niestety znajomość mas gwiazd jest w astronomii bardzo ograniczona i raczej oparta na danych szacunkowych niż na jakichkolwiek bezpośrednich pomiarach. W kilku przypadkach znane są orbity badanych układów podwójnych, co wiąże się także ze znajomością sumy mas składników. W pozostałych przypadkach znajomość masy opiera się na znajomości typu widmowego gwiazdy i odpowiedniej kalibracji (Harmanec, 1988). Jest zatem o wiele bardziej niepewna niż ze znajomości orbity.

Limity mas planet we wszystkich przypadkach, w których można cokolwiek powiedzieć o masie jednej z gwiazd w parze, zebrane są w Tabeli 6.2. Indeksy *I* oraz *II* odnoszą się do kolejności gwiazd wymienionych jako rozpatrywana para.

Jak widać w danych układach możliwe jest uzyskanie na tyle dobrej dokładności, aby możliwe było wykrycie bardzo masywnych planet lub brązowych karłów. Wyniki są szczególnie obiecujące w przypadku GJ 661 i GJ 860 (1-2), co wynika głównie z dużej jasności i małych mas gwiazd oraz niewielkiej odległości do tych układów. W najlepszym przypadku – GJ 569 B – bardzo dobry próg detekcji nie wiąże się z realną możliwością wykrycia planety, ponieważ jest to ciasny układ 2 brązowych karłów i istnienie w nim trzeciego ciała wydaje się być mało prawdopodobne². Niemniej jest to znak, że wysokiej jakości astrometria jest możliwa.

Przypomnieć w tym miejscu należy, że w przypadku wykrycia planety, pomiary separacji dwu gwiazd nie dają informacji wokół której konkretnie krąży planeta (typu S). Aby taką wiedzę uzyskać należy wykonać astrometrię względem trzeciej gwiazdy lub wykonać pomiary prędkości radialnych.

Tablica 6.2: Ograniczenia na iloczyny masy i wielkiej półosi planet, jakie mogłyby być wykryte metodami astrometrycznymi w badanych układach.

Para	π [mas]	M_I [M_\odot]	M_{II} [M_\odot]	MJD	$a_{IM_{P,I}}$ [AU · M_J]	$a_{IIM_{P,II}}$ [AU · M_J]	Referencje
GJ 195 2-3	72.0	0.19	0.53	52509	2.89	8.05	1
				52510	2.06	5.75	
				52592	0.91	2.53	
GJ 195 1-2		—	0.19	52509	—	4.12	1
				52510	—	5.36	
				52592	—	1.65	
GJ 195 1-3		—	0.53	52509	—	12.65	1
				52510	—	17.25	
				52592	—	5.74	
GJ 352 1-2	94.95	0.44	0.41	52389	12.31	11.47	2
GJ 458 1-2	65.29	0.40	0.37	52389	7.66	7.08	3
				52450	4.79	4.43	
				52451	6.70	6.20	
GJ 507 1-2	75.96	0.37	0.46	52389	6.09	6.57	3
				52450	5.33	6.62	
				52451	10.66	13.25	
GJ 569B 1-2	101.91	0.054	0.071	52337	0.088	0.0116	4
GJ 661 1-2	158.17	0.34	0.379	52389	0.48	0.49	5
				52450	1.45	1.49	
				52451	0.33	0.34	
<i>Kontynuacja na następnej stronie...</i>							

²Niemniej, ostatnie wyniki sugerują, że składnik Ba jest układem podwójnym złożonym z dwóch brązowych karłów o podobnej masie (Simon et al. 2006).

Kontynuacja tabeli...							
Para	π [mas]	M_I [M_\odot]	M_{II} [M_\odot]	MJD	$a_I M_{P,I}$ [AU · M_J]	$a_{II} M_{P,II}$ [AU · M_J]	Referencje
				52454	0.28	0.29	
				52509	0.43	0.45	
				52510	1.10	1.13	
GJ 767 2-3	74.9	0.4	0.44	52509	3.34	3.67	3
				52510	2.50	2.75	
				52592	1.75	1.93	
GJ 767 1-2		—	0.4	52509	—	6.68	3
				52510	—	4.17	
				52592	—	5.84	
GJ 767 1-3		—	0.44	52509	—	9.18	3
				52510	—	5.51	
				52592	—	7.34	
GJ 860 1-2	249.53	0.2711	0.34	52450	0.23	0.16	5
				52451	0.17	0.11	
				52509	0.51	0.33	
				52510	0.22	0.15	
				52592	0.68	0.44	
GJ 860 1-3		0.2711	—	52450	0.28	—	5
				52451	0.17	—	
				52509	0.51	—	
				52510	0.22	—	
				52592	0.51	—	
GJ 860 2-3		0.34	—	52450	4.26	—	5
				52451	2.55	—	
				52509	4.26	—	
				52510	5.75	—	
				52592	4.68	—	
GJ 873 1-2	198.07	0.36	—	52450	3.69	—	3
				52451	5.11	—	
				52509	5.11	—	
				52510	3.98	—	
				52592	6.82	—	
GJ 873 1-3		0.36	—	52450	3.69	—	3
				52451	5.11	—	
				52509	4.82	—	
				52510	3.98	—	
				52592	6.28	—	
GJ 9071 1-2	72	0.49	0.53	52509	16.43	17.77	3
				52510	8.21	8.88	
				52592	6.16	6.66	

Referencje: 1 - Fischer & Marcy, 1992; 2 - Söderhjelm, 1999; 3 - Harmanec, 1988;
4 - Zapatero Osorio et al. 2004; 5 - Delfosse et al. 2000.

6.2 Znane orbity układów

Spośród badanych układów podwójnych, pięć posiada znane wyznaczenia orbit, podane w *Szóstym Katalogu Orbit Układów Wizualnie Podwójnych*³, będącego częścią WDS – *Waszyn-gtońskiego Katalogu Gwiazd Podwójnych*. Są to: GJ 195, GJ 352, GJ 569B⁴, GJ 661 oraz GJ 860. Dostępne są elementy orbitalne, pomiary, referencje i w niektórych przypadkach wykresy orbit. Podana jest także jakość wyznaczenia elementów tych orbit. Za wyjątkiem długookresowego GJ 195 parametry orbitalne są wyznaczone dosyć dobrze (choć nie najle-

³*Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars*, <http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6/orb6frames.html>

⁴W marcu 2006 opublikowane zostały poprawione parametry orbitalne (Simon et al. 2006), które jednak nie zostały jeszcze uwzględnione w katalogu WDS. Podane zostały w Tabeli 6.3.

Tablica 6.3: Znane elementy orbitalne badanych układów podwójnych

Gwiazda	P [yr]	a [mas]	e	i [°]	Ω [°]	ω [°]	τ [MJD]	WDS ID	q
GJ 195	338.	3720	0.0	65.	168.5	0.0	55197	05167+4600	5
GJ 352	18.4	630	0.29	143.	48.	285.	45663	09313-1329	3
GJ 569B	2.291	90.04	0.312	32.4	321.3	256.7	51821	14545+1606	2
GJ 661	12.9512	762	0.743	149.14	160.	99.	48373	17121+4540	2
GJ 860	44.67	2383	0.41	167.2	154.5	211.	40666	22280+5742	2

Uwaga: półoś orbity podana jest w mierze kątowej, a nie w AU .

piej), ponieważ dostępne obserwacje obejmują większość lub całość okresu orbitalnego. Elementy orbit tych układów zestawione są w Tabeli 6.3. Liczba w ostatniej kolumnie (q) oznacza jakość dopasowania orbity. Im niższa, tym parametry orbity są lepiej wyznaczone (1 – najlepsze dopasowanie).

Za wyjątkiem GJ 569 B, obserwacje tych układów nie były prowadzone przy użyciu Optyki Adapttywnej. Często też były wykonane z wykorzystaniem nie detektorów CCD, lecz klisz fotograficznych, oraz mniejszych teleskopów. Są więc mniej dokładne niż te przedstawione w niniejszej pracy.

GJ 569 B jest tu wyjątkiem, ponieważ od bardzo niedawna dysponujemy techniką zdolną rozdzielić oba składniki. Opublikowane do tej pory obserwacje obejmują okres od sierpnia 1999 do lutego 2004. Samych punktów pomiarowych jest zaledwie 15^5 (Simon et al. 2006), co wyjaśnia jednak nienajlepszą jakość dopasowania ($q = 2$). Każda nowa publikacja polepsza jakość rozwiązania orbitalnego.

Mimo to, wyniki przedstawione w tej pracy są dla GJ 569 B najbardziej zgodne z orbitami z WDS spośród pięciu znajdujących się w tym katalogu badanych układów. W pozostałych przypadkach pomiary nie mieszczą się w granicach błędu w obszarze przewidywanym przez podane rozwiązania orbitalne. Różnice między przewidywanym, a zmierzonym położeniem względnym gwiazd sięgają 20 mas i więcej. Różnica taka może być wytłumaczona nieuwzględnieniem zmiennego czynnika skali, ale wówczas spodziewać by się można było raczej zawyżonych separacji w każdym przypadku. Tymczasem dla GJ 195 i GJ 352 gwiazdy są bliżej siebie, niż to przewiduje rozwiązanie orbitalne.

Porównanie orbit opisanych parametrami z Tabeli 6.3 z obserwacjami i wynikami tej pracy pokazane jest na Rysunku 6.3. Prezentowane są kolejno układy: GJ 195, GJ 352, GJ 569 B, GJ 661 i GJ 860 jako ostatni. Lewe panele przedstawiają nałożenie orbit na obrazy CCD, prawe zaś porównanie orbit z wynikami pomiarów (kolor czerwony). Znakiem + oznaczono wyniki pomiarów, symbol \times oznacza lokalizację składnika głównego (0,0). Podane w Tabeli 6.1 błędy pomiarowe są porównywalne lub mniejsze niż rozmiary użytych symboli.

W GJ 661 oraz GJ 860 wyraźnie widać ruch orbitalny składnika wtórnego – w kierunku północno-wschodnim dla GJ 661 i północno-zachodnim dla GJ 860. W przypadku GJ 860 jest to o tyle ciekawe, że składnik B znajdował się w czasie obserwacji blisko apocentrum swojej orbity. W układzie GJ 195 oczywiście ruchu takiego nie da się zobaczyć, gdyż jego okres orbitalny jest za długi (338 lat). Dotychczasowe pokrycie obserwacjami obejmuje ok. 1/4 fazy. Pozostałe dwa układy obserwowane były tylko jednokrotnie.

⁵Wyznaczenie orbity w katalogu waszyngtońskim opiera się na 13 pomiarach.

6.3 Ruch orbitalny w pozostałych układach

Oprócz parametrów orbitalnych pięciu wspomnianych systemów, dysponujemy także historycznymi danymi astrometrycznymi dla 7 innych układów. Są to: GJ 458, GJ 507, GJ 767, GJ 873 (w tym dla podwójnego komponentu wtórnego) GJ 9071, MWC 1080 oraz 56 Per B. Są to często dane sprzed kilkudziesięciu, a nawet ponad stu lat, ale także całkiem nowe, z obecnego stulecia, czy z lat 90-ych ubiegłego wieku. Przedstawione zostały w Tabeli 6.4 oraz na Rysunku 6.4. Dodać należy, że dla tych systemów nie zostały opublikowane żadne dane astrometryczne z obserwacji po 2002 roku. Spodziewać się zatem należy, że pomiary z Tabeli 6.1 będą przedłużeniem jakiegoś trendu, odzwierciedlającego ruch orbitalny gwiazd.

Tablica 6.4: Archiwalne dane astrometryczne badanych układów.

Gwiazda	$\rho[as]$	$P.A. [^\circ]$	Data	Źródło
GJ 458	9.8	10	1960	WDS
A-B	15	0	1963	WDS
	15	0	1966	CCDM
	14.68	9.4	1994.13	zo
	14.9	10.7	2000	go
GJ 507	17.4	120	1897	WDS
A-B	17.3	124	1902	CCDM
	17.6	129	1990	WDS
	17.650	129.200	1991.25	H+T
	17.6	129.5	2000	sa
	17.725	129.8	2001.4289	str
GJ 767	2.3	127	1935	WDS
A-B	3.7	132	1950	HIC2
	4.5	133	1991	WDS
	5.1	133.9	2000	sa
	5.235	133.6	2001.38	str
GJ 873	1.0	70	1936	WDS
A-B	10.0	260	1949	CCDM
	7.3	17	1972	WDS
	21.7	43	1991	WDS
GJ 873	0.9	255	1936	WDS
Ba-Bb	1.1	254	1972	WDS
GJ 9071	4.4	217	1959	WDS
A-B	8.7	228	1968	WDS
MWC 1080				
A-B	0.6	270	1995	pir
A-3	4.69	86	1995	pir
56 Per Ba-Bb	0.633	295.88	1999.87	bar

Źródła: WDS = Washington Double Star Catalogue; CCDM = The Catalogue of the Components of Double and Multiple Stars (Dommangeat & Nys, 1995); zo = Zapatero-Osorio & Martin, 2004; go = Gould & Salim, 2003; H+T = Hipparcos and Tycho Catalog; sa = Salim & Gould, 2003; str = Strigachev & Lampens, 2004; HIC2 = Hipparchos Input Catalog 2 (Turon et al. 1993), pir = Pirzkal et al. 1997; bar = Barstow et al. 2001.

W źródłach przeważnie nie były podane błędy pomiaru, dotyczy to zwłaszcza starszych obserwacji. Oznaczenie $P.A.$ oznacza kąt pozycyjny liczony od kierunku na biegun północny nieba. Na Rysunku 6.2 przedstawiono historyczne położenia względne gwiazd z 5 układów, dla których mamy więcej niż 1 archiwalny pomiar. Położenia te oznaczone są niebieskim znakiem \times i podpisane odpowiednimi datami. Wyniki pomiarów przedstawione w tej pracy oznaczone są czerwonym znakiem $+$, którego wielkość jest znacznie większa niż błędy po-

miarowe. Punkty oznaczają pozycje składnika wtórnego, składnik główny zaś znajduje się w początku układu współrzędnych. Wschód jest na lewo, północ do góry.

W większości przypadków wyniki tej pracy wpasowują się bardzo dobrze w zauważalny ruch składnika wtórnego danego układu. Dla GJ 507 na przykład mieszczą się wewnątrz obszaru ograniczonego przez wyniki obserwacji z lat 1990–2001. Usytuowanie składnika głównego w stosunku do wektora ruchu składnika B sugeruje, że GJ 507 B jest na rozległej orbicie zbliżonej do kołowej (separacja się praktycznie nie zmienia) lub w pobliżu apocentrum orbity eliptycznej o stosunkowo niewielkim ($< 0,3$) mimośrodku i inklinacji bliskiej 0. Ze zmiany kąta pozycyjnego w czasie można oszacować okres obiegu na 3 – 4 tys. lat.

Bardzo ładnie widoczny jest także ruch w układzie GJ 767. Tam z kolei składnik B oddala się po torze, który wskazuje na bardzo małą separację kątową składników w przeszłości. To oznacza dużą inklinację orbity i/lub jej spory mimośród. Uwzględniając bardzo duży ruch własny obu składników (rzędu 400 *mas/yr*; *Simbad Astronomical Database*) można odrzucić hipotezę, że gwiazdy te są niezwiązane grawitacyjnie i uznać, że przemieszczenie obserwowane składnika B względem A jest odzwierciedleniem rzeczywistego ruchu orbitalnego.

Podobnie bliskie przejścia sugeruje historia GJ 9071. W tym przypadku wydaje się, że gwiazda B zawróciła już i zbliża się do składnika głównego. Na wykresie wyraźnie widoczna jest (czerwone punkty) różnica w położeniu między sierpniem a listopadem 2002, oznaczająca ruch w kierunku północnym.

Dane z roku 1936 dla GJ 873 także sugerują bliskie przejście (podwójnego) składnika B obok gwiazdy A. Skłaniałbym się jednak ku stwierdzeniu, iż są one błędne. Gdyby je odrzucić, to otrzymamy odzwierciedlenie dużego ruchu własnego gwiazdy GJ 873, zgodnie z tym, co wiadomo o tej gwiazdzie i co przedstawione zostało w punkcie 6.1. Co do samego komponentu B, to tor ruchu GJ 873 Bb względem Ba przemawia za dużą inklinacją orbity. Dodać można, że ruch Bb względem Ba jest obecnie prawdopodobnie przeciwny do trendu wskazywanego przez dane literaturowe.

Jedynie w przypadku GJ 458 trudno jest się dopatrzeć jakiegokolwiek sensownego ruchu. Biorąc pod uwagę dane z lat 1994 i 2000 należałoby się spodziewać czerwonych symboli bardziej na wschód, o około 1 sekundę łuku. Pozostałe dane, z lat 60-ych, są w wyraźnej sprzeczności ze sobą i prawdopodobnie któreś z nich są błędne.

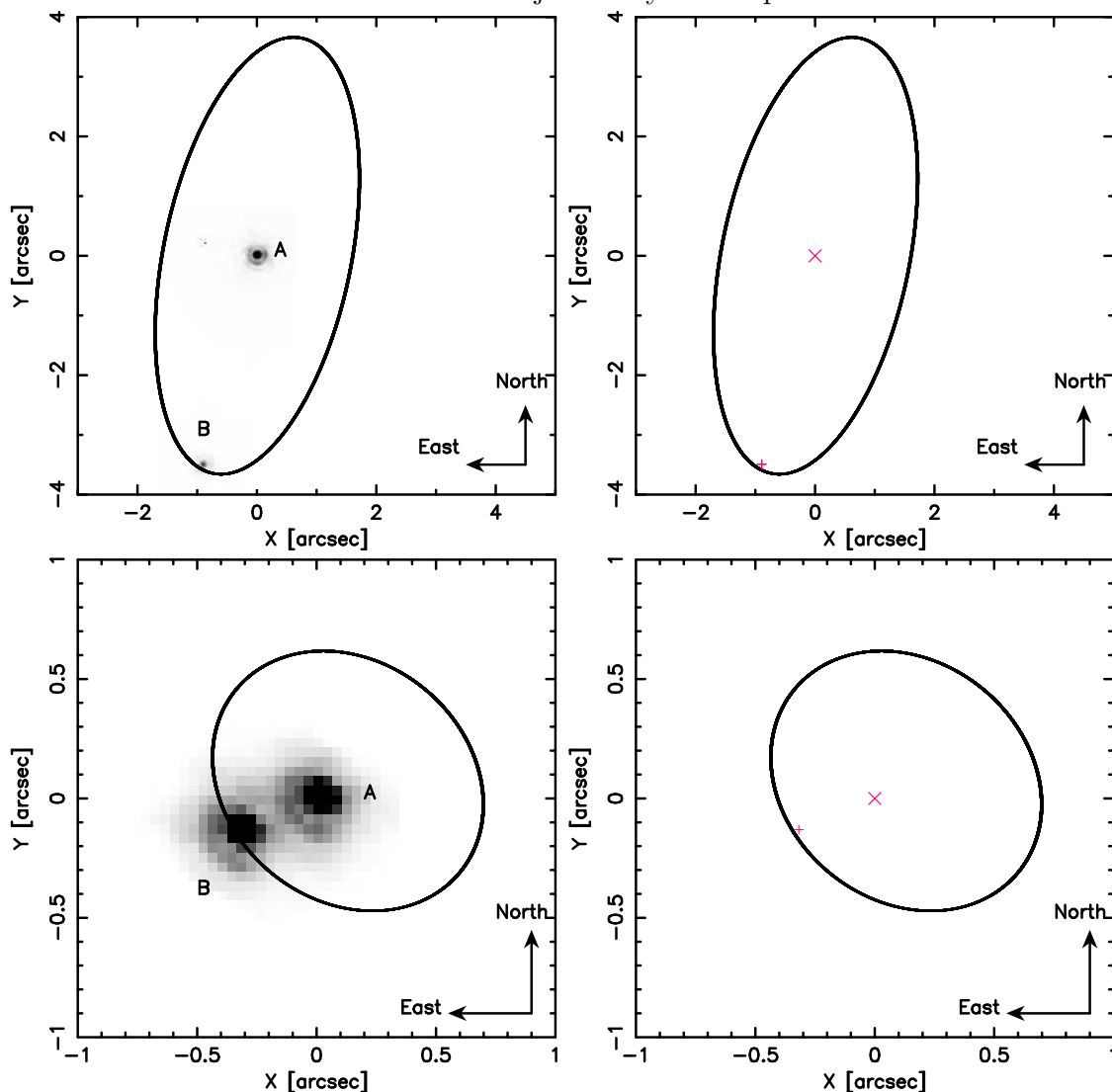
W pozostałych dwóch, a w zasadzie trzech, przypadkach – MWC 1080 gwiazdy 1-2 i 1-3, oraz 56 Persei B – nie możemy wiele powiedzieć o dawnym ruchu, gdyż nasze dane są stosunkowo młode, a przede wszystkim dostępne są tylko pojedyncze pomiary astrometryczne w każdym przypadku. Aby porównać dane dla 56 Per należy pamiętać, że w Tabeli 6.1 są one podane dla położenia składnika jaśniejszego względem słabszego i kąt liczony jest od kierunku na zachód. W Tabeli 6.4 zaś to składnik jaśniejszy jest układem odniesienia, a kąt pozycyjny liczony jest od północy. Separacja pozostaje praktycznie nie zmieniona, kąt zmienia się o około 2.69° , co przy założeniu orbity kołowej o małej inklinacji, daje okres rzędu 300 lat.

Z kolei dla MWC 1080 wydaje się być widoczny ruch w obu przypadkach. Jednak położenie gwiazdy nr 2 było wcześniej zmierzone z dużo gorszą dokładnością. Poza tym biorąc pod uwagę odległość do obiektu, 7-letnia różnica wydaje się być za mała, aby ruch orbitalny był zauważony. Gwiazda nr 3 natomiast oddala się wyraźnie w kierunku prawie dokładnie

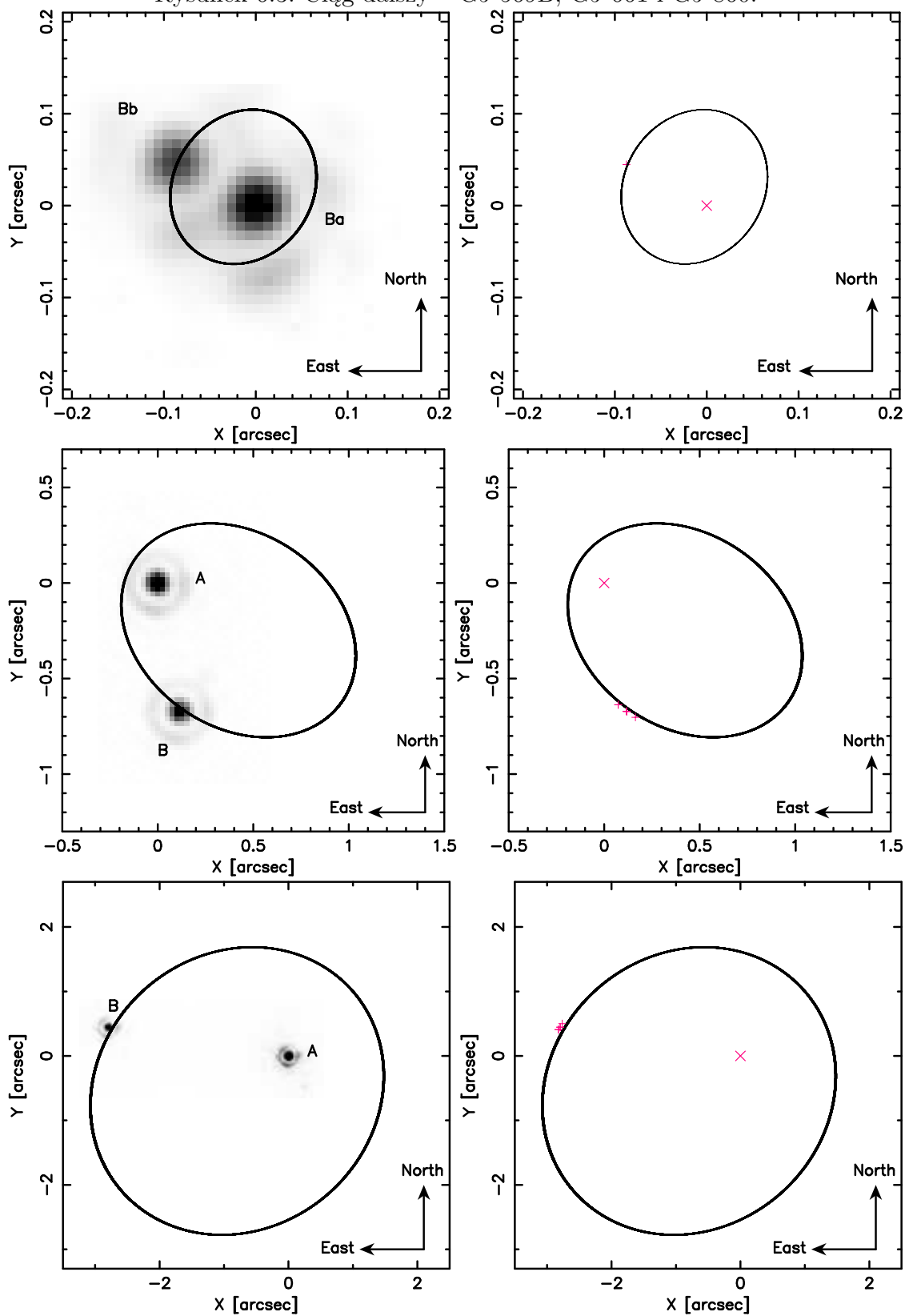
przeciwnym do najjaśniejszego składnika układu. Dodatkowo kierunek ten jest zgodny z kierunkiem wypływu materii z MWC 1080 jaki został zaobserwowany wcześniej (Poetzel et al. 1993). Prędkość ucieczki policzona na podstawie pomiarów z tej pracy wynosi około 60 mas/yr , co w odległości 2 kpc przekłada się na prędkość tangencjalną $570 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

Jedynym układem, dla którego nie dysponujemy żadnymi danymi archiwalnymi, jest GJ 300 B.

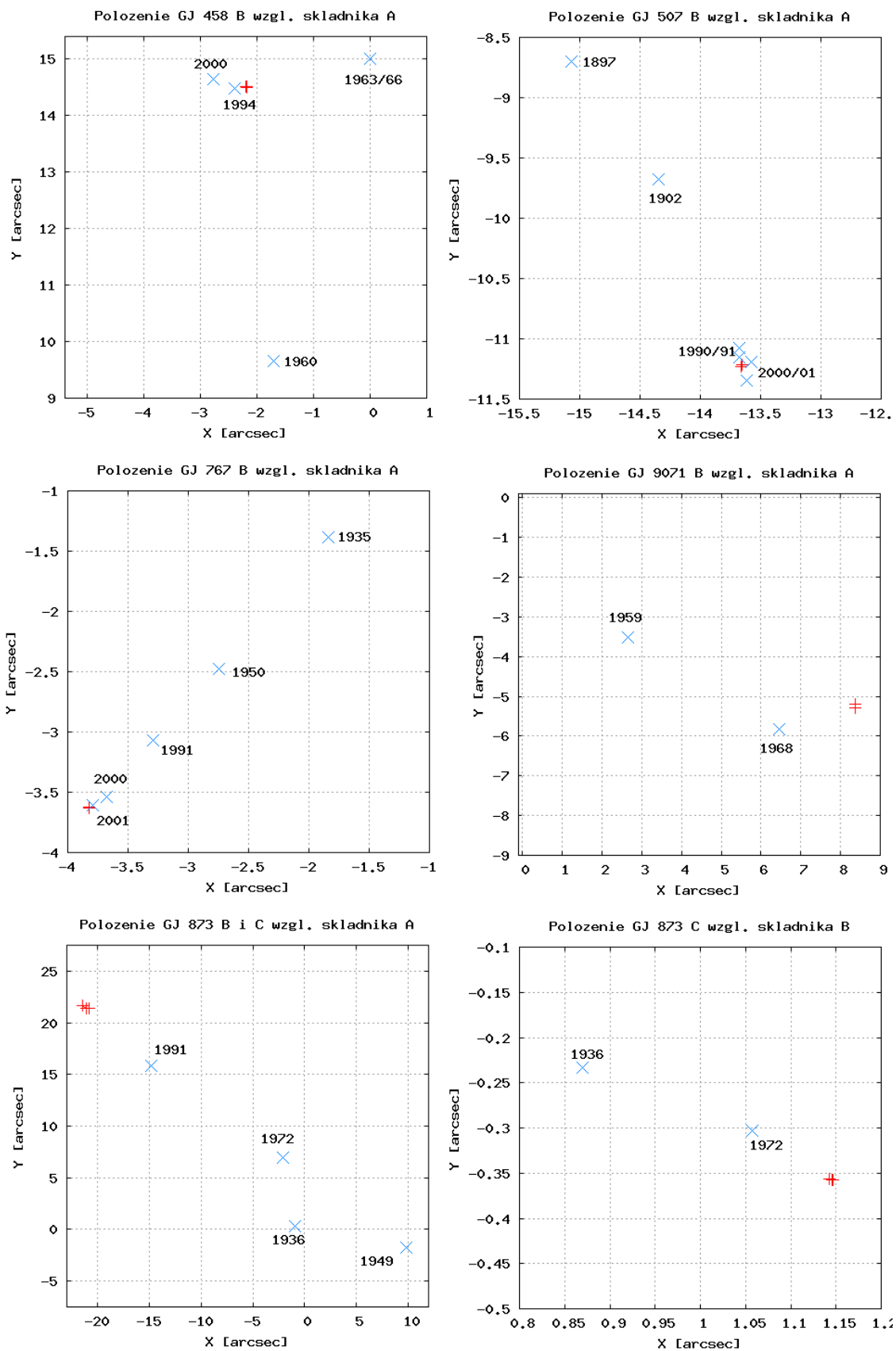
Rysunek 6.3: Porównanie orbit z obserwacjami i wynikami pomiarów – GJ 195 i GJ 352.



Rysunek 6.3: Ciąg dalszy – GJ 569B, GJ 661 i GJ 860.



Rysunek 6.4: Ruch orbitalny gwiazd w niektórych badanych układach.



Rozdział 7

Fotometria

Pomimo, że obserwacje były dedykowane astrometrii a nie fotometrii, zebrany materiał jest całkiem dobry do mierzenia jasności gwiazd. Z powodu pierwotnego przeznaczenia obserwacji, brak jest w nich fotometrycznych standardów, potrzebnych do kalibracji. Poza tym większość obrazów CCD (zwłaszcza dla obserwacji z teleskopu Hale'a) wykonywanych było w wąskopasmowych filtrach, nastawionych na wybrane linie widmowe: głównie Bracket- γ , ale także Fe II; w przypadku teleskopu Keck II także na kontinuum pasma K. Takie obserwacje oczywiście nie nadają się do wykonania fotometrii w całym paśmie.

Ponieważ nie były obserwowane żadne dodatkowe standardy fotometryczne, kalibracje należało przeprowadzić korzystając z informacji dostępnych dla badanych obiektów. Zostały one zaczerpnięte z katalogu 2MASS¹ (*2 Micron All Sky Survey*). Na podstawie tych informacji, oraz wykonanych pomiarów fotometrycznych, możliwe było ustalenie transformacji między systemami w paśmie K i skalibrowanie pomiarów.

7.1 Wykonanie pomiarów

Do mierzenia strumienia promieniowania od gwiazd wykorzystana została metoda fotometrii aperturowej. Polega ona na zliczaniu zebranych na CCD fotonów w obszarze oddalonym od położenia centrum gwiazdy o jakiś ustalony promień. Zarówno dla obserwacji palomarskich, jak i hawajskich, promień ten został dobrany tak, aby obszar zliczeń zawierał dysk Airy'ego oraz pierwszy prążek dyfrakcyjny. Pozwala to na uwzględnienie tych pikseli, w których stosunek sygnału do szumu, dla jednego piksela, jest największy. W każdym pikselu odejmowany był poziom tła. Jednocześnie odrzucane były tzw. „gorące” i „martwe” piksele, które zafałszowałyby pomiar. Wynik był następnie dzielony przez czas integracji. Był także mnożony przez poziom wzmocnienia (*gain*) w celu przejścia z ADU do fotonów, ale tylko dla obserwacji hawajskich, gdyż w nagłówkach plików z Mt. Palomar nie było informacji o wzmocnieniu. Fakt ten jednak nie miał wpływu na ostateczne wyniki, o czym później.

Dla fotometrii w podczerwieni ważne jest dobre oszacowanie poziomu tła. W zakresie IR bardzo szybko zmienia się jego poziom. Często też nie jest stały w obrębie pojedynczego

¹<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

zdjęcia. Przeważnie stosuje się dodatkowy etap redukcji obrazów CCD. Wybiera się takie obrazy, na których gwiazdy znajdują się w innych miejscach (*dithering*), po czym uśrednia się je, odrzucając skrajne wartości poszczególnych pikseli. Tak przygotowany obraz tła jest odejmowany od wszystkich zredukowanych zdjęć. Jednak na obrazie tła pozostają ślady po *halo* gwiazdy, na tyle mocne, aby wystawać ponad tło. Fałszuje to pomiary astrometryczne i w pewnym stopniu liczony poziom tła, dlatego ten etap redukcji nie był wykonywany. Zamiast tego od zliczeń w poszczególnych pikselach odejmowany był poziom tła uśredniony dla danego obrazu. Liczona była średnia z obszarów odległych od centrów obrazów gwiazd oraz od krawędzi matrycy o więcej niż 100 *pix*. Pozwoliło to uniknąć wpływu *halo* obrazu gwiazdy oraz efektów brzegowych. Także tutaj odrzucane były piksele „gorące” i „martwe”.

7.2 Transformacja między sytemami

7.2.1 Dane z katalogu 2MASS

Przegląd 2MASS jest następcą wykonanego w latach 60-ych przeglądu *Two Micron Sky Survey*. Wykonany został za pomocą dwóch teleskopów o średnicy 1.3 metra, w pasmach J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$), oraz K-short (Ks, $2.17 \mu\text{m}$) i obejmuje całe niebo. Katalog zawiera około 300 milionów obiektów punktowych oraz milion obiektów rozciągniętych. Rozdzielczość kątowna to około 4 sekundy łuku.

Właśnie mała rozdzielczość kątowna przeglądu, w porównaniu z obserwacjami na dużych teleskopach z zastosowaniem AO, jest podstawową wadą danych 2MASS-a. Niektóre ciasne układy podwójne są w tym przeglądzie nierozdzielone, co dotyczy także części obiektów opisywanych w tej pracy. Pewnym ograniczeniem jest także zasięg (do 14.3 mag dla pasma Ks).

W Tabeli 7.1 zestawione są dostępne dla badanych obiektów dane z katalogu 2MASS. Kolumna *Nr* oznacza numer przypisany danej gwiazdzie, zgodny z numeracją w Tabeli 3.5 i Rysunkiem 3.7. Podane zostały także filtry i pasma w jakich prowadzone były obserwacje tych obiektów na potrzeby niniejszej pracy. Skrót „var.” i „fl.” oznaczają kolejno gwiazdę zmienną i rozbłyskową. W większości obserwacji palomarskich stosowany był dodatkowo filtr szary ND1%, mający przepuszczać tylko 1% światła. Wyjątkiem są obrazy GJ 873 B, wykonywane bez składnika A. Filtr ten był wówczas usuwany, aby zebrać więcej światła od tych słabych gwiazd, stąd oznaczenie „open”. Obiekt 56 Per B jako jedyny z podanych w Tabeli 7.1 był obserwowany teleskopem Kecka. Brak fotometrii innych obiektów nie pozwala na wykonanie transformacji między obserwacjami hawajskimi a katalogiem 2MASS. Pomiary fotometryczne z teleskopu Keck II opisane są w dalszej części pracy.

7.2.2 Transformacja jasności

Do kalibracji systemowej zostały wybrane obiekty obserwowane w filtrze K i Ks z filtrem szarym ND1%. FeII wogóle nie wchodzi w zakres pasma K (por. Tabela 3.1), natomiast Br γ jest filtrem wąskopasmowym i nastawionym na linię absorbcyjną (podobnie jak FeII) więc nie nadaje się do fotometrii. Odrzucone zatem musiały być obiekty GJ 195, GJ 352, GJ 661

Tablica 7.1: Dane fotometryczne katalogu 2MASS w paśmie Ks. Objasnienia w tekście.

Obiekt	Nr	$K_{S_{2M}} \pm$	Uwagi	Filtry
GJ 195	3	5.946 0.020	A	Br γ
	2	6.632 0.036	B	
	4	10.091 0.026	AG+45 117	
	1	13.803 0.105		
GJ 352	1+2	5.511 0.020	A+B	Br γ
GJ 458	1	6.059 0.017	A	K, Br γ
	2	8.659 0.021	B	
GJ 507	2	5.560 0.016	A	Ks, Br γ
	1	7.518 0.021	B	
GJ 661	1+2	4.834 0.023	A+B	Br γ
GJ 767	3	6.041 0.017	A	K, Br γ
	2	6.481 0.034	B	
	1	8.857 0.019		
GJ 860	1+2	4.777 0.029	A+B, var.+fl.	Ks
	3	12.006 0.024	CCDM 22281...H	
GJ 873	1	5.299 0.024	A, fl.	K
	2+3	10.500 0.014	Ba+Bb	K open
GJ 9071	2	6.598 0.021	A	Br γ
	1	10.898 0.028	B	
MWC 1080	1+2?	4.826 0.018	A+B?	K
56 Per B	1+2	5.384 0.090	Ba+Bb	J,K',K-cont

oraz GJ 9071. W przypadku MWC 1080 nie ma pewności czy podane wartości odnoszą się do samej gwiazdy A, czy do A i B razem, czy też może wchodzi w grę także wkład od gwiazdy numer 3, zatem układ ten również został odrzucony z listy kalibratorów. W końcu, nie wszystkie noce okazały się być przydatne do fotometrii, na przykład z powodu umiejscowienia gwiazdy w pobliżu „gorącego” piksela, czy gwałtownej zmienności tła. Zostały wybrane te, podczas których obliczane strumienie, a przede wszystkim ich stosunki, utrzymywały się na stałym poziomie i nie wykazywały gwałtownych skoków, czy dużego rozrzutu.

Ze względu na niewielkie różnice między filtram K i Ks kamery PHARO, potraktowane one zostały jako jeden filtr. Założenie to okazało się być dobre i nie wpłynęło na wynik transformacji. Podobnie uwzględnienie gwiazd zmiennych GJ 860 A i B oraz GJ 873 A. Gwiazdy rozblyskowe były prawdopodobnie w stadium niskiej aktywności, a zmienna GJ 860 A najwyraźniej wykazuje wystarczająco niewielką zmienność, aby była ona pominięta. Ostatecznie transformacja między systemami 2MASS-a i PHARO oparta została na 11 obiektach, dających 29 punktów pomiarowych.

W ogólności jasność widomą m [mag] w danym paśmie liczy się ze słynnego wzoru:

$$m = -2.5 \log F + ZP, \quad (7.1)$$

gdzie F oznacza strumień promieniowania od obiektu, znany bezpośrednio z pomiarów, a ZP to tzw. punkt zerowy, stały dla danego systemu fotometrycznego. Zależy on od definicji danego systemu fotometrycznego, oraz od sposobu wykonywania pomiarów. Jeśli wykonywana jest fotometria aperturowa, to punkty zerowe mogą się zmieniać wraz ze zmianą rozmiaru kąтового apertury, czy poziomu $gain$ matrycy. Jednak jeśli parametry te są stałe, to ZP jest również stały. Dodatkowo nie musimy znać dokładnej wartości $gain$, ponieważ jest ona mnożona przez strumień będący argumentem logarytmu. Innymi słowy, dodawana do zlogarytmowanego strumienia wartość $-2.5 \log(gain)$ może zostać uwzględniona w ZP , o ile tylko jest stała. Dla pomiarów z kamery PHARO nie jest znana wartość wzmocnienia, a więc i ZP , ale wiadomo, że jest ona niezmienna.

Jeśli dwa różne obiekty są w niewielkiej odległości kątowej, to słuszna jest dla nich także następująca zależność:

$$m_{tot} = -2.5 \log(F_1 + F_2) + ZP, \quad (7.2)$$

co usprawiedliwia uwzględnienie w kalibracji układów podwójnych nierozdzielonych w przeglądzie 2MASS.

Pasmo Ks przeglądu 2MASS i pasma K kamery PHARO są do siebie zbliżone, tzn. mają podobną szerokość i centralną długość fali. W związku z tym transformacja między systemami powinna być liniowa:

$$m_{PH} = p \cdot m_{2M} + q. \quad (7.3)$$

Stała q może w sobie zawierać punkty zerowe jednego lub obu systemów. Sprowadza to powyższą zależność do postaci:

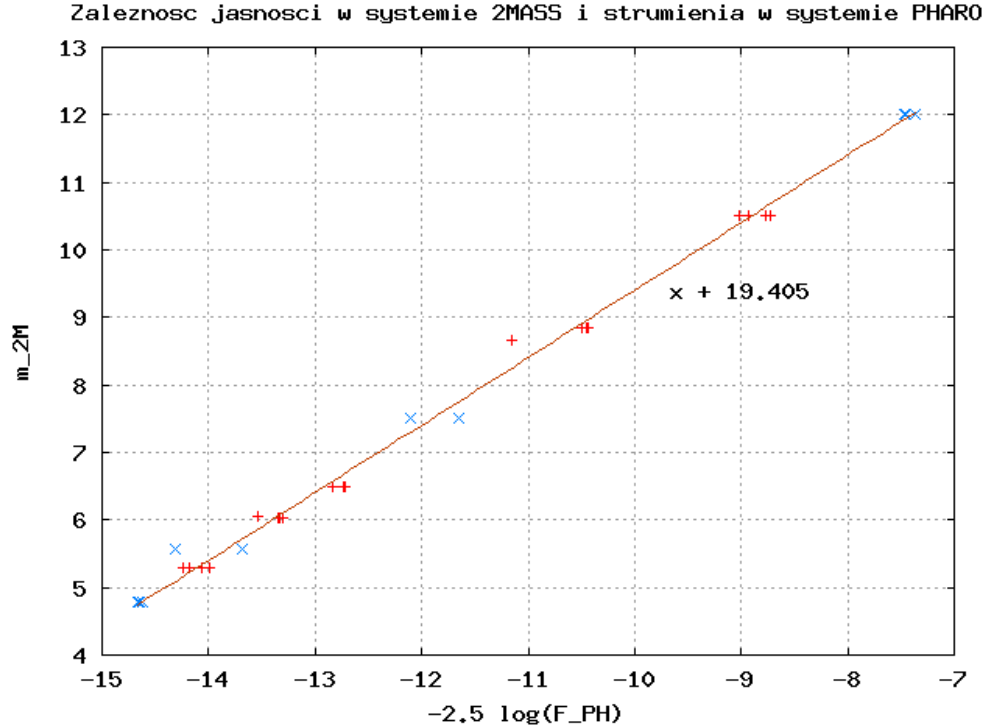
$$-2.5 \log(F_{PH}) = p \cdot m_{2M} + q. \quad (7.4)$$

Pozwala to uniknąć dodatkowych obserwacji gwiazd, będących standardami fotometrycznymi. Z dopasowania linii prostej zostały wyznaczone wartości stałych: $p = 0.996 \pm 0.019$, $q = 19.36 \pm 0.23$. Jak widać, wartość $1-p$ jest prawie pięciokrotnie mniejsza niż błąd wyznaczenia, zatem przyjęte zostało $p = 1$. Dopasowanie funkcji w postaci $x+q$ dało wartość $q = 19.405 \pm 0.031$, zgodną z wcześniejszym wyznaczeniem, ale obarczoną znacznie mniejszym błędem. Dopasowanie tej funkcji pokazane jest na Rysunku 7.1. Zgodność dopasowania potwierdza wcześniej podane założenia, a także wskazuje, że nie było błędem nie uwzględnienie ekstynkcji atmosferycznej.

Wynik ten został zastosowany do wyznaczenia jasności poszczególnych składników układów GJ 860 i GJ 873 B w paśmie Ks przeglądu 2MASS. Podane zostały w Tabeli 7.2. Dodatkowo pozwolił na wyznaczenie różnicy w jasności między obserwacjami z filtrem ND1% i bez niego. Gwiazdy obserwowane przez ten filtr są o $4.006 \pm 0.025 \text{ mag}$ słabsze, co przelicza się na 40-krotne osłabienie strumienia. Kolejnym uzyskanym wynikiem są jasności składników MWC 1080: $m_1 = 4.816 \pm 0.041$, $m_2 = 7.535 \pm 0.037$ ($m_2 - m_1 = 2.719$), $m_3 = 9.663 \pm 0.040$, $m_4 = 11.074 \pm 0.041$ [mag].

Tablica 7.2: Fotometria poszczególnych składników układów GJ 860 i GJ 873 B.

Układ	m_A	\pm	m_B	\pm	$m_B - m_A$
GJ 860	5.139	0.023	6.096	0.023	0.957
GJ 873 B	11.216	0.017	11.319	0.017	0.063



Rysunek 7.1: Transformacja jasności między systemami. Kolorem czerwonym (+) oznaczone są pomiary w filtrze K, niebieskim zaś (x) w filtrze Ks.

7.2.3 Transformacja strumieni

Możliwe jest wyznaczenie jasności poszczególnych składników ciasnego układu podwójnego, jedynie na podstawie znajomości ich obserwowanych strumieni i sumarycznej jasności układu. W oparciu o wzór (7.1) można zapisać:

$$m_2 - m_1 = -2.5 \log \left(\frac{F_2}{F_1} \right). \quad (7.5)$$

Równanie jest słuszne także w przypadku, kiedy od sumarycznej jasności układu odejmujemy (szukaną) jasność jednego ze składników, tzn.:

$$m_{tot} - m_A = -2.5 \log \left(\frac{F_A + F_B}{F_A} \right) = -2.5 \log \left(1 + \frac{F_B}{F_A} \right) \quad (7.6)$$

i analogicznie dla drugiego składnika. Stąd otrzymujemy:

$$m_A = m_{tot} + 2.5 \log \left(1 + \frac{F_B}{F_A} \right) \quad (7.7)$$

$$m_B = m_{tot} + 2.5 \log \left(1 + \frac{F_A}{F_B} \right) . \quad (7.8)$$

Nie są znane strumienie z katalogu 2MASS, ale ich stosunki można wyznaczyć z różnic jasności. Można także wykorzystać strumienie z kamery PHARO, pod warunkiem, że znana jest transformacja stosunków strumieni między systemami. Na podstawie transformacji (7.3) możemy zapisać:

$$m_{B,PH} - m_{A,PH} = p \cdot (m_{B,2M} - m_{A,2M}). \quad (7.9)$$

Po zamianie obu różnic jasności na logarytm stosunków strumieni dostajemy:

$$-2.5 \log \left(\frac{F_{B,PH}}{F_{A,PH}} \right) = -2.5 \log \left(\frac{F_{B,2M}}{F_{A,2M}} \right) \cdot p = -2.5 \log \left(\left[\frac{F_{B,2M}}{F_{A,2M}} \right]^p \right) \quad (7.10)$$

i stąd, korzystając z relacji odwrotnej do (7.5):

$$\frac{F_{B,PH}}{F_{A,PH}} = \left(\frac{F_{B,2M}}{F_{A,2M}} \right)^p = \left(10^{-0.4(m_{B,2M} - m_{A,2M})} \right)^p. \quad (7.11)$$

Wyrażenie w nawiasie znamy z danych katalogowych, a stosunek strumieni otrzymujemy bezpośrednio z pomiarów. Skorzystać można z danych dla układów dobrze rozdzielonych w przeglądzie 2MASS, których każdy składnik ma swój pomiar jasności. Daje to 9 punktów pomiarowych. Do danych dopasowana została zależność postaci $y = x^p$ i wyznaczona wartość: $p = 0.999 \pm 0.011$. W oparciu o ten wynik przyjęte zostało $p = 1$, a co za tym idzie:

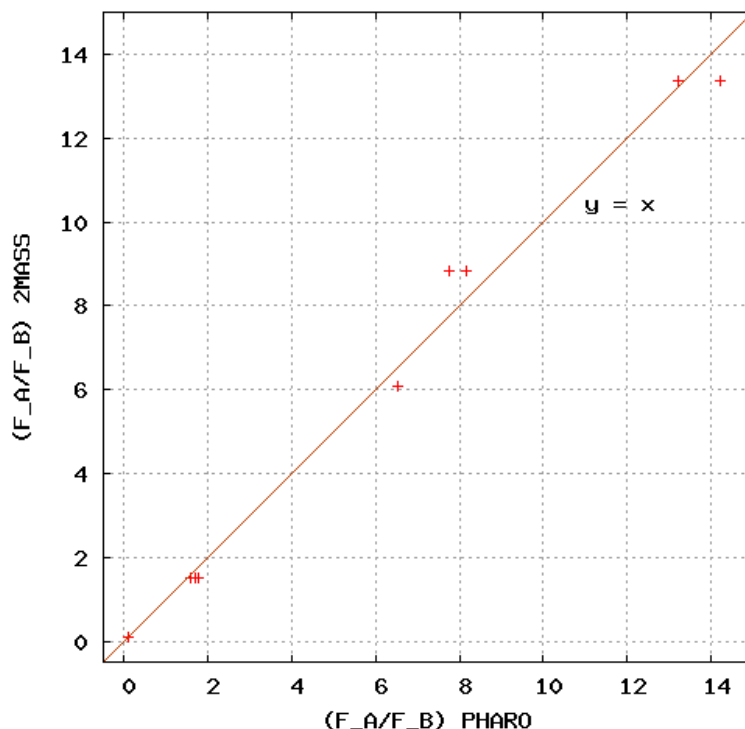
$$\left(\frac{F_B}{F_A} \right)_{PH} = \left(\frac{F_B}{F_A} \right)_{2M}. \quad (7.12)$$

Punkty pomiarowe wraz z prostą $y = x$ pokazane są na Rysunku 7.2. Zgodność pomiarów z tą prostą dowodzi słuszności równań (7.7) i (7.8). Na tej podstawie ponownie obliczone zostały jasności poszczególnych składników układów GJ 860 i GJ 873 B, podane w Tabeli 7.3.

W porównaniu z poprzednimi, te wyniki są zgodne w granicach 1σ dla wszystkich przypadków, za wyjątkiem GJ 873 Bb, gdzie zgodność jest na poziomie 2σ . Wydają się jednak bardziej wiarygodne. Po pierwsze ze względu na kilkukrotnie mniejsze błędy, a po drugie dlatego, że to strumienie a nie jasności w magnitudo są obserwabkami, a ich stosunek jest niezależny od ekstynkcji atmosferycznej, poziomu *gain* czy rozmiaru zastosowanej apertury. Pokazuje to, że transformacja strumieni jest dokładniejsza niż transformacja jasności. Jednak metoda ta działa w oparciu o znajomość sumarycznej jasności układu podwójnego, podczas gdy metoda wcześniejsza może służyć do wyznaczania jasności dowolnego obiektu.

Tablica 7.3: Fotometria poszczególnych składników układów GJ 860 i GJ 873 B.

Układ	m_A	\pm	m_B	\pm	$m_B - m_A$
GJ 860	5.154	0.016	6.110	0.016	0.956
GJ 873 B	11.223	0.004	11.283	0.004	0.060



Rysunek 7.2: Transformacja stosunków strumieni kamery PHARO i przeglądu 2MASS.

7.3 Dane z teleskopu Keck II

Dla badanych obiektów nie dysponujemy jednolitymi danymi fotometrycznymi, które mogłyby pozwolić na przeprowadzenie kalibracji. Tylko 56 Persei B ma wykonany pomiar w przeglądzie 2MASS i jest to jedyny jego pomiar w IR dostępny w literaturze. Wtórny składnik układu GJ 300 do niedawna nie był nawet znany, tym bardziej nie są dostępne interesujące dane na jego temat. Jedynie GJ 569 B, ze względu na swoją ciekawą naturę, był ostatnio obiektem licznych badań, w tym fotometrycznych w podczerwieni. Niestety wyniki tych badań potrafią być ze sobą niezgodne (np. Lane et al. 2001 i Simon et al. 2006).

Aby podjąć jakąkolwiek sensowną próbę wyznaczenia jasności gwiazd, wybrane zostały pomiary w paśmie K podane przez Lane'a i współpracowników (2001). Są one przetransponowane do Palomarskiego Systemu Fotometrycznego (CIT). Zawierają jasności składników Ba i Bb osobno, jak również jasność sumaryczną pary. Podane są w Tabeli 7.4 wraz z odpowia-

Tablica 7.4: Zestawienie danych pomiarowych i literaturowych dla układu GJ 569 B.

Składnik	NIRC2	\pm	CIT	\pm
Ba+Bb	-14.72	0.04	9.45	0.05
Ba	-14.16	0.04	10.02	0.08
Bb	-13.72	0.04	10.43	0.08

jacymi im wartościami $-2.5 \log(F)$ zmierzonymi na podstawie posiadanych obserwacji z kamery NIRC2.

Kalibracja oparta na trzech punktach na pewno nie jest bardzo dokładna, ale może dać sensowne wyniki. Przemawia za tym chociażby fakt, że w obu kolumnach odpowiednie różnice jasności są ze sobą zgodne. Ponownie należy założyć, że systemy są do siebie zbliżone a transformacja jest liniowa. Z dopasowania prostej otrzymano wartości stałych: $p = 0.989 \pm 0.021$ oraz $q = 24.01 \pm 0.30$. Zgodność różnic jasności sugeruje, aby i tym razem sprowadzić p do wartości 1, co po dopasowaniu prostej $x + q$ daje $q = 24.17 \pm 0.01$.

Zastosowanie tej poprawki do pomiarów składników 56 Per daje następujące wyniki: $m_{Ba} = 6.68 \pm 0.03$, $m_{Bb} = 6.96 \pm 0.10$, $m_{Ba} - m_{Bb} = -0.28$, oraz sumaryczna jasność pary $m_{tot} = 6.03 \pm 0.04$. Ta ostatnia wartość jest o około 0.65 *mag* większa niż uzyskana w przeglądzie 2MASS. Różnica ta z jednej strony może być spowodowana nienajlepszą transformacją, ale z drugiej strony składnik B układu 56 Per znajduje się o około 4.3 sekundy łuku od składnika głównego co jest na granicy rozdzielczości kątovej 2MASS-a. Mogło się zatem zdarzyć, że pomiar 2MASS-a jest zawyżony z powodu bliskości dużo jaśniejszego składnika.

Jeżeli wykorzystamy pomiar z katalogu 2MASS, dostępny pomiar stosunku strumieni z kamery NIRC2 oraz równania (7.7) i (7.8), to także możemy pokusić się o wyznaczenie jasności poszczególnych składników 56 Per B. Dostajemy $m_{Ba} = 6.03 \pm 0.15$, $m_{Bb} = 6.31 \pm 0.17$ [*mag*]. Są to wartości o około 0.65 *mag* niższe niż poprzednie, czego można się było spodziewać. Aby rozstrzygnąć, które dane są bardziej realistyczne, należałoby posiadać więcej przykładów obiektów obserwowanych obydwoma systemami.

Kolejnym, dosyć ważnym wynikiem, jest pomiar jasności gwiazd wchodzących w skład GJ 300 B. Uzyskane wartości jasności w paśmie K wyniosły odpowiednio: $m_1 = 14.44 \pm 0.54$, $m_2 = 13.39 \pm 0.56$ ($m_2 - m_1 = -0.96$). Są to prawdopodobnie pierwsze pomiary jasności tych obiektów w podczerwieni. Duże wartości błędów są spowodowane głównie małą ilością wykorzystanych obrazów (16). Oczywiście należy się liczyć z faktem, że gwiazdy te są gwiazdami tła i nie są związane grawitacyjnie z GJ 300. Aby to potwierdzić należałoby przeprowadzić kolejne obserwacje. Jednoznaczne rozstrzygnięcie nie powinno być trudne, gdyż GJ 300 ma duży ruch własny.

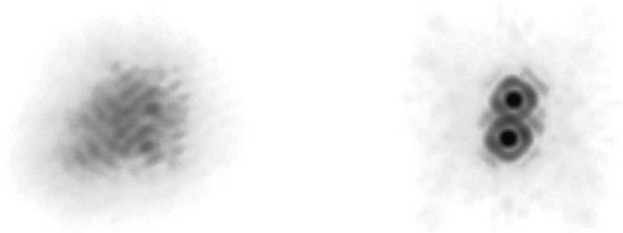
Założmy jednak, że system GJ 300 jest wielokrotny i zauważmy, że znajduje się około 6 *pc* od Słońca, natomiast GJ 569 ok. 9.8 *pc*. Widziane z odległości niecałych 10 parseków brązowe karły o masach 0.054 i 0.071 M_{\odot} (Zapatero-Osorio et al. 2004) są o 3 – 4.5 *mag* jaśniejsze niż gwiazdy widziane z odległości o prawie połowę mniejszej. Sugeruje to, że składniki GJ 300 B mają wyraźnie mniejsze masy niż składniki GJ 569 B, co czyni układ GJ 300 bardzo ciekawym obiektem przyszłych studiów.

Rozdział 8

Podsumowanie

Niniejsza praca jest wszechstronną analizą obserwacji układów podwójnych i wielokrotnych oraz pól w gromadach otwartych, przeprowadzonych za pomocą 200-calowego teleskopu Hale’a, znajdującego się w obserwatorium na górze Palomar (Kalifornia, USA) oraz 10-metrowego teleskopu Keck II, zainstalowanego w obserwatorium W. M. Kecka na Mauna Kea (Hawaje, USA). Obserwacje prowadzone były od października 2001 do listopada 2002 w ciągu 11 nocy (10 na teleskopie Hale’a i 1 na teleskopie Kecka). Wykonanych zostało w sumie około 30 tysięcy obrazów CCD 43 różnych obiektów. Z tej puli wybranych zostało 15 obiektów, których obserwacje okazały się być najbardziej przydatne, tzn. prowadzone były w ciągu kilku nocy, jednej nocy wykonanych zostało wiele pojedynczych obrazów, gwiazdy nie były prześwietlone (dotyczy to głównie obserwacji hawajskich) i możliwe było przetestowanie wpływu różnych czynników na wyniki badań.

Oba teleskopy pracowały w zakresie bliskiej podczerwieni (NIR) – Teleskop Hale’a od 1.65 (linia Fe II) do 2.2 μm (filtr K), teleskop Kecka od 1.25 (filtr J) do 2.27 μm (filtr K-cont). Bliska podczerwień nadaje się bardzo dobrze do obserwacji CCD m.in. z powodu mniejszego wpływu atmosfery, który łatwiej można zniwelować przy użyciu systemów Optyki Adaptacyjnej (AO). Systemy takie wykorzystane zostały na obu teleskopach. Dokładniejszy opis działania i wykorzystania AO znajduje się w Rozdziale 3.



Rysunek 8.1: Skuteczność działania Optyki Adaptacyjnej na przykładzie ciasnego układu podwójnego IW Tau o separacji 0.3” (www.astro.caltech.edu).

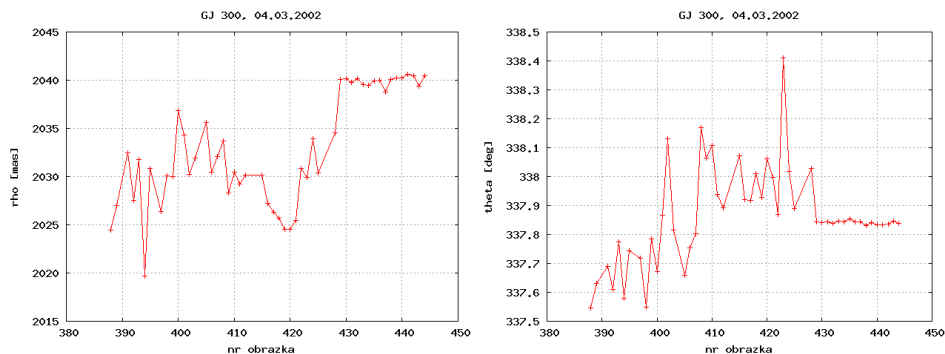
Wybrane do badań obiekty to głównie układy wizualnie podwójne i wielokrotne, zawierające karły późnych typów widmowych. W polu widzenia znajdowały się czasem także inne gwiazdy, nie związane grawitacyjnie z badanymi obiektami. Wykonanych zostało także wiele obrazów pól w dwóch gromadach otwartych, w których również znalazły się układy podwójne. Zdjęcia CCD wszystkich badanych przypadków zawiera Rysunek 3.7.

Zebrany zestaw danych umożliwił wykonanie precyzyjnej astrometrii względnej. Na podstawie dopasowania gaussoidy obrotowej ($G(r) \propto \exp[-r^2/2\sigma^2]$) do rdzenia (prążku rzędu 0) obrazu dyfrakcyjnego gwiazd, wyznaczane były położenia gwiazd na obrazach. Analiza tych pomiarów pozwoliła przede wszystkim na sprawdzenie przydatności obu teleskopów do wykonywania różnego typu badań astrometrycznych z wykorzystaniem optyki adaptatywnej. Szczególnie dokładnie przebadane zostały obserwacje palomarskie.

Podczas ich analizy wyszły na jaw pewne efekty natury sprzętowej, utrudniające prowadzenie dokładnych badań. Pierwszym jest wykryty w obserwacjach z 13.11.2002 obrót matrycy (czyt. 5.2), który zafałszował pomiary kątów pozycyjnych gwiazd. Jego zaistnienie ujawnia niepewność pomiarów, w takim sensie, że nie jesteśmy w stanie powiedzieć, czy wcześniej nie nastąpił już podobny przypadek i wszystkie obserwacje obarczone są pewnym błędem. Kolejnym jest efekt „skoków” objawiający się poprzez zmianę względnej separacji gwiazd w zależności od położenia na matrycy (czyt. 5.1). Wywołany jest zmiennym w obrębie matrycy detektora czynnikiem skali *plsc*, który transformuje miarę kątową na piksele. Efekt jest wyraźnie widoczny we współrzędnej X, w Y zaś prawie niewidoczny lub w ogóle nie występuje. W wielu przypadkach daje się znieść po dopasowaniu do pomiarów relacji w postaci (5.3): $\Delta x = ax + by + c$, lub po odjęciu od każdego pomiaru średniej wartości odpowiadającej danej serii obserwacji (czyt. 5.1.2). Poprawione pomiary mają wówczas rozrzut przypadkowy, którego statystyka odpowiada rozkładowi Gaussa (Rys. 5.10 oraz 5.1 – 5.6). Uzyskane wartości różnią się jednak od rzeczywistych o pewną stałą, nieznaną i zmieniającą się z nocy na noc i prawdopodobnie z obiektu na obiekt wartość. Poza tym w każdym przypadku dostajemy z dopasowania inne stałe *a* i *b*.

Błąd skażonych nieznaną czynnikiem skali pomiarów był szacowany przy użyciu równania (5.2). Bez redukcji na *plsc* otrzymujemy dokładność na poziomie kilku, do kilkunastu milisekund łuku dla pomiarów z jednej nocy. Po redukcji spada do ułamków *mas* (Tabela 6.1); w najlepszym przypadku osiągnięta została wartość 0.07 *mas* – dla GJ 661 w nocy 26.06.02. Jest to efektywna dokładność, jaką udaje się uzyskać teleskopem palomarskim. W ogólności zależna jest od ilości pojedynczych pomiarów, różnicy jasności gwiazd i ich stosunku sygnału do szumu. W podanym przykładzie uzglednionych było 1250 obserwacji. Składniki układu GJ 661 mają dużą i zbliżoną do siebie jasność.

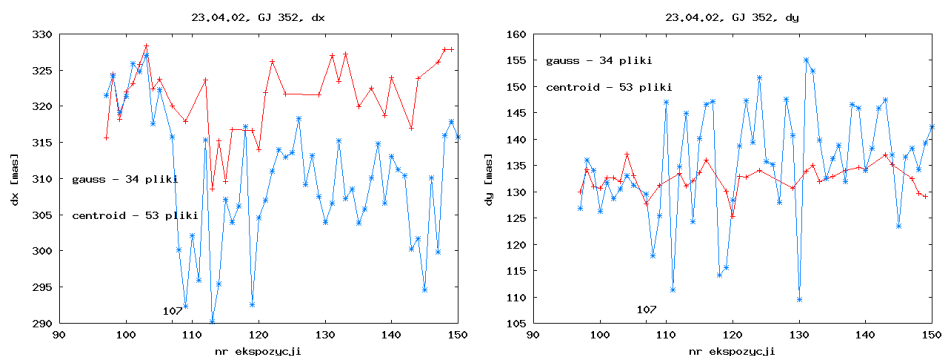
W porównaniu z teleskopem palomarskim, Keck II wypada trochę lepiej, gdyż wpływ *plsc* jest znacznie mniejszy i praktycznie nie zmienia charakteru rozrzutu pomiarów. Osiągana jest podobna dokładność, ale za to przy mniejszej ilości pojedynczych obserwacji danego układu. Wpływ na ten fakt ma także mniejsze pole, jakie z reguły było obserwowane teleskopem Kecka oraz większa średnica teleskopu, która pozwala uzyskać obrazy gwiazd o mniejszej kątowej średnicy rdzenia i z większym stosunkiem sygnału do szumu.



Rysunek 8.2: Wpływ czynnika skali na pomiary separacji i kąta pozycyjnego składników GJ 300 B. Ekspozycje wykonywane były w skali 39.686 mas/pix (do 428) i 9.942 mas/pix .

Oprócz stabilności astrometrycznej samych teleskopów, badany był także wpływ innych czynników na wyniki badań astrometrycznych. Dowiedzione zostało, że lepsze pomiary uzyskuje się w mniejszych polach. Dotyczy to nie tylko dokładności pojedynczych pomiarów, związanej z relacją (1.3), ale także z rozrzutem pomiarów w ciągu nocy (czyt. 5.4). Przy dyfrakcyjnie ograniczonych obrazach gwiazd może się okazać, że pole widzenia jest na tyle duże, iż zajmują one jedynie kilka pikseli. Słabe próbkowanie obrazu gwiazdy utrudnia dopasowanie gaussoidy i skutkuje bardzo dużym wpływem szumu fotonowego na uzyskiwane wyniki. Obserwacje w mniejszych polach nie tylko dają mniejszy rozrzut wyników, ale także ich stabilniejsze zachowanie.

Także słaba korekcja zaburzeń frontu fali przez Optykę Adaptyną może doprowadzić do drastycznego pogorszenia się wyników (czyt. 5.3), zwłaszcza w przypadku ciasnych układów podwójnych, które rozdzielone zostają dopiero przy zastosowaniu AO, takich jak GJ 352. Przy słabej korekcji obrazy poszczególnych gwiazd rozmywają się i zlewają ze sobą, fałszując w znaczny sposób położenie maksimum PSF. Prowadzi to nawet do sytuacji, w której niemożliwe jest przeprowadzenie poprawnego dopasowania gaussoidy do obrazu gwiazdy.



Rysunek 8.3: Wpływ pogorszenia korekcji AO na astrometrię układu GJ 352. System AO działał poprawnie jedynie przez pierwszych 10 ekspozycji (do numeru 107 włącznie).

Największy jednak wpływ okazała się mieć refrakcja chromatyczna, czyli zjawisko pozornego przesunięcia się gwiazdy w kierunku zenitu (czyt. 5.5). Skala zmian separacji wywołanych tym efektem jest na poziomie pojedynczych milisekund łuku, a więc większym niż osiągnięta po korekcji na *plsc* dokładność. Symulacje pokazały, że poprawka ta jest silnie zależna od warunków atmosferycznych (Rys. 5.15), w szczególności temperatury i wilgotności, a także od wysokości zenitalnej układu i oczywiście ustawienia wektora łączącego gwiazdy w stosunku do kierunku na zenit. Niniejsza praca dowodzi, że we współczesnej, precyzyjnej astrometrii CCD konieczna jest znajomość poprawki refrakcyjnej. Niestety w przypadku tej pracy nieznane były dokładne warunki pogodowe panujące podczas obserwacji, zatem wpływ refrakcji nie został do końca poprawnie uwzględniony. Wprowadza to kolejną niepewność, do podanych w Tabeli 6.1 wyników.

Bardzo ważnym, z punktu widzenia dalszych badań, wynikiem jest wspomniana już uzyskiwalna dokładność pomiarów astrometrycznych. Przy zastosowaniu równania (6.3) może zostać wykorzystana do wyznaczenia progów detekcji astrometrycznej i limitów na masy i orbity ciał krążących wokół badanych gwiazd, które da się wykryć metodami astrometrycznymi. Astrometria bowiem może zostać wykorzystana do poszukiwania planet pozasłonecznych. Co prawda nie wykryto jeszcze żadnej egzoplanety tą metodą, ale duże nadzieje pokładane są w planowanych misjach kosmicznych, takich jak *SIM*, czy *GAI*A. Astrometria, podobnie jak chronometraż pulsarów i metoda prędkości radialnych, należy do rodziny metod poszukujących efektów spowodowanych grawitacyjnym wpływem niewidocznego, małowymowego towarzysza. Na skutek ruchu wokół wspólnego środka masy układu, obserwowana jest zmienność pozycji badanej gwiazdy. Wielkość i skala czasowa tych zmian wiążą się z parametrami fizycznymi układu przez równania (1.1) i (1.2).

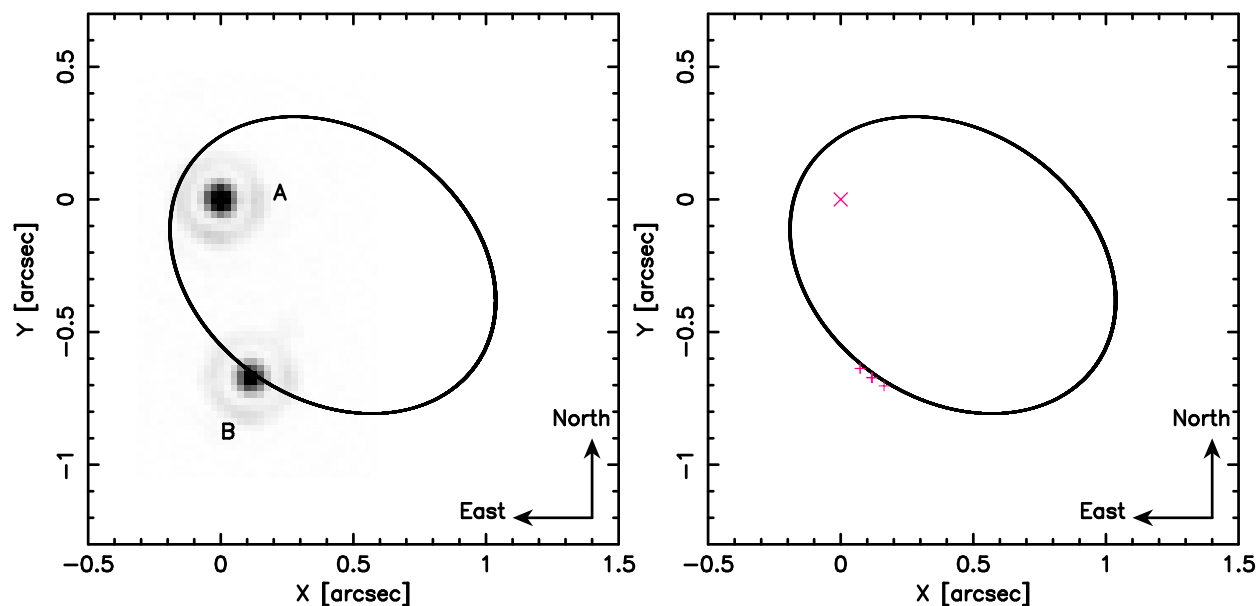
Same układy wizualnie podwójne wydają się być dobrymi kandydatami do tego typu badań. Powstawanie i ewolucja planet w układach podwójnych rzuca nowe światło na tego typu procesy w ogólności. Jest to zatem niezwykle dla nas ważna grupa obiektów. Poza tym, układy wizualnie podwójne pozwalają na prowadzenie obserwacji w bardzo małych polach, co znacznie poprawia jakość pomiarów. Dodatkowo łatwiej jest dopasowywać wymodelowane ciągi czasowe postaci (2.5).

Zgodnie z równaniem (6.3) minimalna masa dającej się wykryć planety i półoś jej orbity są w degeneracji. Bez znajomości okresu, lub ograniczeń na stabilność orbit w przypadku układów podwójnych, nie można tych wielkości rozseparować. Dlatego właśnie obliczone i zestawione w Tabeli 6.2 limity na masy i orbity ewentualnych ciał podane są w jednostkach $M_J \cdot AU$. Do ich obliczenia wymagana jest znajomość nie tylko dokładności pomiarów, ale także masy gwiazdy (ew. jej typu widmowego) i odległości do układu. Niemniej uzyskane wyniki są obiecujące – pokazują, że przy wykorzystaniu astrometrii CCD i systemów AO możliwe jest wykrycie w badanych systemach małowymowych brązowych karłów i większych planet, zwłaszcza na dalszych orbitach.

Rozłożenie obserwacji w czasie pozwoliło na zarejestrowanie ruchu poszczególnych gwiazd na niebie, zarówno ruchu orbitalnego poszczególnych składników jak i ruchów własnych i paralaktycznych. Dla układów, które obserwowane były więcej niż trzy razy, daje się dopa-

sować funkcje liniowe i kwadratowe do pomiarów składowych X i Y separacji w funkcji czasu (Rys. 6.1). Zaobserwowane trendy są właśnie odbiciem ruchów gwiazd. Udaje się na ich podstawie określić, które gwiazdy stanowią związany grawitacyjnie układ a ruch jest orbitalny, a które nie są ze sobą związane a przemieszczenie jest złożeniem ruchu własnego i paralaksy. Jednocześnie na podstawie wielkości residuów po dopasowaniu, można określić jaka jest stabilność pomiarów (teleskopem Hale'a) z nocy na noc. W kilku przypadkach jest na poziomie kilku milisekund łuku, jednak w większości liczona jest w setkach a nawet dziesiątkach μs .

Dla większości badanych układów dostępne są archiwalne dane astrometryczne. Dla pięciu z nich (GJ 195, GJ 352, GJ 569 B, GJ 661 i GJ 860) znane są rozwiązania orbitalne (Tabela 6.3). Możliwe zatem było porównanie wyników uzyskanych w niniejszej pracy z przewidywaniami. Jedynie w przypadku GJ 569 B obserwacje okazały się być niemal perfekcyjnie zgodne z orbitą układu. Spośród wspomnianych układów podwójnych tylko ten był obserwowany teleskopem Kecka, w którym, jak zostało pokazane, nieznaną zmienności czynnika skali w obrębie matrycy nie wprowadza znaczących błędów do wyników obserwacji. W pozostałych przypadkach pomiary plasują się blisko przewidywanych położeń, jednak są z nimi niezgodne. Różnica jest na poziomie kilkudziesięciu mas . Możliwe jest, że za taką niezgodność odpowiada nieuwzględnienie czynnika skali.



Rysunek 8.4: Porównanie pomiarów i rozwiązania orbitalnego dla GJ 661.

Dla pozostałych przypadków (za wyjątkiem GJ 300 B) znane są, przynajmniej pojedyncze, archiwalne pomiary astrometryczne (Tabela 6.4). Zestawienie ich z danymi zebranymi w tej pracy pokazuje z reguły dobrą zgodność (Rysunek 6.4). Widać jest ruch orbitalny w układach bardziej rozległych i wiekowy ruch własny w parach ze sobą niezwiązanych. Dla danych literaturowych można także wskazać kilka przypadków (np. GJ 458), w których pomiary archiwalne są prawdopodobnie błędne i sprzeczne z innymi. Wynika to praw-

dopodobnie z faktu, że wyniki te uzyskiwane były wiele lat temu, gdy bardziej precyzyjne pomiary nie były możliwe.

Oprócz precyzyjnej astrometrii, zebrane dane pozwoliły na przeprowadzenie pomiarów fotometrycznych w paśmie K (dotyczy to obserwacji palomarskich). Przy wykorzystaniu danych z katalogu 2MASS przeprowadzona została kalibracja fotometryczna i transformacja między systemami w dwóch wersjach – transformacji jasności i stosunków strumieni. Dokładne procedury przejść między systemami opisane są w Rozdziale 7. Większość obserwacji prowadzonych była w wąskopasmowym filtrze Br γ , więc kilka układów nie było branych pod uwagę. Dodatkowo w dwóch przypadkach (GJ 860 i GJ 873 B) obserwacje 2MASS-a okazały się mieć za małą rozdzielczość kątową i dane dotyczyły sumarycznej jasności obu składników układu podwójnego (Tabela 7.1). Przeprowadzone kalibracje dały zatem możliwość wyznaczenia ich poszczególnych jasności, podanych w Tabelach 7.2 i 7.3.

Standardowa transformacja jasności okazała się być mniej dokładna, ale jest bardziej ogólna. Po jej dobrym wykonaniu daje się zastosować do dowolnego obiektu. Transformacja stosunków strumieni wymaga znajomości sumarycznej jasności danego układu, ale daje bardziej precyzyjne wyniki. Wynika to z faktu, że pracujemy na rzeczywistych obserwacjach, jakimi są strumienie promieniowania. Ich stosunek jest nieczuły na poziom *gain* detektora, czy sposób wykonania fotometrii na obrazie CCD.

Także dla obserwacji hawajskich możliwe było wykonanie tego typu pomiarów (czyt. 7.3). Niestety z braku dużej ilości danych literaturowych, kalibracja została wykonana w oparciu o jedynie trzy punkty pomiarowe. Niemniej pozwoliło to na wykonanie pomiarów jasności składników 56 Per B i GJ 300 B. W tym drugim przypadku wyniki są o tyle interesujące, że sugerują bardzo małe masy obu gwiazd. Warunkiem jest jednak to, że gwiazdy te rzeczywiście są grawitacyjnie związane z GJ 300 ($d = 6 pc$) a nie są gwiazdami tła. Potwierdzić to mogą jedynie dalsze obserwacje.

Bibliografia

1. Aigrain, S. *Planetary Transits and Stellar Variability* (rozprawa doktorska), IoA, University of Cambridge (2005)
2. Al-Shukri, A.M.; McAlister, H.A.; Hartkopf, W.I.; Hutter, D.J.; Franz, O.G., *AJ* **111**, 393 (1996)
3. Anderson, J.; King, I.R., *PASP* **112**, 1360 (2000)
4. Artymowicz, P.; Lubow, S.H., *ApJ* **421**, 651 (1994)
5. Auer, L.H.; van Altena, W.F., *AJ* **83**, 531 (1978)
6. Baranne, A.; Queloz, D.; Mayor, M. (i 7 współautorów), *A&AS* **119**, 373 (1996)
7. Barstow, M.A.; Bond, H.E.; Burleigh, M.R.; Holberg, J.B. *MNRAS* **322**, 891 (2000)
8. Bielski, A.; Ciuryło, R., *Statystyczne metody opracowania pomiarów*, Wydawnictwo UMK (2001)
9. Bond, I. A.; Udalski, A.; Jaroszyński, M. (i 29 współautorów), *ApJ* **606**, 155 (2004)
10. Boss, A.P., *AAS/DPS Meeting* **30**, 1057 (1998)
11. Boss, A.P., *ASPC* **294**, 269 (2003)
12. Bouchy, F.; Udry, S.; Mayor, M. (i 9 współautorów) *A&A* **444**, L15 (2005)
13. Burleigh, M. R.; Clarke, F. J.; Hodgkin, S. T. *MNRAS* **331**, 41 (2002)
14. Burns, M., *TN – C – G0013*, Gemini 8-M Telescopes Project (1993)
15. Chauvin, G.; Lagrange, A.-M.; Dumas, C. (i 5 współautorów), *A&A* **429**, L25 (2004)
16. Chauvin, G.; Lagrange, A.-M.; Zuckerman, B. (i 6 współautorów) *A&A* **438**, 29 (2005)
17. Colavita, M.M.; Wallace, J.K.; Hines, B.E. (i 14 współautorów), *ApJ* **510**, 505 (1999)

18. Condon, J.J., *PASP* **109**, 166 (1997)
19. Delfosse, X.; Forveille, T.; Ségransan, D. (i 4 współautorów) *A&A* **364**, 217 (2000)
20. Diego, F., *PASP* **97**, 1209 (1985)
21. Dommanget, J.; Nys, O., *IAUS* **166**, 395 (1995)
22. Duquennoy, A.; Mayor, M., *A&A* **248**, 485 (1991)
23. Dvorak, R., *Celestial Mechanics* **34**, 369 (1984)
24. Eggenberger, A.; Udry, S.; Mayor, M., *A&A* **417**, 353 (2004)
25. Eisner, J. A.; Kulkarni, S. R., *ApJ* **574**, 426 (2002)
26. Esposito, S.; Ricardi, A., *A&A* **369**, L9 (2001)
27. Fischer, D. A.; Marcy, G. W., *ApJ* **396**, 198 (1992)
28. Fischer, D.A.; Valenti, J.A., *ASPC* **294**, 117 (2003)
29. Glass, I.S., *Cambridge Observing Handbooks for Reaserch Astronomers, vol. 1: Handbook of Infrared Astronomy*, Cambridge University Press (1999)
30. Goldreich, P.; Tremaine, S., *ApJ* **241**, 425 (1980)
31. Gould, A.; Salim, S., *ApJ* **582**, 1001 (2003)
32. Gubler, J.; Tytler, D., *PASP* **110**, 738 (1998)
33. Hayward, T. L.; Brandl, B.; Pirger, B. (i 4 współautorów) *PASP* **113**, 105 (2001)
34. Harmanec, P., *BAICz* **39**, 329 (1988)
35. Holman, M.; Wiegert, P.A., *AJ* **117**, 621 (1999)
36. Howell, S.B., *Cambridge Observing Handbooks for Reaserch Astronomers, vol. 2: Handbook of CCD Astronomy*, Cambridge University Press (2000)
37. Howell, S.B.; Merline, W.J., *BAAS* **24**, 682 (1991)
38. Hummel, C.A., *IAUS* **158**, 448 (1994)
39. Innanen, K.A.; Zheng, J.Q.; Mikkola, S.; Valtonen, M.J., *AJ* **113**, 1913 (1997)
40. Jones, H.R.A.; Butler, R.P.; Tinney, C.G. (i 4 współautorów) *ASPC* **321**, 298J (2004)
41. Jorissen, A.; Mayor, M.; Udry, S, *A&A* **379**, 992 (2001)
42. Kharchenko, N. V.; Piskunov, A. E.; Röser, S.; Schilbach, E.; Scholz, R.-D. *A&A* **438**, 1163 (2005)
43. King, I.R., *PASP* **83**, 199 (1971)
44. Kley, W., *IAUS* **200**, 511 (2001)
45. Konacki, M., *ApJ* **626**, 431 (2005a)
46. Konacki, M., *Nature* **436**, 230 (2005b)
47. Konacki, M.; Torres, G.; Jha, S.; Sasselov, D. D., *Nature* **421**, 507 (2003)

48. Konacki, M.; Torres, G.; Sasselov, D. D.; Jha, S., *ApJ* **624**, 372 (2005)
49. Kozai, Y., *AJ* **67**, 591 (1962)
50. Lada, C., *ApJ* **640**, L63 (2006)
51. Lane, B. F.; Zapatero Osorio, M. R.; Britton, M. C.; Martín, E. L.; Kulkarni S. R., *ApJ* **560**, 390 (2001)
52. Lasker, B.M.; Sturch, C.R.; McLean, B.J. (i 3 współautorów) *AJ* **99**, 2019 (1990)
53. Lane, B.F.; Muterspaugh, M.W., *ApJ* **601**, 1129 (2004)
54. Lazorenko, P.F.; Lazorenko, G.A., *A&A* **427**, 1127 (2004)
55. Leinert, C.; Richichi, A.; Haas, M., *A&A* **318**, 472 (1997)
56. Lindegren, L., *Modern Astrometry, Proceedings of Colloquium*, 197 (1978)
57. Lissauer, J.J.; Quintana, E.V.; Chambers, J.E.; Duncan, M.J.; Adams, F.C., *RMxAC* **22**, 99 (2004)
58. Marcy, G.W.; Butler, R. P., *AAS* **27**, 1379 (1995)
59. Marcy, G.W.; Butler, R. P., *PASP* **112**, 137 (2000)
60. Marcy, G.W.; Butler, R. P.; Fisher, D.A. (i 4 współautorów), *ApJ* **581**, 1375 (2002)
61. Marcy, G.W.; Butler, R. P.; Fisher, D.A.; Vogt, S.S., *ASCP* **294**, 1 (2003)
62. Mathieu, R.D.; Ghez, A.M.; Jensen, E.L.N.; Simon, M. „*Young Binary Stars and Associated Disks*” w: Boss, A. P.; Russel S. (Ed.) „*Protostars and Planets IV*”, University of Arizona Press, 703 (2000) [*astro-ph/9909424*]
63. Mayor, M.; Queloz, D., *Nature* **378**, 355 (1995)
64. McCabe, C.; Duchêne, G.; Chez, M., *ApJ* **558**, L113 (2003)
65. McCarthy, C.; Zuckerman, B., *AJ* **127**, 2871 (2004)
66. Mighell, K.J., *MNRAS* **361**, 861 (2005)
67. Mohanty, S.; Jayawardhana, R.; Huelamo, N.; Mamajek, E., *AAS* **208**, 2604 (2006)
68. Monet, D.G., *ASPC* **23**, 221 (1992)
69. Muterspaugh, M.W., *Binary Star Systems and Extrasolar Planets* (rozprawa doktorska), MIT (2005)
70. Nelson, A.F., *ApJ* **537**, L65 (2000)
71. Pilat-Lohinger, E.; Dvorak, R., *Celest. Mech. Dyn. Astron.* **82**, 143 (2002)
72. Pirzkal, N.; Spilar, E.J.; Dyck, H.M., *ApJ* **481**, 392 (1997)
73. Pont, F.; Bouchy, F.; Queloz, D. (i 5 współautorów), *A&A* **426**, 15 (2004)
74. Pravdo, S. H.; Shaklan, S.B., *ApJ* **465**, 264 (1996)
75. Ragazzoni, R., *J. Mod. Opt.* **43**, 289 (1996)
76. Raghavan, D.; Henry, T.J.; Mason, B.D. (i 4 współautorów) *ApJ* **646**, 523 (2006)

77. Rivera, E. J.; Lissauer, J. J.; Butler, R. P. (i 6 współautorów) *ApJ* **634**, 625 (2005)
78. Rodriguez, L. F.; D'Alessio, P.; Wilner, D. J. (i 7 współautorów) *Nature* **395**, 355 (1998)
79. Roe, H.G., *PASP* **114**, 450 (2002)
80. Safronov, V.S., *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and the Planets*, Coronet Books (1972)
81. Salim, S.; Gould A., *ApJ* **582**, 1011 (2003)
82. Santos, N.C.; Benz, W.; Mayor, M. *Science* **310**, 251 (2005)
83. Santos, N.C.; Bouchy, F.; Mayor, M. (i 13 współautorów), *A&A* **426**, 19 (2004)
84. Seager, S.; Mallén-Ornelas, G. *ApJ* **585**, 1038 (2003)
85. Shao, M.; Colavita, M.M., *ARA&A* **30**, 457 (1992)
86. Sigurdsson, S.; Richer, H.B.; Hansen, B.M.; Stairs, I.H.; Thorsett, S.E. *Science* **301**, 193 (2003)
87. Simon, M.; Bender, C.; Prato, L. *ApJ* **644**, 1183 (2006)
88. Simon, M.; Ghez, A. M.; Leinert, Ch. (i 7 współautorów) *ApJ* **443**, 625 (1995)
89. Simons, D.A.; Henry, T.J.; Kirkpatrick, J.D., *AJ* **112**, 2238 (1996)
90. Sozzetti, A, *PASP* **117**, 1021 (2005)
91. Söderhjelm, S, *A&A* **341**, 121 (1999)
92. Stetson, P.B., *PASP* **99**, 191 (1987)
93. Stone, R.C., *AJ* **97**, 1227 (1989)
94. Strigachev, A.; Lampens, P., *A&A* **422**, 1023 (2004)
95. Trilling, D.E.; Benz, W.; Guillot, T. (i 4 współautorów) *ApJ* **500**, 428 (1998)
96. Trilling, D.E.; Lunine, J.; Benz, W., *A&A* **394**, 241 (2002)
97. Turon, C.; Creze, M.; Egret, D. (i 19 współautorów) *BICDS* **43**, 5 (1993)
98. Udalski, A.; Jaroszyński, M.; Paczyński, B. (i 30 współautorów), *ApJ* **628**, 109 (2005)
99. Udry, S.; Mayor, M.; Clausen, J. V. (i 8 współautorów), *A&A* **407**, 679 (2003)
100. Udry, S.; Eggenberger, A.; Mayor, M.; Mazeh, T.; Zucker, S. *RMxAC* **21**, 207 (2004)
101. van Eyken, J.C.; Ge, J.; Mahadevan, S.; DeWitt, C., *ApJ* **600**, L79 (2004)
102. Ward, W.R., *Icarus* **126**, 261 (1997)
103. Whitmire, D.P.; Matese, J.J.; Criswell, L.; Mikkola, S., *Icarus* **132**, 196 (1998)
104. Wolszczan, A.; Frail, D. A., *Nature* **355**, 145 (1992)
105. Wu, Y.; Murray, N., *ApJ* **598**, 605 (2003)

106. Zapatero-Osorio, M. R.; Martin E. L. *A&A* **416**, 167 (2004)
107. Zapatero-Osorio, M.; Lane, B.; Pavlenko, Y. (i 3 współautorów) *ApJ* **615**, 958 (2004)
108. Zucker, S.; Mazeh, T., *ApJ* **568**, L113 (2002)

Internet:

- http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html
- <http://ao.jpl.nasa.gov/Palao/PalaoIndex.html>
- <http://astron.berkeley.edu/~fmarchis/Science/Keck/PerfectPSF/>
- <http://astronomy.swin.edu.au/~pbourke/other/correlate/>
- <http://astrosun2.astro.cornell.edu/research/projects/PHARO//pharo.html>
- <http://cfao.ucolick.org/>
- <http://exoplanet.eu>
- <http://scikits.com/KFacts.html>
- <http://simbad.u-strasbg.fr/sim-fid.pl>
- <http://sirius.astrouw.edu.pl/~ogle/>
- <http://www-csm.stecf.org/mirror/www.iau.org/iau0603/index.html>
- <http://www.cfht.hawaii.edu/ObsInfo/Weather/>
- <http://www.dtm.ciw.edu/boss/IAU/div3/wgesp/>
- <http://www.gemini.edu/documentation/technotes.html>
- <http://www.gps.caltech.edu/~mbrown/>
- <http://www.solstation.com/stars/alp-cent3.htm>
- <http://www.ucolick.org/~max/289C/>
- <http://www2.keck.hawaii.edu/>