Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika Polskiej Akademii Nauk w Warszawie

> Zakład Astrofizyki w Toruniu



Krzysztof Hełminiak

Wyznaczanie podstawowych parametrów gwiazd późnych typów w układach podwójnych na podstawie precyzyjnej fotometrii, spektroskopii wysokiej rozdzielczości, obrazowania z wykorzystaniem optyki adaptywnej i interferometrii optycznej.

> Rozprawa doktorska napisana pod kierunkiem doc. dr hab. Macieja Konackiego

> > Toruń, czerwiec 2010

Podziękowania:

Promotorowi i opiekunowi – doc. dr hab. Maciejowi Konackiemu – za opiekę, rady, nauki, atmosferę, dyskusje, możliwości, przecinki i wszystko inne, o czym zapomniałem wspomnieć;

Kolegom z "drużyny" – mgr Milenie Ratajczak, mgr Piotrowi Sybilskiemu, mgr Staszkowi Kozłowskiemu – za jedyną w swoim rodzaju atmosferę i sympatię, o pomocy w pracy nie wspominając (i jeszcze za przecinki);

Innym starszym i młodszym kolegom – prof. Januszowi Kałużnemu, prof. Michałowi Różyczce, prof. Ryszardowi Szczerbie, prof. Romualdowi Tylendzie, dr hab. Krzysztofowi Goździewskiemu, dr Matthew Muterspaugh, mgr Tomaszowi Kamińskiemu, mgr Kamilowi Złoczewskiemu – za większą lub mniejszą pomoc w pracy i możliwość wspólnego robienia czegoś dobrego;

Rodzicom i Oli – za doping i podtrzymywanie na duchu (i też za przecinki).

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Gwiazdy późnych typów

1.1.1 Definicja

Zgodnie z klasyczną klasyfikacją typów widmowych Morgana-Keenana – O, B, A, F, G, K, M – mianem *gwiazd poźnych typów* określa się najczęściej gwiazdy typów M i K, a czasem także G. Nie ma ściśle określonej granicy między typami późnymi i wczesnymi a poszczególni autorzy często określają ją zgodnie z własnymi potrzebami, aczkolwiek nie zdarza się aby do "poźnych" zakwalifikowane zostały np. gwiazdy A, zaś gwiazdy K do wczesnych.

Klasyfikacja Morgana-Keenana jest ciągiem malejących temperatur efektywnych gwiazd. Gdyby przyjąć, że typy późne zaczynają się od G, to górną granicą temperatur byłaby wartość ~6000 K (Tokunaga, 2000). Gdyby odrzucić typ G, to za górne ograniczenie temperatury efektywnej gwiazd późnych typów możnaby uznać wartość 5200 K (~K0: Tokunaga, 2000). Gwiazdy późnych typów określa się zatem również mianem gwiazd *chłodnych*. Temperatura efektywna gwiazdy, zbliżona wartością do temperatury jej fotosfery, ma swoje odzwierciedlenie w obserwowanych własnościach gwiazdy, takich jak występowanie i natężenie poszczególnych linii widmowych czy tzw. *kolor*, czyli różnica jasności gwiazdy w dwu różnych pasmach, związana z długością fali, na której występuje maksimum emisji promieniowania przy danej temperaturze świecącego termicznie ciała (prawo przesunięć Wiena). Biorąc pod uwagę typy widmowe G, granica koloru V - K dla typów późnych przypadałaby dla wartości około 1,3. Analogiczna wartość dla typów K wynosi około 2,0 (Tokunaga, 2000).

Głównymi strukturami widmowymi (w zakresie widzialnym) w gwiazdach typu G i późniejszych przestają być linie wodoru serii Balmera, zaś dominować zaczynają linie jednokrotnie zjonizowanego wapnia (H i K) oraz żelaza zjonizowanego (typy G) i neutralnego (typy K). Silne są również linie D sodu, magnezu i wapnia neutralnego. W atmosferach gwiazd najpóźniejszych typów pojawiają się pasma molekularne, głównie TiO. Inną ważną cechą obecną w widmach gwiazd gorących, a niewidoczną w typach G i późniejszych, jest wyraźny spadek natężenia promieniowania na długościach fal krótszych niż 3646 Å, tzw *skok Balmera*.

Na diagramie temperatura/dzielność promieniowania, znanym powszechnie jako *diagram Hertzsprunga-Russela* (HR), gwiazdy chłodne zajmują dwa obszary – dolną część ciągu głównego (MS, karły, klasa jasności V) i gałęzie olbrzymów (GB, klasy jasności I - III). Większość gwiazd (nie tylko chłodnych) rezyduje na ciągu głównym, gdzie źródłem ich energii jest synteza helu z wodoru w jądrze. Wynika to z faktu iż ciąg główny jest najdłuższym etapem w ewolucji gwiazdy. Położenie na MS determinowane jest głównie przez masę gwiazdy, zatem MS jest nie tylko ciągiem malejących temperatur, ale i mas. Można zatem używać określeń gwiazdy późnych typów i gwiazdy małomasywne prawie zamiennie. Pamiętać należy oczywiście o mniej licznych olbrzymach, mających z reguły większe masy niż karły o podobnych temperaturach.

Górne ograniczenie masy dla typów G wypada w okolicy 1,2 masy Słońca (M_{\odot}) zaś dla typów K ~0,85 M_{\odot} (np.: Harmanec, 1988), aczkolwiek wartości te są bardzo niejednoznacznie określone. Górna granica mas typów G wypada blisko dolnego limitu mas gwiazd, w których wytwarza się konwektywne jądro (Claret i in., 2010), aczkolwiek limit ten zależy od metaliczności. Niektórzy autorzy rozszerzają pojęcie *gwiazdy małomasywnej* na obiekty, które w toku swojej ewolucji wytwarzają elektronowo zdegenerowane jądro, niedługo po zejściu z ciągu głównego. Wynikiem tego jest bardzo gwałtowne rozpoczęcie fuzji helu w trakcie tzw. błysku helowego, co kończy ewolucję gwiazdy na gałęzi czerwonych olbrzymów (RGB). Modele ewolucyjne wskazują, iż możliwe jest to dla gwiazd o masach na ciągu głównym mniejszych niż ~ 2 - 2,5 M_☉ (Catelan, 2007), przy czym wiek gwiazdy w momencie wystąpienia błysku zależy silnie od jej masy. Dla gwiazdy o masie 1,5 M_☉ następuje to po około 2,3 miliarda lat, zaś dla 1 M_☉ dopiero po prawie 11 miliardach (Bisnovatyi-Kogan, 2002). Możliwe jest również, że gwiazda w wyniku bardzo dużej utraty masy na RGB utraci całą swoją otoczkę przed zapaleniem się helu i stanie się helowym białym karłem (Benvenuto i De Vito, 2004).

Gwiazdy w interesującym nas zakresie mas/temperatur generalnie wykazują podobną budowę. W ogólności, promieniste obszary centralne otoczone są strefą konwektywną, graniczącą dopiero z fotosferą. Zasięg owej konwektywnej otoczki zależny jest od masy gwiazdy i dla najlżejszych gwiazd ($M \leq 0.4 \, M_{\odot}$) sięga aż do samego centrum, tzn. gwiazda jest w całości konwektywna. Określenie *obszar konwektywny* odnosi się ściślej do obszaru, w którym transport energii poprzez promieniowanie jest mniej efektywny niż poprzez konwekcję. Dla gwiazd późnych typów jest to główny mechanizm transportu energii z jądra na powierzchnię. Odgrywa także ważną rolę w teorii wzajemnych oddziaływań pływowych (Hut, 1981; Zahn, 1977; Zahn i Bouchet, 1989). Jest to również jedna z największych trudności przy tworzeniu modeli gwiazd, w szczególności ścieżek ewolucyjnych, izochron i modeli atmosfer gwiazdowych.

Znacznie bardziej jednoznaczne jest kryterium definiujące dolne ograniczenie na gwiazdy późnych typów. Obiekty poniżej krytycznej wartości masy, bliskej 0,08 M_{\odot} – tzw. *brązowe karły* – nie są w stanie zainicjować reakcji jądrowych w swoich wnętrzach. Przypisywane są im typy widmowe późniejsze niż M8 oraz L i T (nie występujace w oryginalnej klasyfikacji Morgana-Keenana). Wartość $M \simeq 0,08 \, \mathrm{M}_{\odot}$ jest uznawana za dolną granicę mas gwiazd, a więc w szczególności gwiazd późnych typów.

1.1.2 O konwekcji

Transport energii we wnętrzu gwiazdy opisuje się równaniem różniczkowym:

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla, \tag{1.1}$$

gdzie po lewej stronie jest cząstkowa pochodna temperatury T po masie "bieżącej" m, tzn. zawartej w sferze o promieniu r. Po prawej stronie G jest stałą grawitacji, P ciśnieniem, zaś

1.1. GWIAZDY PÓŹNYCH TYPÓW

 $\nabla \equiv \partial \ln T / \partial \ln P$ jest gradientem ciśnieniowym temperatury, liczonym z równania stanu. W warunkach równowagi hydrostatycznej transport promienisty opisuje się wykorzystując

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\overline{\kappa_R} LP}{mT^4},\tag{1.2}$$

gdzie a jest stałą promieniowania (ang. radiative constant), c prędkością światła a $\overline{\kappa_R}$ to tzw. średnia nieprzezroczystość Roselanda. Dla przypadku konwektywnego stosujemy przybliżenie adiabatyczne, w którym można zapisać

$$\nabla_{ad} = 1 - \frac{1}{\Gamma_2},\tag{1.3}$$

gdzie Γ_2 jest tzw. drugim wykładnikiem adiabatycznym ($P \propto \rho^{\Gamma_2}$, gdzie ρ jest gęstością materii). W przypadku gazu doskonałego przyjmuje on wartość c_P/c_V , gdzie c_P i c_V to wartości ciepła właściwego odpowiednio przy stałym ciśnieniu i objętości.

Najczęściej stosowanym warunkiem zachodzenia konwekcji jest kryterium Shwarzschilda:

$$\nabla_{rad} > \nabla_{ad},\tag{1.4}$$

zakładające dodatkowo, iż pomiędzy dwiema sąsiednimi warstwami materii nie ma gradientu masy cząsteczkowej, co w ogólności nie musi być prawdziwe. Kryterium Schwartzschilda można rozumieć w następujący sposób: konwekcja zachodzi wtedy, gdy potrzebna do przetransportowania ilość energii jest za duża, aby móc to zrobić jedynie poprzez promieniowanie. Sytuacja ma miejsce gdy w danym obszarze występuje znaczny gradient temperatury, np. na skutek wzrostu nieprzezroczystości lub przy produkcji dużej ilości energii (konwektywne jądra masywnych gwiazd).

Zgodnie z powszechnie stosowanym modelem konwekcji – teorią średniej drogi mieszania – w konwektywnych otoczkach strumień niesionej w procesie konwekcji energii F_{conv} jest proporcjonalny do kwadratu tzw. drogi mieszania – l^2 . Jest to parametr uznawany za proporcjonalny do ciśnieniowej skali wysokości H_P , tzn.

$$l = \alpha_{MLT} H_P. \tag{1.5}$$

Równanie to definiuje parametr średniej drogi mieszania α_{MLT} . Jest on głównym słabym punktem teorii, gdyż nie ma wielu przesłanek na temat wartości jakie powinien przyjmować i jest w ogólności zależny od własnego sposobu implementacji teorii czy od używanych wartości nieprzezroczystości. Jego wartość jest tak dobierana, aby dla gwiazdy o masie 1 M_☉ i metaliczności słonecznej, uzyskać parametry zgodne z obserwowanymi dla Słońca dla wieku 4,57 ± 0,05 Gyr (Catelan, 2007). W szczególności sprawdzana jest wartość promienia, ściśle zależna od temperatury konwektywnej otoczki. Otrzymywane są najczęściej wartości z przedziału 1,5 – 2,5. Następnie zakłada się, iż parametr ten jest identyczny dla każdej innej gwiazdy. Mamy zatem co najmniej trzy założenia, które w przypadku gwiazd nie są dokładnie spełnione – adiabatyczność konwekcji, brak gradientu masy cząsteczkowej i stałość α_{MLT} względem masy gwiazdy. Dochodzą do tego m.in. uproszczenia w stosowanych równaniach stanu, szczególnie przy uwzględnieniu pól magnetycznych, tablicach nieprzezroczystości czy w warunkach brzegowych, w szczególności na granicy pomiędzy obszarem promienistym a konwektywnym (Chabrier i Baraffe, 1997). Bardziej dokładny opis transportu energii, zarówno poprzez konwekcję jak i promieniowanie (a także przewodnictwo elektryczne – kluczowe w warunkach degeneracji elektronów), włącznie z dokładnymi wyprowadzeniami i dyskusją założeń, zawiera np. praca M. Catelana (2007).

1.1.3 Znaczenie gwiazd późnych typów i układów podwójnych

Z kształtu tzw. funkcji masy początkowej (ang. *Initial Mass Function*; IMF), określającej liczbę powstających w danej populacji gwiazd w zależności od jej masy, wynika bezpośrednio iż gwiazdy późnych typów są najliczniejsze we Wszechświecie (Kroupa, 2002). Większość masy barionowej galaktyk zawarta jest właśnie w tych gwiazdach. Ich światło dominuje również w całości promieniowania pochodzącego od starych systemów gwiazdowych, tzn. galaktyk eliptycznych, sferoidalnych komponentów galaktyk dyskowych (zgrubienia centralne, halo) czy gromad kulistych. Nie można zatem pokusić się o stworzenie właściwych modeli populacji gwiazdowych czy opisanie obserwowanych własności galaktyk, bez prawidłowego zrozumienia natury gwiazd późnych typów.

Co więcej, gwiazdy te mają duże znaczenie dla takich dziedzin dotyczących fundamentalnych zjawisk fizycznych jak kosmologia czy fizyka cząstek elementarnych. Na przykład kosmologiczne oszacowania wieku Wszechświata nie mogą stać w sprzeczności do wieku najstarszych obserwowanych gromad kulistych (patrz: powyżej), datowanych na podstawie np. położenia punktu odejścia od ciągu głównego. Z kolei niezerowy moment magnetyczny neutrin powinien mieć wpływ na chłodzenie gwiazd na gałęzi czerwonych olbrzymów, a przez to na takie obserwowane wartości jak jasność szczytu RGB, jasność absolutna gałęzi horyzontalnej, czy okres pulsacji gwiazd typu RR Lyrae. Poprzez porównanie modeli uwzględniających niezerowy moment magnetyczny neutrin z obserwacjami, można nałożyć silne ograniczenia na wartość tej wielkości.

Dalej, znajomość własności gwiazd późnych typów jest kluczowa dla poszukiwania i rozumienia własności planet pozasłonecznych krążących wokół takich gwiazd właśnie. Większość parametrów planetarnych, jak chociażby masa, obliczana jest w oparciu o znajomość lub oszacowania odpowiednich parametrów gwiazdy macierzystej. Bez ich znajomości trudno jest zatem szukać np. planet skalistych w strefie habitalnej, gdyż nie byłoby się w stanie wyznaczyć ani masy samej planety, ani jej separacji od gwiazdy macierzystej, ani rozmiarów samej strefy habitalnej. Warto przy tym pamiętać, iż sami żyjemy w strefie habitalnej gwiazdy późnego typu – Słońca.

Kluczowymi obiektami dla prób zrozumienia natury tych gwiazd są wszelkiego rodzaju układy podwójne. Ich obserwacje pozwalają na bezpośrednie, niezależne od modeli ewolucyjnych wyznaczenie mas składników, parametru fundamentalnego dla teorii ewolucji gwiazdowej (Vogt, 1926). Zgodnie z aktualnymi wyznaczeniami (Lada, 2006) procentowa liczebność układów podwójnych i wielokrotnych jest funkcją typu wydmowego. Jej maksimum o wartości przekraczającej 50% wypada na pograniczu typów G i K, aby potem zmaleć do 20–30% dla najchłodniejszych typów widmowych. Oznacza to jednak iż układy podwójne są stosunkowo liczne i powszechne pośród rozważanych typów gwiazd. Pozwalają zatem na regularne ich badania różnymi dostępnymi technikami, na przykład opisanymi w niniejszej pracy. Dodatkowo, warto zaznaczyć, iż preferowaną konfiguracją jest układ gwiazd o podobnych masach (Lucy, 2006).

1.2. STRESZCZENIE WYNIKÓW PRACY

Na potrzeby pracy zostało przyjęte dosyć arbitrarnie kryterium wyboru obiektów. Jako że większość gwiazd rezyduje na ciągu głównym, pojęcie gwiazdy późnego typu stosowane jest w pracy zamiennie z pojęciem gwiazdy małomasywnej. Przyjęte zostało, iż za gwiązdę późnego typu uznaje się gwiazdę ciągu głównego o masie nie przekraczającej 1 masy Słońca. Obserwowane i analizowane były układy, w których oba składniki spełniały to kryterium.

Prezentowana praca jest kompilacją badań wykonywanych różnymi technikami i łączących trzy podstawowe techniki obserwacji astronomicznych – mierzenie położeń gwiazd (astrometria), prędkości radialnych (welocymetria) i jasności (fotometria) – które w połączeniu pozwalają na wyznaczanie podstawowych parametrów gwiazd. Głównym celem, niezależnie od stosowanej metody, było osiągnięcie jak najwyższej dokładności i precyzji pomiarów, konkurencyjnej lub znacznie lepszej względem badań dotychczas opublikowanych. Równie ważnym było poszukiwanie i charakteryzowanie nowych, interesujących obiektów, ściślej mówiąc małomasywnych układów zaćmieniowych rozdzielonych. Także w tym przypadku nacisk został położony na precyzyjne i poprawne wyznaczanie ich parametrów, jako że są to obiekty niezwykle cenne dla współczesnej astrofizyki (patrz: Rozdział 4).

Wykonanie precyzyjnych pomiarów, czy to położenia, czy jasności, czy też prędkości radialnych obiektu, oraz właściwe uwzględnienie i ewentualne zredukowanie czynników wprowadzających systematyczne niepewności, jest niezbędne do osiągnięcia owych celów. Odpowiedni poziom precyzji pomiarów prowadzi do wysokiej precyzji wyznaczeń parametrów orbitalnych układów podwójnych. To z kolei pozwala na precyzyjne wyznaczenie fundamentalnych parametrów fizycznych, takich jak masy czy promienie (w układach zaćmieniowych), oraz na bezpośredni (astrometria, przy znajomości absolutnych parametrów orbitalnych) pomiar odległości. Przy zastosowaniu dalszych założeń i kalibracji (włączając w to odpowiednie uwzględnienie ich niepewności), możliwe jest uzyskanie parametrów takich jak jasności absolutne i temperatury. Wszystko to powiększa naszą wiedzę i zrozumienie natury badanych gwiazd, pozwala na jej coraz bardziej rygorystyczne testowanie i odrzucanie lub poprawianie błędnych założeń leżacych u jej podstaw.

1.2 Streszczenie wyników pracy

Astrometria układów wizualnie podwójnych za pomocą teleskopów z systemami optyki adaptywnej - Rozdział 2.

Pierwsza część pracy polega na analizie archiwalnych już obrazów CCD, wykonanych w bliskiej podczerwieni teleskopami Hale'a z kamerą PHARO i Keck II z kamerą NIRC2, z wykorzystaniem systemów optyki adaptywnej. Wykonanych zostało ponad 30 000 obrazów dwunastu układów podwójnych i wielokrotnych, z czego znaczna większość (9 układów) pochodzi z 5-m teleskopu Hale'a, który wykonywał obserwacje w czasie 7 nocy w przeciągu ponad pół roku – od kwietnia do listopada 2002. Jednocześnie obserwowane było gęstsze pole w wybranej gromadzie otwartej, co później posłużyło za podstawę kalibracji astrometrycznej. Na 10-m teleskopie Keck II obserwacje prowadzone były w czasie jednej nocy (4 marca 2002) i dotyczyły jedynie trzech układów.

Podstawowym celem było wyznaczenie względnych położeń gwiazd na obrazach CCD z precyzją poniżej 1 milisekundy łuku (mas). Zapewnić to miało m.in. wykonanie wielu zdjęć

jednego obiektu, uzyskanie losowego rozrzutu pomiarów z pojedynczych zdjęć i zastosowanie systemów optyki adaptywnej (AO), które pozwalają na znaczne zredukowanie wpływu atmosfery podczas obserwacji. Obraz gwiazdy ma większy stosunek sygnału do szumu i jest dużo bardziej stabilny (w sensie np. położenia). Wysokiej jakości wyniki pomiarów położenia nie były jednak w tym przypadku wykorzystane do wyznaczania orbit. Jest to niemożliwe ze względu na małą ilość obserwacji, przeprowadzanych w czasie dużo krótszym niż okresy orbitalne badanych układów. Zamiast tego, precyzja pomiarów wykorzystana była od oszacowania progów detekcji małomasywnych obiektów, hipotetycznie krążących wokół jednego ze składników danego układu. Właściwym celem zatem było sprawdzenie, czy za pomocą obserwacji astrometrycznych układów podwójnych możliwe jest wykrycie planet pozasłonecznych.

Położenia gwiazd na poszczególnych ramkach CCD wyznaczane były przez dopasowanie dwuwymiarowej eliptycznej funkcji Gaussa do centrów gwiazd na obrazach skorygowanych przez AO. Pokazane zostało (Rysunek 2.4), że na potrzeby tej pracy jest to procedura dająca lepsze rezultaty niż wyznaczanie instrumentalnej funkcji rozrzutu puntków (PSF).

W celu uzyskania losowego rozrzutu punktów pomiarowych (szum biały) należało poprawnie uwzględnić kilka czynników wprowadzających błędy systematyczne. Największy wpływ na rozrzut pomiarów z jednej nocy okazała się mieć geometria i orientacja detektora CCD. Wykorzystane zostały znane modele dystorsji detektórów kamer PHARO (Metchev i Hillenbrand, 2004; Metchev, 2006) i NIRC2 Thompson i in. (2001a), przy czym dla kamery teleskopu Kecka nie udało się bezpośrednio zweryfikować prawdziwości modelu, tzn. wartości średniej skali obrazu (w milisekundach łuku na piksel) i orientacji detektora kamery, jakie podali Metchev i Hillenbrand (2004).

W przypadku obserwacji kamerą PHARO, wykorzystane były wartości skali i orientacji obliczone bezpośrednio dla jednej z nocy obserwacyjnych (Metchev i Hillenbrand, 2004). W oparciu o obserwacje gromady otwartej NGC 6871 oraz układu podwójnego GJ 458, oszacowane zostały wartości skali i kąta orientacji matrycy również dla pozostałych nocy. Jak pokazane zostało na Rysunku 2.13, procedura pozwoliła na uzyskanie przypadkowego rozrzutu pojedynczych pomiarów separacji dla danej pary w ciągu jednej nocy. Jako test przypadkowóć rozrzutów wykorzystana została tzw. wariancja Allana. Wykazane zostało również, że niespodziewanie dystorsja detektora ma duży wpływ na pomiar składowej separacji X (w sensie osi matrycy), zaś w składowej Y jest on mało widoczny, gdyż przypadkowy rozrzut punktów okazuje się być znacznie większy.

Dużo miejsca w rozważaniach nad źródłami błędów systematycznych poświęcone zostało zjawisku refrakcji atmosferycznej i jego wpływowi na astrometrię względną w bliskiej podczerwieni. Przedstawione zostały trzy popularne modele refrakcji (Ciddor, 1996; Mathar, 2004; Roe, 2002) oraz pełna procedura jej szacowania (Stone, 1996). Zaproponowana została uproszczona procedura *półpełna*, wykorzystująca prosty model refrakcji i przybliżone krzywe transmisji filtrów kamery, optyki teleskopu itp. Pokazane zostało, że w większości realistycznych przypadków jest ona wystarczająco dokładna do osiągnięcia zamierzonego poziomu precyzji pomiarów astrometrycznych. Podane również zostały konkretne wymagania odnośnie znajomości warunków pogodowych w czasie obserwacji, znajomości typów widmowych obserwowanych gwiazd i stosowanego podejścia, jakie trzeba spełnić aby nie wprowadzać systematycznych niepewności porównywalnych z rządaną precyzją pomiarów. Ustalone jednocześnie zostało, iż ze względu na nieznajomość warunków pogodowych w czasie trwania omawianych obserwa-

1.2. STRESZCZENIE WYNIKÓW PRACY

cji, niewątpliwie wyniki obarczone są niepewnościami systematycznymi, aczkolwiek powinny być one znacznie mniejsze niż 8 mas i raczej pogarszać długofalową stabilność astrometryczną teleskopu, niż precyzję wyznaczeń położeń względnych w ciągu jednej nocy.

Wyniki pomiarów, zebrane w Tabeli 2.8, pokazują jednoznacznie, że omawiana w Rozdziale 2 technika prowadzenia i analizy obserwacji pozwala na osiągnięcie precyzji pomiarów znacznie poniżej 1 mas, przekraczając tę wartość jedynie w przypadkach par gwiazd o skrajnie różnych jasnościach (GJ 860, GJ 873). Teleskopem Hale'a udało się osiągnąć dotychczasowy rekord w precyzji pomiarów astrometrycznych pojedyczym teleskopem z Ziemii – 38 μ as dla gwiazdy GJ 661. Co więcej wynik tego rzędu jest powtarzalny (44, 58, 41 μ as dla GJ 661, 48, 61 μ as dla GJ 860). Zbliżone wartości, sięgające 110 μ as dla GJ 569 B, uzyskane zostały teleskopem Keck II, aczkolwiek dla znacznie mniejszej liczby pojedynczych obserwacji danego obiektu. Pokazuje to niebywały potencjał astrometryczny dużych teleskopów z systemami AO.

Zbadana również była kwestia długofalowej stabilności astrometrycznej. Dopasowania wielomianów 2-go rzędu do serii obserwacji odległych o 120–140 dni, dawały *rms* na poziomie 300 μ as i mniej. Prawdopodobnie, przy znajomości warunków pogodowych w trakcie obserwacji udałoby się osiągnąć poziom podobny do precyzji z jednej nocy. Obliczone w oparciu o wyznaczone precyzje pomiarów i *rms* dopasowań limity detekcji trzecich ciał w rozważanych układach, wskazują bezsprzecznie na możliwość wykrywania planet o masach nawet poniżej 0,1 M_{JUP} w sprzyjającej konfiguracji (Tabela 2.11). Dowodzi to sporych możliwości na polu poszukiwań planet tą metodą, wciąż nie mającą spektakularnych sukcesów, i wokół tego typu obiektów, regularnie pomijanych w programach poszukiwania planet.

Fizyczne i orbitalne parametry układów spektroskopowo podwójnych - Rozdział 3

W części tej przestawiona jest analiza znanego układu spektroskopowo podwójnego BY Draconis. Jest to prototyp całej klasy aktywnych gwiazd zmiennych, pomimo to jego natura nie jest dobrze znana. W szczególności nie ma pewności co do statusu ewolucyjnego układu (ewolucja na ciągu głównym czy przed) oraz brak jest dokładnych wyznaczeń parametrów składników. Rozdział 3 pracy skupia się głównie na tym zagadnieniu.

Dostępne dziś najdokładniejsze wyznaczenia mas składników obarczone są błędem na poziomie 10-20% (Boden i Lane, 2001). Jest to zdecydowanie za dużo, aby móc jednoznacznie określić lub przynajmniej nałożyć surowe ograniczenia na naturę i status ewolucyjny układu. W celu dokładniejszego wyznaczenia parametrów fizycznych układu, głównie mas i jasności absolutnych jego składników oraz odległości do systemu, wykorzystane zostały obserwacje astrometryczne wykonane w latach 1999-2008 instrumentem *Palomar Testbed Interferometer* (PTI; Colavita, 1999). Duża baza interferometru, w porównaniu ze średnicami luster największych nawet pojedynczych teleskopów, pozwala osiągnąć znacznie lepszy poziom precyzji pomiarów astrometrycznych, niż jest to opisane w Rozdziale 2. Idea prowadzenia astrometrii względnej za pomocą interferometrów optycznych jest pokrótce przedstawiona.

Precyzyjna astrometria została powiązana z bardzo precyzyjnymi pomiarami prędkości radialnych składników, uzyskanych z obserwacji spektroskopowych z komórką jodową (I₂) na 10-m teleskopie Keck I ze spektrografem HIRES, 3,6-m teleskopie TNG ze spektrografem SARG i 3,0-m teleskopie Licka ze spektrografem HamSpec. Do obliczenia samych prędkości radialnych użyta została nowatorska technika autorstwa Macieja Konackiego (Konacki, 2005, 2009; Konacki i in., 2009, 2010), wykorzystująca komórkę jodową i tomograficzne rozplątywanie widm. Idea tej techniki również została pokrótce opisana. BY Draconis jest jednym z przykładów pokazujących jej potencjał w badaniach gwiazd podwójnych, poprzez możliwość wyznaczania mas składników na nieosiągalnym dotychczas poziomie 0,1% i niższym (Konacki i in., 2010, oraz Paragraf 4.6). Głównym celem tej części pracy było zatem jak najdokładniejsze wyznaczenie wartości parametrów fizycznych omawianego układu i ustalenie jego statusu ewolucyjnego.

Wynikiem jednoczesnego dopasowania orbitalnego do prędkości radialnych i astrometrii PTI jest wyznaczenie z precyzją 0,2–0,3% takich wielkości jak keplerowskie parametry orbitalne (w tym półoś wielka w jednoskach długości [AU]), funkcje masy $M \sin^3 i$ oraz odległości (kilkukrotnie bardziej dokładnie niż z satelity *Hipparcos*). Niesprzyjające nachylenie orbity – 154° – spowodowało jednak iż ostateczna niepewność w wyznaczeniu absolutnych mas składników przekroczyła 3% – wartość uznawaną za graniczną do testowania modeli ewolucji gwiazdowej (Blake i in., 2008; Clausen i in., 2008; Torres i in., 2010). W porównaniu z poprzednimi wyznaczeniami, jest to jednak precyzja kilkukrotnie lepsza i już wystarczająca do określenia z dużym prawdopodobieństwem statusu ewolucyjnego układu.

Pokazane zostało, iż uzyskane wyznaczenia mas i jasności absolutnych zgodne są z modelami gwiazd na ciągu głównym (1 - 2 Gyr) o metalicznościach powyżej słonecznej. Równocześnie, analiza kinematyki w Galaktyce wykazała, że BY Dra nie należy do żadnej ze znanych młodych grup kinematycznych, co jest zgodne z wcześniejszym wnioskiem. Czyni to jednak układ jeszcze bardziej interesującym, gdyż wydaje się on być w sprzeczności do powszechnie uznawanej teorii oddziaływań pływowych (której krótki opis również został przedstawiony).

Przewidywane dla BY Dra wartości promieni składników powiązane zostały z dostępnymi w literaturze danymi na temat ich rotacji – mierzoną rzutowaną prędkością $v_{rot} \sin i_{rot}$ (Lucke i Mayor, 1980) oraz znanym od dawna okresem rotacji (Chugainov, 1966; Pettersen i in., 1992). Oszacowana w ten sposób wartość nachylenia osi rotacji nie jest zgodna z wartością inklinacji orbity. Według teorii oddziaływań pływowych, zgodność taka powinna jednak zachodzić w układzie o takim jak BY Dra okresie orbitalnym i mającym ponad miliard lat. Równie zagadkowa jest bardzo duża ekscentryczność orbity ~0,3, gdyż w tym wieku orbita powinna już dawno być ukołowiona. Zatem, pomimo ustalenia nowych faktów na temat układu, BY Dra wciąż pozostaje zagadką dla współczesnej astrofizyki.

Układy zaćmieniowe rozdzielone z przeglądu ASAS - Rozdział 4

Największa część pracy poświęcona jest wynikom programu poszukiwania nowych małomasywnych układów zaćmieniowych. Obiektów tego typu nie jest znanych wiele, przy czym mniej niż połowa ma masy i promienie wyznaczone z dokładnością lepszą niż 3%. Charakterystycznym dla tych układów jest, że ich składniki w porównaniu z modelami ewolucyjnymi są chłodniejsze i mają większe promienie, zaś ich jasność bolometryczna wydaje się być dobrze odwzorowana.

Za taki stan rzeczy odpowiedzialna jest prawdopodonie aktywność gwiazdowa, mająca wpływ na efektywność transportu energii w konwektywnych otoczkach. Aktywność w ciasnych układach podwójnych (większość małomasywnych rozdzielonych układów zaćmieniowych ma okresy orbitalne poniżej 3 dni) wzmacniana jest przez szybką rotację synchroniczną składników. W celu pełnego zrozumienia tego zjawiska i poprawnego modelowania jego skutków,

1.2. STRESZCZENIE WYNIKÓW PRACY

potrzeba jest poznać więcej małomasywnych układów zaćmieniowych i wyznaczyć ich parametry z dużą precyzją. W tym celu z przeglądu *All-Sky Automated Survey* (ASAS; Pojmański, 2002) wyselekcjonowana została próbka około 60 kandydatów, dla których przeprowadzone były obserwacje spektroskopowe w celu wyznaczenia ich krzywych prędkości radialnych, a więc oszacowania mas, możliwie z jak największą precyzją. W próbce owej udało się znaleźć kilka nie znanych dotąd układów małomasywnych i wyznaczyć ich masy i promienie z dobrą lub bardzo dobrą precyzją, poszerzając w ten sposób naszą wiedzę o tego typu obiektach i zjawisku ich aktywności. W Rozdziale 4 opisane są cztery nowe małomasywne układy zaćmieniowe, oznaczone symbolami ASAS-04, ASAS-08, ASAS-09 i ASAS-21.

Prędkości radialne (RV) pierwszych dwóch uzyskane były z obserwacji spektrografem HI-RES na teleskopie Keck I przy wykorzystaniu komórki z jodem. Podobnie jak dla BY Dra wykorzystana została metoda Konackiego liczenia RV układów spektroskopowo podwójnych, jednakże w tym przypadku zastosowanie tomograficznego rozplątywania widm nie poprawiło wyników. Uzyskane pomiary wystarczały jednak, aby osiągnąć precyzję $M \sin^3 i$ na poziomie 0,3%.

Dostępna w przeglądzie ASAS fotometria nie była wystarczająco dokładna, aby osiągnąć wyznaczenia promieni składników na poziomie 3% lub lepszym (dla żadnego z omawianych obiektów). ASAS-04 i ASAS-08 obserwowane były zatem 1,0-metrowym teleskopem Elizabeth, znajdującym się w South African Astronomical Observatory. Obserwacje w filtrach V oraz I wraz z uzyskanymi prędkościami radialnymi wykorzystane były do stworzenia modeli układów, głównie w programie PHOEBE (Prša i Zwitter, 2005; Prša, 2006), opierającym się na słynnym kodzie Wilsona-Devinneya (WD; Wilson i Devinney, 1971).

Zebrane dane fotometryczne wykazywały wyraźną modulację jasności poza zaćmieniami w przypadku obu układów. Wariacje te udało się wyjaśnić obecnością rozległych plam na powierzchniach składników obu układów. W przypadku ASAS-08 należało również uwzględnić światło trzeciego ciała, prawdopodobnie związanego grawitacyjnie z zaćmieniową parą. Wyniki modelowania posłużyły do wyznaczenia absolutnych jasności składników i oszacowania odległości do układów (Tabela 4.6). W przypadku ASAS-08 wyznaczona odległość jest w pełni zgodna z pomiarami z satelity *Hipparcos*, co wskazuje na poprawność przeprowadzonej analizy. Ostateczny poziom precyzji wyznaczeń mas i promieni sięgnął odpowiednio 0,7 i 0,6% dla ASAS-04 oraz 0,4 i 2% dla ASAS-08. Pokazane jednocześnie zostało, że obecność plam nie miała znaczącego wpływu na wyniki analizy, lub była poprawnie uwzględniona na etapie szacowania niepewności. Dzięki dobrej jakości widmom udało się także zaobserwować emisję w liniach widmowych wodoru (seria Balmera) i wapnia (H i K) oraz wyznaczyć ich szerokości równoważne.

Parametry fizyczne układu ASAS-04, w szczególności promienie i temperatury, są bardzo dobrze odwzorowane izochronami dla wieku ~11 Gyr i metaliczności słonecznej. Zaawansowany wiek układu wydaje się również potwierdzać kinematyka w Galaktyce. Oznaczałoby to końcowy etap ewolucji ASAS-04 na ciągu głównym, blisko punktu odejścia. ASAS-04 jest zatem prawdopodobnie jednym z najstarszych znanych małomasywnych układów zaćmieniowych. Interesujący jest przede wszystkim fakt bardzo dobrej zgodności obserwacji z modelami, co jest praktycznie niespotykane w tym zakresie mas.

Ustalone także zostało, iż ASAS-08 jest układem ewoluującym na ciągu głównym, prawdopodobnie mającym metaliczność słoneczną. Potwierdzone jest to przez przynależność kinematyczną układu do cienkiego dysku Galaktyki, ale do żadnej z młodych grup kinematycznych. Cechą wyróżniającą ASAS-08 od innych tego typu obiektów są rozmiary plam, w przypadku składnika głównego sięgające połowy powierzchni gwiazdy.

Prędkości radialne ASAS-09 i ASAS-21 pochodzą z obserwacji 1,9-m teleskopem Radcliffe ze spektrografem GIRAFFE (SAAO; tylko ASAS-21) i 3,9-m AAT ze spektrografem UCLES (oba układy). Widma są gorszej jakości niż w przypadku poprzednich dwóch obiektów, zatem i same pomiary RV obarczone są większymi błędami. Jednakże wyznaczenia $M \sin^3 i$ okazały się wciąż być na wystarczającym poziomie (2,3 i 1,4% odpowiednio dla ASAS-09 i -21).

Obserwacje fotometryczne obu układów wykonane teleskopem Elizabeth dały jedynie częściowe pokrycie krzywej blasku, co nie wystarczało do stworzenia modeli układów, na dodatek wykazały zmienność modulacji jasności poza zaćmieniami, interpretowaną jako ewolucję układu plam na powierzchni składników obu układów. Pełne krzywe blasku w V i I uzyskane zostały 0,4-m zrobotyzowanymi teleskopami PROMPT, znajdującymi się w Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO). W oparciu o te dane wykonane zostały modele bazowe obu układów. Dla ASAS-09 był to jeden model (jedna konfiguracja plam), dla ASAS-21 rodzina 6 modeli (różne konfiguracje), zaś parametry z nich uzyskane zostały uśrednione. Ostatecznym testem poprawności modeli bazowych było dopasowanie ich do pozostałych zestawów danych fotometrycznych jedynie przez zmiany w konfiguracji plam. Wykazane zostało, że w obu układach plamy ewoluują w skalach czasowych około 2–4 tygodni, co zostało uznane za górną granicę rozpiętości czasowej spójnych danych fotometrycznych. Uzyskany w wyniku wykonanego modelowania poziomy precyzji mas i promieni wyniosły dla ASAS-09 odpowiednio 2,3 i 1,9% zaś dla ASAS-21 – 1,4% dla obu parametrów (Tabela 4.8).

W obu przypadkach wyznaczone parametry wskazują na ewolucję na ciągu głównym, przy czym ASAS-09 jest prawdopodobnie na początku tej ewolucji ($t \simeq 1$ Gyr), zaś ASAS-21 jest na znacznie późniejszym etapie ($t \simeq 5$ Gyr). Pierwszy z układów wydaje się mieć również większą zawartość ciężkich pierwiastków. Oszacowanie wieku na podstawie izochron odnajduje swoje potwierdzenie w kinematycznych własnościach obu obiektów w Galaktyce.

Niestety, dla obu obiektów ważne okazało się uwzględnienie występowania i zmienności plam na powierzchniach ich składników. Wpływ plam na krzywe RV jest źródłem dodatkowego czynnika systematycznego w amplitudach prędkości, który propagowany jest dalej na błędy wyznaczeń mas oraz promieni składników. Ostateczne wartości błędów mas promieni sięgają nieznacznie ponad kanoniczne 3%. Niemniej ASAS-09 i ASAS-21 wciąż pozostają obiektami bardzo ważnymi dla astrofizyki, gdyż dla nich jako pierwszych pokazana została bardzo krótka skala czasowa ewolucji plam. Obiekty te dowodzą, iż aby właściwie wyznaczyć fundamentalne parametry aktywnych gwiazd małomasywnych potrzebne jest kilkukrotne powtarzanie analizy na coraz to nowych danych fotometrycznych (i spektroskopowych). Zmienne w czasie poziomy aktywności i zaplamienia w układach prowadzą do rozrzutu wartości wyznaczeń mas i promieni (porównaj: GU Boo – Windmiller i in., 2010). Potencjalnie możliwe jest również wskazałoby na bezpośredni wpływ aktywności gwiazdowej na rozmiary gwiazdy.

1.3. PUBLIKACJE

W ostatniej części Rozdziału 4 przedstawione jest modelowanie próbki 18 układów zaćmieniowych ze składnikami z przedziału mas $1 - 2 M_{\odot}$. Z tej próbki tylko 3 były znane wcześniej, z czego 2 dobrze opisane i posiadające precyzyjne wyznaczenia ich parametrów. Obserwacje spektroskopowe 16 układów prowadzone były za pomocą AAT/UCLES, zaś 2 pozostałych za pomoca Radcliffe/GIRAFFE. W obserwacjach AAT/UCLES w miarę możliwości wykorzystywana była komórka jodowa. Jej wykorzystanie ograniczone zostało przez warunki pogodowe, w szczególności duży seeing. Dla wielu układów rozwiazanie orbitalne w całości lub w sporej części opiera się o widma kalibrowane lampa ThAr. Jedynie dla kilku systemów wykorzystane były jedynie widma jodynowe. Dla dwóch z nich – AI Phe oraz UX Men (jedyne dwa ze znanymi dotychczas wyznaczeniami parametrów fizycznych) – ilość pojedynczych obserwacji była na tyle duża, że wystarczyła na zastosowanie tomograficznego rozplatywania widm (jak dla BY Dra). Do modelowania została wykorzystana oryginalna fotometria z przegladu ASAS, co automatycznie ogranicza możliwość osiągnięcia wysokiej precyzji wyznaczeń promieni. W sporadycznych przypadkach błąd ΔR jest mniejszy niż 3%, za to poziom 1% i mniej w błędach wyznaczeń mas był osiągnięty stosunkowo często. Najdokładniejsze wyznaczenie mas – poniżej 0.1% – uzyskane zostało dla składników układu AI Phe. Ze względu na wykorzystanie tylko jednej krzywej blasku, nie były wyznaczane parametry fotometryczne (M_V, M_{bol}) ani absolutne wartości temperatur, a jedynie ich stosunek. Wyniki modelowania zebrane są w Tabeli 4.14 oraz przedstawione na Rysunku 4.15.

Zebrane wyniki pozwoliły na wstępne oszacowanie statusu ewolucyjnego badanych układów poprzez porównanie z izochronami (zestaw Y^2) na płaszczyźnie masa/promień. Sprawdzana była również przewidywana przez izochrony wartość stosunku temperatur. Badane układy okazały sie prezentować szerokie spektrum etapów ewolucyjnych: od rzadko spotykanych układów przed ciągiem głównym (co najmniej 3 dobrych kandydatów) po wyewoluowane układy odchodzące od ciągu głównego, mające nawet 8 Gyr.

Dla znanych wcześniej trzech układów – AI Phe, UX Men oraz V415 Aql – uzyskane wyniki zostały porównane z danymi z literatury. Dla dwóch pierwszych istnieje bardzo dobra zgodność pomiędzy nowymi a starymi wyznaczeniami parametrów, przy czym wyniki niniejszej pracy są bardziej dokładne w wyznaczeniu mas, a mniej dokładne w wyznaczeniu promieni w porównaniu z literaturą. Zgodność ma miejsce także dla oszacowania wieku obu układów. Dla V415 Aql niniejsza praca podaje pierwsze znane rozwiązanie orbitalne, zaś w literaturze układowi temu przypisany jest błędny okres.

1.3 Publikacje

Zebrane i przedstawione w niniejszej pracy wyniki badań nad układami podwójnymi pochodzą z sześciu recenzowanych publikacji autorstwa Doktoranta, podzielonych tematycznie na trzy części, związanych z trzema rozdziałami pracy. Poniżej przedstawiona jest lista owych publikacji w zależności od tematyki wraz w wyszczególnieniem wkładu poszczególnych osób w powstanie danej pozycji. Kolejność na liście zgodna z kolejnością pojawiania się w tekście niniejszej pracy. Oprócz własnych procedur obliczeniowych, praca w dużej mierze opierała się na powszechnie dostępnym oprogramowaniu, takim jak: IRAF, IDL, DS9, PHOEBE czy JKTEBOP. Astrometria układów wizualnie podwójnych za pomocą teleskopów z systemami optyki adaptywnej - Rozdział 2.

- Krzysztof G. Hełminiak, Maciej Konacki, Shrinivas R. Kulkarni, Josh Eisner "Precision astrometry of a sample of speckle binaries and multiples with the adaptive optics facilities at the Hale and Keck II telescopes", 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 400, 406
 - KGH: redukcja CCD, wyznaczanie położeń gwiazd na obrazach, rozwinięcie procedur obliczeniowych, szczególnie w aspekcie wpływu refrakcji atmosferycznej i dystorsji detektora, szacowanie precyzji pomiarów i limitów detekcji planet, przygotowanie publikacji;
 - MK: częściowe przeprowadzenie obserwacji, udostępnienie danych i literatury, podstawowe procedury obliczeniowe, korekta językowa;
 - SRK: idea projektu, zapewnienie dostępu do teleskopu;
 - JE: częściowe przeprowadzenie obserwacji, wstępna analiza danych;
 - Inne osoby: przeprowadzenie obserwacji astronomowie z California Istitute of Technology, wyznaczenie instrumentalnego PSF – Kamil Złoczewski.
- Krzysztof G. Hełminiak "Impact of the atmospheric refraction on the precise astrometry with adaptive optics in infrared", 2009, New Astronomy, 14, 521
 - KGH: procedury obliczeniowe, wykonanie i analiza obliczeń i symulacji, określenie warunków i ograniczeń obserwacyjnych, przygotowanie publikacji;
 - Inne osoby: korekta językowa Maciej Konacki.

Fizyczne i orbitalne parametry układów spektroskopowo podwójnych - Rozdział 3

- Krzysztof G. Hełminiak, Maciej Konacki, Matthew W. Muterspaugh, Stanley E. Browne, Andrew W. Howard, Srinivas R. Kularni "New high precision orbital and physical parameters of the double-lined low-mass spectroscopic binary BY Draconis", 2010, złożona do Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
 - KGH: częściowe przeprowadzenie oserwacji spektroskopowych (Keck), redukcja danych z teleskopu Licka, modelowanie, analiza wyników (w tym: porównanie z modelami teoretycznymi, szacowanie wieku, porównanie z przewidywaniami teorii pływów), przygotowanie publikacji;
 - MK: idea projektu, częściowe przeprowadzenie obserwacji (Keck, TNG), wyznaczanie prędkości radialnych (I₂), korekta językowa;
 - MWM: częściowe przeprowadzenie obserwacji (Lick), analiza wielokrotności, korekta językowa;
 - SEB i AWH: częściowe prowadzenie obserwacji (Lick)
 - SRK: zapewnienie dostępu do teleskopu;

 Inne osoby: częściowe przeprowadzenie obserwacji spektroskopowych i interferometrycznych – astronomowie z California Institute of Technology i University of California Berkeley (Keck); częściowe finansowanie wyjazdów obserwacyjnych – Janusz Kałużny.

Układy zaćmieniowe rozdzielone z przeglądu ASAS - Rozdział 4

- Krzysztof G. Hełminiak, Maciej Konacki "Orbital and physical parameters of eclipsing binaries from the ASAS catalogue. – II. Two spotted M < 1 M_☉ systems at different evolutionary stages", 2010, złożona do Astronomy & Astrophysics
 - KGH: przeprowadzenie obserwacji fotometrycznych, redukcja danych fotometrycznych i spektroskopowych, wyznaczanie jasności, modelowanie, analiza wyników (w tym: porównanie z modelami teoretycznymi, kinematyka, aktywność gwiazdowa, określenie wieku i metaliczności), przygotowanie publikacji;
 - MK: idea projektu, preselekcja kandydatów, przeprowadzenie obserwacji spektroskopowych, przygotowanie procedur obliczeniowych, wyznaczanie prędkości radialnych (I₂), finansowanie wyjazdów obserwacyjnych, korekta językowa;
 - Inne osoby: częściowe finansowanie wyjazdów obserwacyjnych Krzysztof Goździewski.
- Krzysztof G. Hełminiak, Maciej Konacki, Kamil Złoczewski, Milena Ratajczak, Daniel E. Reichart Kevin M. Ivarsen, Joshua B. Haislip, J. Adam Crain, Andrew C. Foster, Melissa C. Nysewander, Aaron P. LaCluyze "Orbital and physical parameters of eclipsing binaries from the ASAS catalogue. III. Two new low-mass systems with rapidly evolving spots", 2010, złożona do Astronomy & Astrophysics
 - KGH: selekcja kandydatów, przeprowadzenie większej części obserwacji spektroskopowych (w AAO i SAAO) i fotometrycznych (w SAAO), finansowanie i przygotowanie obserwacji fotometrycznych teleskopami PROMPT, redukcja danych spektroskopowych i fotometrycznych, wyznaczanie jasności, wyznaczanie prędkości radialnych (ThAr), modelowanie, analiza wyników (w tym: porównanie z modelami teoretycznymi, kinematyka, aktywność gwiazdowa, określenie wieku i metaliczności), przygotowanie publikacji;
 - MK: idea projektu, przeprowdzenie części obserwacji spektroskopowych, przygotowanie procedur obliczeniowych, finansowanie wyjazdów obserwacyjnych, korekta językowa;
 - KZ i MR: przeprowadzenie części obserwacji fotometrycznych w SAAO;
 - DER, KMI, JBH, JAC, ACF, MCN i APL: konstrukcja, obsługa i administracja teleskopami PROMPT.
 - Inne osoby: częściowe finansowanie wyjazdów obserwacyjnych Krzysztof Goździewski, Janusz Kałużny, Alex Schwarzenberg-Czerny.

- Krzysztof G. Hełminiak, Maciej Konacki, Milena Ratajczak, Mathew W. Muterspaugh "Orbital and physical parameters of eclipsing binaries from the ASAS catalogue.
 I. A sample of systems with components' masses between 1 and 2 M_☉", 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 400, 969
 - KGH: preselekcja kandydatów, przeprowadzenie większej części obserwacji, redukcja danych spektroskopowych, wyznaczanie prędkości radialnych (ThAr), modelowanie, oszacowanie wieku, przygotowanie publikacji;
 - MK: idea projektu, preselekcja kandydatów, przeprowadzenie części obserwacji, wyznaczanie prędkości radialnych (I₂), przygotowanie procedur obliczeniowych, finansowanie wyjazdów obserwacyjnych, korekta językowa;
 - MR: przygotowanie publikacji, korekta językowa;
 - MWM: idea projektu (dotyczy poszukiwania planet w układach podwójnych);
 - Inne osoby: częściowe finansowanie wyjazdów obserwacyjnych Krzysztof Goździewski.

Rozdział 2

Astrometria układów wizualnie podwójnych za pomocą teleskopów z systemami optyki adaptywnej.

2.1 Wstęp

Po wielu spektakularnych sukcesach w wykrywaniu planet pozasłonecznych, współczesne projekty ich poszukiwania różnymi metodami zaczynają coraz bardziej skupiać się na gwiazdach o małych masach i jasnościach. W przypadku obrazowania, przekłada się to na mniejszą różnicę jasności między planetą a jej macierzystą gwiazdą. Ponad połowa ze skatalogowanych w *Encyklopedii Pozasłonecznych Układów Planetarnych* Jeana Schneidera¹ obiektów planetarnych, odkrytych tą metodą, została znaleziona wokół karłów typów późniejszych niż G (AB Pic: K2V; Chauvin i in., 2005), oraz brązowych karłów (2M1207; Chauvin i in., 2004). W przypadku tranzytów, mniejszy jest stosunek promieni, a co za tym idzie sam tranzyt jest głębszy. Pozwala to na potencjalne wykrycie tranzytujących skalistych planet o stosunkowo małych promieniach – jest to ideą chociażby projektu *WFCAM Transit Survey*², wykorzystującego znajdujący się na Hawajach teleskop do obserwacji w podczerwieni UKIRT i jego szerokokątną kamerę WFCAM. Utrudnieniem jest natomiast mniejsza jasność tych obiektów.

W przypadku metod wykorzystujących grawitacyjny wpływ towarzysza na ruch i położenie gwiazdy, np. astrometrii i metody prędkości radialnych (RV), mała masa gwiazdy przekłada się na większą perturbację położenia i prędkości. Metody poszukiwania planet metodą RV skupiały się jednak bardziej na gwiazdach wcześniejszych typów – F i G – ze względu chociażby na mniejszą aktywność chromosferyczną tych obiektów w czasie ewolucji na ciągu głównym. Zjawisko to objawia się na przykład w postaci plam na powierzchni gwiazdy, które na skutek rotacji powodują pozorną modulację prędkości radialnej, podobną do tej wywoływanej przez obecność bliskiego, małomasywnego towarzysza na kołowej orbicie. Dodatkowo, często stosowany przy precyzyjnych pomiarach, jako wzorzec długości fali prędkości, jód molekularny I_2 daje dużo lini w określonym przedziale długości fal, odpowiadającym barwie zielonej w paśmie

¹http://exoplanet.eu

²http://www.ast.cam.ac.uk/~sth/wts/index.html

widzialnym. Natomiast gwiazdy późnych typów emitują więcej energii w barwie czerwonej i bliskiej podczerwieni. Nowe projekty poszukiwawcze skupiają się na obserwacjach w tym właśnie zakresie długości fal i wykorzystanie pracujących w nim instrumentów, takich jak ESPaDOnS (Donati, 2003) czy CRIRES (Bean i in., 2010), oraz wykorzystanie linii telurycznych, czy amoniaku NH₃ jako wzroca długości fali (Bean i in., 2010).

Większość astrometrycznych projektów poszukiwania planet prowadzonych z powierzchni Ziemi, czy to pojedynczymi teleskopami (STEPS, CAPS, ASPENS), czy interferometrami (Keck, VLT) z definicji skupia się na gwiazdach o małych masach. Jedyny astrometrycznie odkryty kandydat planetarny – vB 10 b (Pravdo i Shaklan, 2009), nie potwierdzony w prędkościach radialnych (Bean i in., 2009) – krąży wokół karła typu M8V. Przewagę gwiazd małomasywnych w tym względzie widać bezpośrednio w relacji na wartość sygnału astrometrycznego indukowanego przez obecność małomasywnego towarzysza na orbicie kołowej:

$$\Theta = 1920 \frac{a}{d} \frac{M_P}{M_S},\tag{2.1}$$

gdzie sygnał astrometryczny Θ podany jest w mikrosekundach łuku (μ as), półoś orbity planety *a* jest podana w AU, a jej masa M_P w masach jowisza (M_J). Masa gwiazdy M_S podana jest w masach Słońca (M_{\odot}), a odległość do systemu *d* w parsekach (Pravdo i Shaklan, 1996). Równanie to jest prawdziwe zarówno dla planet krążących wokół gwiazd pojedynczych, jak i dla planet typu S w układach podwójnych³. Wynika z niego jasno, że im mniejsza masa gwiazdy, tym większy sygnał astrometryczny.

Jak wynika z relacji 2.1, do astrometrycznej detekcji planety wokół pobliskiej gwiazdy, wymagana jest precyzja pomiarów na poziomie 1 milisekundy łuku (mas) lub lepsza. Można ją osiągnąć przez np.:

- zwiększenie rozmiaru apertury pojedynczego teleskopu D (lub bazy interferometru B^4). Błąd astrometryczny maleje jak D^{-1} (lub B^{-1});
- zwiększenie liczby pojedynczych pomiarów M. Błąd astrometryczny maleje jak $M^{-1/2}$, o ile pomiary mają rozrzut o charaterze przypadkowym (gaussowskim, inaczej: szum biały).
- zwiększenie liczby gwiazd odniesienia N. Błąd astrometryczny maleje jak $N^{-1/2}$, o ile gwiazdy odniesienia mają jasność porównywalną z obiektem badanym;
- zmniejszenie pola widzenia. Ze skalą obrazu plsc, podawaną w przypadku obrazowania kamerami CCD w milisekundach łuku na piksel (mas/pix), błąd astrometryczny maleje jak $plsc^{-1}$.

Należy też zadbać o stabilność instrumentu, oraz właściwe rozpoznanie i zredukowanie szeregu czynników wprowadzających błędy systematyczne, takich jak dystorsja detektora, refrakcja atmosferyczna, czy nierównomierne oświetlenie apertury.

 $^{^3}$ Planeta typu S (satelitarnego) w układzie podwójnym/wielokrotnym krąży wokół tylko jednego z komponentów systemu (Dvorak, 1984).

 $^{^4 {\}rm Pomiary}$ astrometryczne z wykorzystaniem interferometru nie są tematem tego rozdziału pracy i będą dokładniej opisane w rozdziałe kolejnym.



Rysunek 2.1: Dysk Airy'ego: obraz na matrycy (lewo) i rozkład jasności w funkcji odległości od centrum (prawo). Źródło: http://www.astro.ljmu.ac.uk/courses/phys134/scopes.html.

Jednym ze sposobów poprawienia jakości pomiarów astrometrycznych, prowadzonych za pomoca pojedynczego teleskopu, jest skorygowanie w trakcie obsewacji wpływu atmosfery ziemskiej przez system optyki adaptywnej (AO, z ang. adaptive optics). Otrzymywany wówczas na detektorze obraz gwiazdy, nazywany też PSF⁵, nie jest rozmyty przez seeiną, który zwiększa jego rozmiar i zmniejsza natężenie w centrum, lecz zbliżony jest do obrazu ograniczonego tylko przez dyfrakcję i konstrukcję instrumentu. W idealnym teleskopie, bez wpływu atmosfery, źródło punktowe odwzorowane jest w postaci tzw. dysku Airy'ego, z wyraźnymi prążkami dyfrakcyjnymi i dużym natężeniem oświetlenia w centrum (Rysunek 2.1). Centralna część dysku Airy'ego, o rozmiarach katowych rzędu λ/D , gdzie λ jest długością fali obserwacji a D średnicą apertury, daje się dobrze odwzorować dwuwymiarową gaussoidą. Ponieważ system AO koryguje zaburzony przez atmosferę front fali z szybkością 100 – 1000 cykli na sekundę, daje w porównaniu z przypadkiem nieskorygowanym obraz nie tylko jaśniejszy, w sensie natężenia oświetlenia w centrum (większy stosunek sygnału do szumu SNR i mniejszy wpływ szumu fotonowego), ale także dużo stabilniejszy, w sensie np. pozycji na matrycy. Dla astrometrii oznacza to mniejszy rozrzut pomiarów położenia obrazu danej gwiazdy we współrzędnych matrycy CCD, a także możliwość wykonania większej ilości ekspozycji w tym samym czasie. Aby w przypadku dużego teleskopu, klasy 5–10-metrowej, efektywnie mierzyć położenia skorygowanych obrazów gwiazd, PSF powinien być odpowiednio gesto próbkowany. W praktyce większość światła skupiona w centralnej części dysku Airy'ego (prążek rzędu 0) powinna padać na obszar o rozmiarach co najmniej 3×3 piksele. Oznacza to, że podczas obserwacji zastosowana musi być skala obrazu *plsc*, taka aby $\lambda D > 3 \cdot plsc$. Przy rozmiarach liniowych detektorów liczonych w tysiącach pikseli, przekłada się to na pola wielkości ułamków minut łuku, zależnie od rozmiaru teleskopu.

Prowadzenie badań astrometrycznych w małych polach ma swoje zalety. Im obserwowane

 $^{^5{\}rm Z}$ ang. Point Spread Function, jest to funkcja określająca w jaki sposób dany system optyczny odwzorowuje źródło punktowe na płaszczyźnie detektora.

gwiazdy sa bliżej siebie, tym bardziej podobny jest wpływ wywierany przez niektóre czyniki na pomiary ich położenia. Dotyczy to chociażby zjawiska refrakcji, którego analiza pod kątem wpływu na astrometrię w podczerwieni jest przedstawiony w dalszej części rozdziału. W małych polach takie same błędy wyznaczeń położeń gwiazd na matrycy CCD, liczone w pikselach, dzięki mniejszej skali obrazu propagują się na mniejsze niepewności pozycji i separacji liczone w jednostkach kątowych. Niedogodnością zaś prowadzenia badań w polach o rozmiarach rzędu 10-40 sekund łuku jest niewielka ilość gwiazd, widoczna z reguły w takim polu, w szczególności tych jasnych, gwarantujących duży SNR po krótkim czasie ekspozycji. Poza pojedynczymi jasnymi gwiazdami, w takich polach widocznych jest jedynie kilka dużo słabszych gwiazd tła, nie najlepiej nadających się na gwiazdy odniesienia. Uwzględniając ten fakt, naturalnym celem dla poszukiwań planet metoda precyzyjnej astrometrii stają się wizualnie rozdzielone układy podwójne, zwłaszcza te o podobnych jasnościach składników, ze szczególnym naciskiem na gwiazdy późnych typów i o małych masach (biorac pod uwagę relację 2.1). Obiekty te wydają się być wystarczająco liczne na przeprowadzenie systematycznego ich przeglądu. Około 30–50% gwiazd późnych typów, najliczniejszych w Galatkyce, znajduje się w układach podwójnych i wielokrotnych (Lada, 2006), przy czym wiekszość z nich charakteryzuje sie stosunkiem mas, a co za tym idzie jasności, bliskim 1 (Lucy, 2006). Należy w tym miejscu wspomnieć, że problem małej jasności gwiazd referencyjnych został w ciekawy sposób rozwiązany w kamerze CAP-SCam, używanej w programie Carnegie Astrometric Planet Search (CAPS; Boss i in., 2009), gdzie obraz wybranej części matrycy jest sczytywany częściej i po krótszych ekspozycjach, niż reszta detektora. Jasna gwiazda badana może być spozycjonowana w tej cześci matrycy, dzięki czemu jej obraz nie będzie prześwietlony po długim czasie ekspozycji, przewidzianym dla słabszych gwiazd odniesienia.

Typowy model astrometryczny, dopasowywany do pomiarów położenia gwiazd pojedynczych, uwzględnia paralaksę i ruch własny obiektu, oraz położenie czy to względem siatki gwiazd porównania, czy w bezwzględnych współrzędnych (α, δ). Parametrów tych nie trzeba dopasowywać do obserwacji gwiazd podwójnych, ale trzeba wziąć pod uwagę ruch orbitalny, opisywany zestawem parametrów keplerowskich i sumą mas składników (w przypadku astrometrii względnej). Podobna, z reguły, jasność składników sprawia, że są one dla siebie dobrymi gwiazdami referencyjnymi. Co prawda w szerokich, gęstych polach gwiazd odniesienia jest więcej, jednak skupiając się na jasnych, pobliskich systemach podwójnych możemy wykonać dużo pojedynczych zdjęć układu w tym samym czasie. Biorąc pod uwagę wszystkie wyżej wymienione aspekty, pobliskie układy wizualnie podwójnie, ze składnikami późnych typów, wydają się być obiecującymi obiektami do ewentualnych poszukiwań planet pozasłonecznych.

Analiza obserwacji wybranych obiektów tego typu, pod kątem możliwości detekcji sygnału astrometrycznego od małomasywnego towarzysza, była jednym z głównych celów badań opisanych w niniejszym rozdziale pracy. Sprawdzone zostały możliwości astrometryczne dwóch dużych, światowej klasy teleskopów, wyposażonych w systemy optyki adaptywnej – 5-m teleskopu Hale'a i 10-m teleskopu Keck II. Osiągnięcie wysokiej precyzji pomiarów możliwe jest dzięki poprawnemu określeniu i zredukowaniu efektów systematycznych i doprowadzeniu pojedynczych pomiarów do rozrzutu o charakterze przypadkowym. Oba instrumenty wykorzystywane już były do obserwacji astrometrycznych, z czego teleskop Hale'a ma na tym polu spore osiągnięcia: Pravdo i Shaklan (1996) uzyskalili bez zastoswania optyki adaptywnej precyzję 150 μ as w gęstym polu gromady NGC 2420, zaś Cameron i in. (2009) zeszli poniżej 100 μ as w polu gromady kulistej M5, już z systemem AO. Niniejsza praca skupia się jednak na innego rodzaju obiektach. Teleskop Keck II był często używany do obrazowania i astrometrii np. układów podwójnych brązowych karłów, jak chociażby opisywanego w niniejszej pracy GJ 569 B (Zapatero Osorio i in., 2004) z precyzją dochodzącą poniżej 1 mas. W niniejszej pracy osiągnięty został wynik 100 – 300 μ as dla trzech różnych obiektów. Układy wizualnie podwójne badane były także przy użyciu Very Large Telescope (VLT; np. Neuhäuser i in., 2007) i osiągnięta została precyzja ~50 μ as, aczkolwiek liczba badanych obiektów była niewielka, a aspekt refrakcji atmosferycznej wydaje się być potraktowany niewłaściwie. Niniejsza praca zawiera największą liczbę przebadanych systemów, właściwe podejście do efektów systematycznych, test stabilności długoterminowej, a także najlepszą formalną precyzję pomiarów astrometrycznych osiągniętych do tej pory pojedynczym teleskopem z powierzchni Ziemi – 38 μ as.

2.2 Obserwacje

2.2.1 Instrumentarium

Głównym instrumentem użytym do tych badań był teleskop Hale'a o średnicy zwierciadła 200 cali (ok 5,1 metra), zlokalizowany w Obserwatorium Palomarskim w Kaliforni (Stany Zjednoczone). Odbiornikiem była kamera PHARO (*Palomar High Angular Resolution Observer*; Hayward i in. 2001), współpracująca z systemem optyki adaptywnej PALAO (*PALomar Adaptive Optics*). PHARO zawiera mozaikę czterech detektorów HgCdTe HAWAII o rozmiarach 512 × 512 pikseli każdy, czułych na zakres długości fali od 1 do 2,5 μ m. PALAO to system AO zamontowany w ognisku Cassegraina teleskopu. Zawiera czujnik frontu fali typu Shacka-Hartmana i lustro zmiennokształtne Xinetics Inc. o 349 siłownikach.

Za pomocą teleskopu Hale'a z kamerą PHARO wykonanych zostało około 30 000 obrazów CCD. Wszystkie dane zostały zebrane w ciągu 7 nocy pomiędzy kwietniem i listopadem 2002. Obserwacje prowadzone były w bliskiej podczerwieni w filtrach szerokopasmowych K (~ 2,20 μ m), K' (~ 2,12 μ m) oraz K_S (~ 2,15 μ m), jak również w wąskopasmowych filtrach nastawionych na linie widmowe Br $_{\gamma}$ (~ 2,17 μ m) oraz [Fe II] (~ 1,65 μ m). Zastosowany został tryb obrazowania w dwóch ustawieniach kamery:, tzw. "szerokim", dającym pole widzenia około 40×40 sekund łuku (39,90 mas/pix), oraz (głównie) "wąskim", dającym pole widzenia około $25'' \times 25''$ (25,10 mas/pix). W celu redukcji strumienia przychodzącego od jasnych gwiazd, użyty został także filtr szary ND-1, zmniejszający strumień światła do około 1%, zaś czasy integracji ograniczono do pojedynczych sekund. Jako że w podczerwieni tło nieba zmienia się dosyć szybko, obserwacje prowadzone były metodą *ditheringu*, polegająca na niewielkiej zmianie pozycji teleskopu co 50 lub 100 zdjęć.

Drugim instrumentem był 10-m teleskop Keck II, zlokalizowany na szczycie Mauna Kea na Hawajach (Stany Zjednoczone) z kamerą NIRC2 (*Near InfraRed Camera 2*). Kamera ta zawiera mozaikę czterech detektorów typu InSb Aladdin-3 o rozmiarach 512×512 każdy, pracujących w zakresie długości fali od 0,9 do 5,3 μ m. Kamera NIRC2 współpracowała z systemem optyki adapytwnej NGS AO (*Natural Guide Star Adaptive Optics*), wykorzystującym wówczas czujnik frontu fali typu Shacka-Hartmana i ciągłe lustro zmiennokształtne Xinetics Inc. o 349 siłownikach. Za pomocą teleskopu Keck II wykonanych zostało około 600 obrazów CCD w trakcie jednej tylko nocy 04/05 marca 2002. Kamera pracowała w trybach "szerokim", dającym pole widzenia około 40" × 40" (39,686 mas/pix), oraz wąskim, dającym pole widzenia 10" × 10" (9,942 mas/pix). Obserwacje były wykonywane w trzech filtrach – J (~ 1,25 μ m), K' (~ 2,12 μ m) oraz wąskopasmowym K-cont (~ 2,27 μ m). Również w tym przypadku czasy ekspozycji były rzędu pojedynczych sekund oraz wykorzystana była procedura ditheringu, która oprócz zmiany pozycjonowania teleskopu uwzględniała obrót pola widzenia. Wszystkie obserwacje wykonane zostały przez astronomów z California Institute of Technology.

2.2.2 Badane obiekty

Z całkowitej liczby 43 obserwowanych obiektów, do dalszej analizy wybranych zostało 9 układów podwójnych i wielokrotnych z próbki obiektów obserwowanych teleskopem Hale'a i 3 z układów obserwowanych teleskopem Kecka. Są to: GJ 195, GJ 352, GJ 458, GJ 507, GJ 661, GJ 767, GJ 860, GJ 873 oraz GJ 9071 z próbki Hale'a, a także GJ 300⁶, GJ 569 oraz 56 Per z próbki Kecka. Kryterium wyboru dla próbki Hale'a była ilość epok obserwacji i pojedynczych obrazów w danej epoce, za wyjątkiem GJ 352, wybranym do sprawdzenia możliwości astrometrycznych instrumentu w przypadku małej ilości pojedynczych obrazów. Dla próbki Kecka głównym kryterium była ilość nieprześwietlonych gwiazd na obrazie. W polach wybranych obiektów widać było prześwietlony składnik główny oraz dwa słabsze składniki, których względna astrometria była wykonywana. Ostateczna ilość pojedynczych obserwacji danego obiektu w zależności od nocy jest podana w Tabeli 2.1 Wszystkie badane układy są przedstawione na Rysunku 2.2.

Z próbki Hale'a wybrane zostało również pole w gromadzie otwartej NGC 6871, z centrum w pobliżu pozycji $\alpha = 20^{h}05^{m}57^{s}$, $\delta = 35^{\circ}47'25''$, widoczne na Rysunku 2.3. Ze względu na brak w próbce dedykowanych obiektów do kalibracji astrometrycznej, pole to służyło jako referencyjne, na podstawie którego szacowaliśmy wpływ efektów systematycznych na wyniki pomiarów.

Badane obiekty to głównie karły typu M, znajdujące się w odległości mniejszej niż 20 pc od Słońca. W kilku przypadkach (np. GJ 195) nie tylko sam układ, ale także inne gwiazdy zostały uwiecznione na zdjęciach. Ich położenia względne również były mierzone. W przypadku gromady NGC 6871 mierzone były pozycje jedynie pięciu gwiazd, aczkolwiek trzy inne były widoczne na obrazach z jednej z nocy. Podstawowe informacje (jeśli dostępne) badanych gwiazd są zebrane w Tabeli 2.2. Oznaczenie w kolumnie "Nr" odpowiada temu z Rys. 2.2.

2.3 Metody analizy danych

2.3.1 Wyznaczanie położeń gwiazd

Wszystkie obrazy zostały początkowo poddane redukcji CCD na *bias*, prąd ciemny (*dark*) i płaskie pole (*flat field*). Wszystkie czynności wykonane zostały przy pomocy standardowych procedur pakietu IRAF. Ponieważ nie była wykonywana fotometria, nie przeprowadzony został etap redukcji na zmienność tła nieba, wykorzystujący *dithering*. Pozycje poszczególnych gwiazd

⁶Dwie słabe gwiazdy widoczne w polach GJ 300 i GJ 873 są w rzeczywistości gwiazdami pola.



Rysunek 2.2: Obrazy wszystkich badanych astrometrycznie układów podwójnych i wielokrotnych wraz z numeracją składników. Północ jest u góry, wschód po lewo, za wyjątkiem 56 Per, gdzie orientacja jest pokazana. Skala jest zmienna i została podana. Widać wyraźnie prześwietlone centrum obrazów składników głównych 56 Per i GJ 300. GJ 569 A też jest prześwietlony, lecz nie widać tego przy zastosowanej skali szarości.



Rysunek:2.2 – ciąg dalszy



Rysunek 2.3: Pole w gromadzie otwartej NGC 6871 na zdjęciu wykonanym 23 czerwca 2002. Mierzone były pozycje jedynie pięciu zaznaczonych gwiazd. Pozostałe trzy (widoczne u góry) znalazły się w polu widzenia tylko tej nocy. Orientacja i skala obrazu są podane.

Noc/Tel.	56 Per	GJ 195	GJ 300	GJ 352	GJ 458	GJ 507	GJ 569
04 Mar./K	58	_	58	_			29
23 Kwi./H				53	975	949	—
23 Cze./H					1060	1012	—
24 Cze./H					685	520	—
21 Sie./H		300					—
22 Sie./H		582					
13 Lis./H		949					
Noc/Tel.	GJ 661	GJ 767	GJ 860	GJ 873	GJ 873B	GJ 9071	NGC 6871
Noc/Tel. 23 Kwi./H	GJ 661 656	GJ 767	GJ 860	GJ 873	GJ 873B	GJ 9071	NGC 6871
Noc/Tel. 23 Kwi./H 23 Cze./H	GJ 661 656 454	GJ 767	GJ 860 — 189	GJ 873 — 225	GJ 873B — 251	GJ 9071	NGC 6871 — 510
Noc/Tel. 23 Kwi./H 23 Cze./H 24 Cze./H	GJ 661 656 454 800	GJ 767 — —	GJ 860 — 189 1166	GJ 873 — 225 510	GJ 873B — 251 497	GJ 9071	NGC 6871 — 510 1010
Noc/Tel. 23 Kwi./H 23 Cze./H 24 Cze./H 26 Cze./H	GJ 661 656 454 800 1250	GJ 767 — — —	GJ 860 — 189 1166 —	GJ 873 — 225 510 —	GJ 873B — 251 497 —	GJ 9071	NGC 6871
Noc/Tel. 23 Kwi./H 23 Cze./H 24 Cze./H 26 Cze./H 21 Sie./H	GJ 661 656 454 800 1250 750	GJ 767 — — — 569	GJ 860 — 189 1166 — 600	GJ 873 — 225 510 — 200	GJ 873B — 251 497 — 200	GJ 9071 — — — 750	NGC 6871
Noc/Tel. 23 Kwi./H 23 Cze./H 24 Cze./H 26 Cze./H 21 Sie./H 22 Sie./H	GJ 661 656 454 800 1250 750 636	GJ 767 — — — 569 746	GJ 860 — 189 1166 — 600 507	GJ 873 — 225 510 — 200 200	GJ 873B 251 497 200 200	GJ 9071 — — — 750 513	NGC 6871

Tablica 2.1: Ilość obrazów danego obiektu w zależności od nocy.

Słaba trzecia gwiazda w pobliżu GJ 860 nie była zawsze w polu widzenia (ze względu na *dithering*). Osobne kolumny dla GJ 873 i GJ 873 B podane są dla rozróżnienia obrazów na których widoczny był cały układ potrójny od zdjęć jedynie podwójnego składnika wtórnego. "K" oznacza obserwacje teleskopem Keck II, a "H" teleskopem Hale'a.

Gwiazda	Nr	Typ Wid.	Jasn.	(Pasmo)	$\pi [mas]$	Komentarz ^a	Teleskop	Ref.
56 Per B	1 + 2	???	8,7	(V)	24,00(,91)	podw.	Keck II	1,2
GJ 195 A	1	M1	10,16	(V)	72,0(,4)		Hale	3,4
GJ 195 B	2	M5	13,7	(V)	72,0(,4)		Hale	3,4
AG+45 517	3	???	11	(V)	???	pola	Hale	4
GJ 300 B	1 + 2	K7III?	8,39	(\mathbf{J})	$125,60(,97)^{b}$	podw., pola	Keck II	$5,\!6$
GJ 352 A	1	M4	10,07	(V)	94,95(4,31)	_	Hale	1,7
GJ 352 B	2	M4	10,08	(V)	94,95(4,31)		Hale	1,7
GJ 458 A	1	M0	9,86	(V)	65,29(1,47)		Hale	1,8
GJ 458 B	2	M3	13,33	(V)	65,29(1,47)		Hale	1,8
GJ 507 A	1	M0,5	9,52	(V)	75,96(3,31)		Hale	1
GJ 507 B	2	M3	12,09	(V)	75,96(3,31)		Hale	1
GJ 569 Ba	1	M8,5V	$11,\!14$	(J)	101, 91(1, 67)	$podw.(?)^c$	Keck II	1,9,10,11
GJ 569 Bb	2	M9V	$11,\!65$	(J)	101,91(1,67)	_	Keck II	1,9,11
GJ 661 A	1	M3	10,0	(V)	158, 17(3, 26)		Hale	1,7
GJ 661 B	2	M4	10,3	(V)	158, 17(3, 26)		Hale	1,7
GJ 767 A	1	M1	10,28	(V)	74,90(2,93)	—	Hale	1,8
GJ 767 B	2	M2	11,10	(V)	74,90(2,93)		Hale	1,8
GJ 860 A	1	M3	9,59	(V)	249,53(3,03)	zmienna	Hale	1,12
GJ 860 B	2	M4	10,30	(V)	249,53(3,03)	zmienna	Hale	1,12
CCDM 22281 \mathbf{H}^d	3	???	13,8	(V)	???	pola	Hale	13
GJ 873 A	1	M3,5e	10,09	(V)	198,07(2,05)	zmienna	Hale	1
GJ 873 B	2+3	G	10,66	(V)	$198,07(2,05)^b$	podw., pola	Hale	1,14
GJ 9071 A	1	K7	10,2	(V)	72(4)		Hale	1,8,13
GJ 9071 B	2	M0	14	(B)	72(4)		Hale	1,13

Tablica 2.2: Podstawowe informacie o badanych obiektach.

^a Jeśli "podw.", to jasność odnosi się do całkowitej jasności obu składników a typ widmowy jest "uśredniony". Jeśli "pola", to składnik nie jest grawitacyjnie związany z jaśniejszym komponentem.

Paralaksa składnika A, nie dwóch podanych gwiazd.

 c Simon i in. (2006) sugerował, że GJ 569 Ba może być układem podwójnym, złożonym z dwu podobnych do siebie składników.

d CCDM 22281...H = CCDM J22281+5741H – składnik systemu wielokrotnego, zawierającego również GJ 860. Ref.:(1) The Hipparcos Catalogue (Perryman i in., 1997); (2) Barstow i in. 2005; (3) Jenkins 1952; (4) The PPM North Catalogue (Röser i Bastian, 1988); (5) Simons i in. 1996; (6) Henry i in. 2006; (7) Al-Shukri i in. 1996; (8) Reid i in. 2004; (9) Lane i Muterspaugh 2004; (10) Simon i in. 2006; (11) Cutri i in. 2003; (12) Law i in. 2008; (13) CCDM -Catalog of Components of Double & Multiple stars (Dommanget i Nys, 2002); (14) Oppenheimer i in. 2001

na każdym obrazku (w jednostkach pikseli) liczone były własną automatyczną procedurą wg poniższego schematu:

- 1. Przesunięcia z obrazu na obraz, pochodzące np. od *ditheringu*, mierzono przez korelację krzyżową (ang: cross-corelation) wybranego obrazu wzorcowego ze wszystkimi obrazami danego układu z danej nocy. Pozwoliło to na wyznaczenie wstępnych wartości pozycji gwiazd na każdym obrazku z dokładnoscią do 3 pix (około 75 milisekun łuku dla większości obrazków z teleskopu Hale'a).
- 2. Na podstawie powyższych wstępnych wartości liczone były centroidy obrazów gwiazd na matrycy CCD.
- 3. Pozycje centroidów wykorzystane były jako wartości wejściowe do procedury dopasowującej gaussoidę eliptyczną do centrum obrazu gwiazdy (prążek rzędu 0 dysku Airy'ego).

Tablica 2.3: Parametry gaussoid eliptycznych użytych do modelowania obrazów gwiazd układu GJ 661 (Rys. 2.4). W ostatnich kolumnach podane są średnie wartości residuów (wraz z błędami) po odjęciu tychże gaussoid oraz instrumentalnego PSF-u od obrazów gwiazd na obrazie testowym. Numeracja gwiazd zgodna z Rys. 2.4.

Gwiazda	A	σ_x	σ_y	x_0	y_0	В	θ	Śr. resid.	σ	Śr. resid.	σ
Obraz/Nr.	[zlicz.]	[pix]	[pix]	[pix]	[pix]	[zlicz.]	[°]	(gauss)		(PSF)	
50/1	2846,443	1,505	1,432	$543,\!897$	615,032	13,231	130	17,59	18,16	-111,73	13,57
50/2	2203,045	$1,\!437$	1,429	$548,\!635$	588,264	48,128	91	3,74	11,38	-101,62	10,73
100/1	2711, 196	1,399	1,499	$622,\!879$	$694,\!661$	-0,042	122	4,88	11,46	-39,33	$5,\!68$
100/2	2125,978	1,378	1,512	$627,\!583$	667,851	-0,300	125	-3,95	14,32	-85,35	$7,\!45$
150/1	2629,679	$1,\!478$	1,407	626, 141	538,949	$35,\!679$	16	11,13	11,38	-130,78	10, 17
150/2	$1953,\!843$	$1,\!636$	1,527	630,955	$512,\!050$	-17,370	65	15,58	$17,\!12$	-116, 19	17,75
200/1	2391,502	1,395	1,488	462,866	535,715	59,381	115	3,06	10,35	-140,15	8,43
200/2	1928,833	1,363	1,469	467,544	508,818	51,934	65	8,88	13,26	-75,02	$7,\!67$
250/1	2344,759	$1,\!436$	1,349	626, 177	652,063	81,791	165	2,47	7,87	-112,96	9,03
250/2	1722,767	1,441	1,450	$630,\!861$	$625,\!335$	50,023	87	0,83	6,09	-67,74	7,36

Dopasowywana była gaussoida eliptyczna postaci:

$$G(x,y) = B + A \exp\left[-\frac{[(x-x_0)\cos\theta - (y-y_0)\sin\theta]^2}{2s_x^2} - \frac{[(x-x_0)\sin\theta - (y-y_0)\cos\theta]^2}{2s_y^2}\right],$$
(2.2)

gdzie *B* jest poziomem tła, *A* amplitudą gaussoidy, (x_0, y_0) położeniem jej maksimum, s_x, s_y odpowiednimi jej szerokościami, a θ kątem określającym skręcenie gaussoidy względem osi *XY* matrycy CCD. Dopasowanie odbywało się metodą najmniejszych kwadratów, przy wykorzystaniu procedur z pakietu MINPACK (More i in., 1984).

2.3.2 Porównanie gaussoidy eliptycznej i instrumentalnego PSF-u.

Przedstawiona powyżej procedura pozwala na szybkie i stosunkowo łatwe dopasowanie do centrum PSF-u gwiazdy, powstałego po korekcji optyką adaptywną. Można jednakże używać instrumentalnego PSF-u do modelowania obrazu gwiazdy na matrycy i zarazem wyznaczania jej położenia. Jest to procedura powszechna i skuteczna w przypadku, gdy jest dużo gwiazd na pojedynczym obrazku, natomiast w naszym przypadku mamy typowo 2 gwiazdy, co jest ilością niewystarczającą do wyznaczenia instrumentalnego PSF-u w sposób wiarygodny. Dodatkowo, kształt PSF-u zmienia się z obrazka na obrazek, więc złożenie kilku pojedynczych obrazów także nie daje zadowalajacych wyników. Jest to pokazane na Rysunku 2.4. Przedstawiony jest obraz testowy złożony z pięciu poszczególnych obrazków gwiazdy GJ 661, uzyskanych 23 czerwca 2002 w odstępie 15,5 minuty. Na podstawie tego obrazu i 10 gwiazd na nim, utworzony został instrumentalny PSF, który następnie został użyty do modelowania poszczególnych obrazów gwiazd i wyznaczania ich pozycji na matrycy. PSF liczony był wewnątrz apertury o promieniu 9 pikseli, tak aby uwzględnić nie tylko centrum obrazu gwiazdy, ale też pierwszy pierścień Airy'ego. W najniższym rzędzie pokazane jest zbliżenie na obraz powstały po odjęciu PSF-u instrumentalnego od obrazu testowego.

Do pozycji gwiazd na obrazie testowym dopasowane były również gaussoidy eliptyczne, o parametrach podanych w Tabeli 2.3 i pokazane na Rys. 2.4 w postaci konturów. Również residua powstałe po odjęciu tychże gaussoid są przedstawione. Porównując residua powstałe



Rysunek 2.4: Lewo góra: Obraz testowy złożony z pięciu ekspozycji układu GJ 661, uzyskanych 23 czerwca. Numery odpowiednich kolejnych ekspozycji podane są obok obrazów układu. Prawo góra: Obraz przedstawiający w skali szarości residua uzyskane po odjęciu instrumentalnego PSF-u, wyznaczonego procedua DAOPHOT, od obrazów poszczególnych gwiazd z obrazka testowego. Pokazana została również apertura o promieniu 9 pikseli, wewnątrz której instrumentalny PSF był liczony. Środek, wyższy rząd: Konturowa reprezentacja dopasowanych gaussoid eliptycznych na pozycjach poszczególnych gwiazd. Etykiety powyżej odnoszą się do obrazów układu podwójnego z odpowiednich ekspozycji. Sub-panele maja rozmiar 15×15 pikseli matrycy. Poziom konturów jest zmienny. Wyraźnie widać zmiany w kształcie poszczególnych gaussoid. Środek, niższy rząd: Residua po odjęciu dopasowanych gaussoid od obrazów gwiazd na obrazku testowym. Widać wyraźnie zmienność kształtu pierścienia Airy'ego, dowodzaca zmienności całego obrazu danej gwiazdy w czasie. Skala kolorów wspólna dla każdego sub-panelu. Rozmiar taki sam jak powyżej. Dół: Residua po odjęciu instrumentalnego PSF-u. Widać nie tylko zmienność w pierścieniu Airy'ego, ale i także wyraźne pozostałości w centrum obrazu gwiazdy (ciemne obszary). Skala kolorów wspólna dla każdego sub-panelu. Rozmiar taki sam jak powyżej.

2.4. EFEKTY SYSTEMATYCZNE

po odjęciu gaussoid i instrumentalnego PSF-u widać, że w przypadku gaussoid wartości w obszarach centralnych są bliskie zeru, natomiast w przypadku PSF-u instrumentalnego są one dużo niższe, sięgające -40 i mniej. Wyniki dokładniejszej analizy statystycznej tych obszarów pokazane są również w Tabeli 2.3. Dla obu przypadków podana jest średnia wartość residuów w obszarze centralnym wraz z jej błędem σ . Widać, że w przypadku gaussoid za każdym razem jest ona w granicach błędu zgodna z zerem, natomiast dla instrumentalnego PSF-u jest ona od zera zawsze znacząco różna.

Względne separacje i kąty pozycyjne gwiazd obliczone były na podstawie wyników dopasowania gaussoid. Dane z kamery NIRC2 były również skorygowane na obrót pola na podstawie wartości podanej w nagłówku pliku. Przy liczeniu separacji gwiazdy były traktowane z jednakowymi wagami. Optymalne ważenie poprawia precyzję astrometryczną dopiero, gdy mamy więcej niż 5 gwiazd na obrazie (Cameron i in., 2009), co nie miało miejsca w naszych danych.

2.3.3 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 ilośc 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:

$$\sigma_{Ax}^2 = \frac{1}{2(M+1-2l)} \sum_{n=0}^{M-2l} \left(\frac{1}{l} \sum_{m=0}^{l-1} r_{n+m}^x - r_{n+l+m}^x \right)^2$$
(2.3)

i analogicznie dla drugiej współrzędnej (Pravdo i Shaklan, 1996; Lane i Muterspaugh, 2004). 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 systematycznych. Dla skończonych ciągów, w których można liczyć wariancję Allana tylko dla skończonej długości zapóźnień, wykres σ_A zachowuje właściwy przebieg tylko dla pewnej wartości l, powyżej której pojawiają się narastające oscylacje. Zachowanie to różni się jednak znacznie od przebiegu spowodowanego obecnością błędów systematycznych.

2.4 Efekty systematyczne

2.4.1 Wpływ korekcji AO i pola widzenia

Głównym czynnikiem, pozwalającym na osiągnięcie wysokiej precyzji pomiarów astrometrycznych, jest oczywiście system optyki adaptywnej. Jakość korekcji AO ma bezpośredni wpływ na osiągalną precyzję, co widać bezpośrednio na przykładzie GJ 352 (separacja $\rho \simeq 350$ mas). Ze wszystkich 75 wykonanych zdjęć tylko 10 było właściwie skorygowanych (widoczny dysk



Rysunek 2.5: Wpływ korekcji optyką adaptywną na wyniki pomiarów separacji gwiazd w przypadku układu GJ 352. Na osi X dany jest numer kolejnego zdjęcia, na osi Y składowa separacji Δx (lewo) i Δy (prawo), liczona wzdłuż osi detektora CCD w milisekundach łuku. Od zdjęcia nr 107 (pionowa przerywana linia), system AO działał nieprawidłowo co objawia się większym rozrzutem pomiarów centroidów (×) i ich niezgodnością z wynikami dopasowania gaussoid (+).

Airy'ego), a w przypadku 53 składniki były rozdzielone. Dla tych 53 obrazów policzone zostały centroidy. Procedura dopasowania gaussoid osiągnęła zbieżność tylko dla 34 przypadków. Jak widać na Rysunku 2.5, wyniki dopasowania gaussoid i liczenia centroidów są ze sobą zgodne jedynie dla pierwszych 10 zdjęć.

Kolejny czynnik mający bezpośredni wpływ na wyniki astrometrii, to pole widzenia i odpowiadające mu próbkowanie PSF-u gwiazdy. Jest to szczególnie ważne dla teleskopu Kecka. Ograniczony dyfrakcyjnie PSF gwiazdy w paśmie K ma dla tego teleskopu rozmiary rzędu 55 milisekund łuku. Przekłada się to na okolo 1,4 piksela przy obserwacjach w trybie "szerokim" (pole $40'' \times 40''$). W takiej sytuacji większość światła obserwowanej słabej gwiazdy pada na jeden piksel, PSF jest niedopróbkowany, dopasowanie gaussoidy trudne, a wyniki obarczone dużymi błędami. Na potrzeby pracy wybrane zostały tylko obserwacje prowadzone w trybie "wąskim", w skali 9,942 mas/pix.

2.4.2 Refrakcja atmosferyczna

Modele refrakcji atmosferycznej

Refrakcja atmosferyczna, to zjawisko powodujące przesunięcie rzeczywistej pozycji gwiazdy w kierunku zenitu. Jest silnie zależna od odległości zenitalnej z na jakiej się obserwuje (refrakcja różnicowa) i długości fali λ (refrakcja chromatyczna). Jej wpływ maleje ze wzrostem λ oraz rośnie ze wzrostem z i szerokością pasma $\Delta\lambda$. Ze względu na charakter różnicowy, bezpośrednio wpływa na obserwowaną względną separację pary gwiazd, które w ogólności mogą się znajdować na różnych wysokościach zenitalnych i mieć różne temperatury efektywne, a więc różny rozkład energii w danym paśmie. Geometrię zjawiska i jego wpływ na pomiar separacji gwiazd



Rysunek 2.6: Geometryczne przedstawienie wpływu refrakcji atmosferycznej na astrometrię względną pary gwiazd. N jest kierunkiem na biegun północny nieba, Z na zenit a ψ kątem paralaktycznym. Względem gwiazdy A druga gwiazda jest obserwowana w punkcie B (ρ , θ), gdy w rzeczywistości znajduje się w B'(ρ ', θ '). Pozorne przesunięcie o R_{21} następuje wzdłuż kierunku na zenit.

(w przypadku monochromatycznym) pokazuje Rysunek 2.6. Pozorna zmiana względnego położenia gwiazd następuje wzdłuż kierunku na zenit o wektor o wartości $R_{21} \equiv |R_{m1} - R_{m2}|$, nazywany poprawką refrakcyjną, gdzie R_{mi} jest kątem refrakcji gwiazdy *i* uśrednionym po λ w następujący sposób:

$$R_m = \frac{\int_0^\infty S(\lambda)E(\lambda)A(\lambda)L(\lambda)F(\lambda)D(\lambda)R_{mon}(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda)E(\lambda)A(\lambda)L(\lambda)F(\lambda)D(\lambda)d\lambda}$$
(2.4)

(Stone, 1996). W równaniu tym $S(\lambda)$ oznacza widmo gwiazdy, $E(\lambda)$ przezroczystość ośrodka międzygwiazdowego, $A(\lambda)$ przepuszczalność atmosfery na danej wysokości zenitalnej, $L(\lambda)$ krzywą transmisji optyki (teleskopu i kamery), $F(\lambda)$ krzywą transmisji filtra, a $D(\lambda)$ skuteczność kwantową detektora. R_{mon} jest kątem refrakcji w przypadku monochromatycznym i może być definiowany jako:

$$R_{mon} \left[asec\right] \equiv z_t - z_a \simeq 206265 \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2}\right) \tan z_t,$$
 (2.5)

(Shubert i Walterscheid, 2000; Roe, 2002), gdzie n jest współczynnikiem refrakcji w pobliżu teleskopu, a z_t i z_a to odpowiednio prawdziwa i pozorna odległość zenitalna gwiazdy. Relacja

ta jest przybliżona, ale w podczerwieni jest wystarczająco użyteczna, gdyż wpływ refrakcji maleje wraz ze wzrostem długości fali. W paśmie widzialnym Stone (1996) podaje bardziej skomplikowana relację, gdzie R_{mon} jest zależne od tan³ z_t i wzięty jest pod uwagę niesferyczny kształt Ziemi.

W ogólności n zależy od długości fali i czynników atmosferycznych takich jak temperatura otoczenia T, ciśnienie powietrza p, zawartość pary wodnej i dwutlenku węgla. Istnieje wiele modeli opisujących zależność n od wymienionych czynników. Jeden z najprostszych podaje Roe (2002), który cytuje i poprawia relację podaną przez Shuberta i Walterscheida (2000):

$$n(\lambda, p, T, p_w) = 1 + \left[64.328 + \frac{29498.1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255.4}{41 - \lambda^{-2}} \right] \frac{pT_s}{p_s T} 10^{-6} -43.49 \left[1 - \frac{0.007956}{\lambda^2} \right] \frac{p_w}{p_s} 10^{-6}.$$
(2.6)

Długość fali obserwacji podana jest μ m, p w hPa, T w K, a p_w jest cząstkowym ciśnieniem pary wodnej (w hPa). Symbole z indeksem s odnoszą się do kanonicznych wartości ciśnienia (1013,25 hPa) i temperatury (288,15 K). Shubert i Walterscheid (2000) podają wartości nobliczone dla zakresu λ od 0,2 do 10 μ m. Zakres ten zawiera obszary, gdzie obecności linii absorpcyjnych CO₂ i wody powoduje silne fluktuacje współczynnika refrakcji (Mathar, 2004) – tzw. rezonanse – które komplikują zależność $n(\lambda)$. Jest to szczególnie ważne dla pasma K, którego długofalowa część jest pod silnym wpływem rezonansu z dwutlenkiem węgla na 2,6 μ m.

Tenże rezonans nie jest także uwzględniony w modelu podanym przez Ciddora (1996, z dalszymi uzupełnieniami), który jest dziś uznawany jako najnowocześniejszy i zalecany do badań geologicznych i astrofizycznych. Opiera się o równanie gęstości wilgotnego powietrza (z CO₂), znane jako równanie BIPM 1981/91 (Davis, 1992) i zakłada, że atmosfera jest mieszaniną "suchego" powietrza, pary wodnej i dwutlenku węgla. Procedura obliczania n jest dosyć skomplikowana (załącznik A w: Ciddor, 1996) i uzasadniona w zakresie λ od 0,3 do 1,7 μ m, oraz ciśnienia o 100 do 1400 hPa, zatem jest odpowiednia dla obserwatoriów położonych wysoko nad poziomem morza, ale w paśmie K zmuszeni jesteśmy dokonać ekstrapolacji, bez gwarancji poprawności, zwłaszcza w pobliżu wspomnianego rezonansu.

Rezonans ten jest przewidziany natomiast w modelu Mathara (2004; 2007), uwzględniającym prawie 60 000 lini absorpcyjnych H₂O, CO₂ i innych gazów, z zakresu długości fali od 0,44 do 25 μ m. Poza rezonansami zależność $n(T, p, H, \lambda)$, gdzie H jest wilgotnością względną podawaną w %, ma postać:

$$n - 1 = \sum_{i=0}^{5} c_i(T, p, H) (\nu - \nu_{ref})^i$$
(2.7)

(Mathar, 2007), gdzie $\nu = 1/\lambda$ jest liczbą falową, a współczynnik
i c_i mają postać:

$$c_{i}(T, p, H) = c_{iref} + c_{iT}(1/T - 1/T_{ref}) + c_{iTT}(1/T - 1/T_{ref})^{2} + c_{iH}(H - H_{ref}) + c_{iHH}(H - H_{ref})^{2} + c_{ip}(p - p_{ref}) + c_{ipp}(p - p_{ref})^{2} + c_{iTH}(1/T - 1/T_{ref})(H - H_{ref}) + c_{iTp}(1/T - 1/T_{ref})(p - p_{ref}) + c_{iHp}(H - H_{ref})(p - p_{ref}).$$

$$(2.8)$$



Rysunek 2.7: Współczynnik refrakcji n w funkcji długości fali dla trzech rozpatrywanych modeli: Mathara (ciągła), Ciddora (kropkowana) i Roe (kropka-kreska), policzone dla warunków atmosferycznych podanych w tekście. Cienkimi ciągłymi liniami są pokazane krzywe transmisji filtrów kamery PHARO, w taki sposób, że 100% transmisji wypada dla $(n-1.00027) \times 10^6 = 4$.

Wartości referencyjne T, p oraz H są ustawione odpowiednio na 290,65 K, 750 hPa i 10%. Wartości wszystkich współczynników c zależą od przedziału długości fali i dla interesującego nas zakresu 1,3 – 2,5 μ m podane są w Tabeli 1 w pracy Mathar (2007).

Porównanie wszystkich 3 modeli współczynnika refrakcji pokazane jest w funkcji długości fali na Rysunku 2.7. Współczynniki *n* policzone są dla warunków: p = 1013,25 hPa, T = 288,15 K, 50 % wilgotności oraz 375 ppm (cząstek na milion) dwutlenku węgla, nieuwzględnionego w modelu Roe. Przedstawione są też krzywe transmisji filtrów *J*, *H* i *K* kamery PHARO, otrzymane dzięki uprzejmości dra Bernharda Brandla z obserwatorium w Leiden. Model Ciddora daje wartości wyższe w całym zakresie od modelu Roe o około 5×10^{-8} . Może być to spowodowane nieuwzględnieniem CO₂, niemniej model Roe jest w bardzo dobrej zgodności z modelem Mathara, aż do $\lambda \sim 2,1 \ \mu$ m, gdzie ważną rolę zaczyna odgrywać wspominany rezonans CO₂. Jak pokazał Mathar (2007), jego model przewyższa bezpośrednie pomiary współczynnika refrakcji o prawie stałą wartość 4×10^{-8} , za wyjątkiem obszaru rezonansu, gdzie różnica wynosi 6×10^{-8} . Są to niezgodności na poziomie nie mającym znaczącego wpływu na wyniki dalszych obliczeń.

Podejście półpełne

Aby poprawnie uwzględnić wpływ refrakcji atmosferycznej na pomiary separacji gwiazd, należało zastosować skuteczną i prostą metodę uwzględnienia tego zjawiska. W tym celu opracowane zostało podejście polegające na uproszczeniu metody Stone'a liczenia kątów refrakcji, a następnie porównane z pełnymi obliczeniami równania 2.4. Jednocześnie pozwoliło to na określenie warunków, jakie trzeba spełnić aby uzyskać precyzję pomiarów na zadanym poziomie, w szczególności dokładność z jaką należy znać czynniki pogodowe (temperatura, ciśnienie powietrza, wilgotność).

Temp.	$p_{w,max}$	Temp.	$p_{w,max}$	Temp.	$p_{w,max}$	Temp.	$p_{w,max}$
$[^{\circ}C]$	[hPa]	$[^{\circ}C]$	[hPa]	$[^{\circ}C]$	[hPa]	$[^{\circ}C]$	[hPa]
50	$123,\!3$	25	$31,\!66$	0	$6,\!11$	-25	0,8
45	95,77	20	$23,\!27$	-5	$4,\!21$	-30	$0,\!5$
40	73,72	15	$17,\!05$	-10	$2,\!68$	-35	0,309
35	56,2	10	$12,\!28$	-15	$1,\!9$	-40	$0,\!185$
30	42,41	5	8,2	-20	$1,\!25$	-45	0,108

Tablica 2.4: Maksymalne ciśnienie cząstkowe pary wodnej w funkcji temperatury.

W obliczeniach uproszczonych, nazywanych dalej podejściem półpełnym (ang: semi-full approach), do obliczenia monochromatycznych kątów refrakcji, wykorzystany został wzór 2.5 oraz model Roe liczenia współczynnika refrakcji. Do transformacji między wilgotnością H a ciśnieniem cząstkowym pary wodnej p_w , wykorzystana została relacja $p_w = H p_{w,max}(T)$, gdzie $p_{w,max}(T)$ jest maksymalnym ciśnieniem pary wodnej dopuszczalnym w danej temperaturze. Wartości $p_{w,max}(T)$, uprzejmie udostępnione przez prof. Andrzeja Marsza z Akademii Morskiej w Gdyni, podane zostały w Tabeli 2.4. Dopasowany został do nich wielomian 5 stopnia, rms dopasowania wyniósł 0,051. Na potrzeby testów przyjęta została następująca siatka parametrów pogodowych: p [hPa] = 613,25, 813,25, 1013,25 = p_s ; H [%] = 0, 50, 100; oraz obserwacyjnych: z_1 (wysokość zenitalna gwiazdy 1, będącej wyżej nad horyzontem) [°]=0, 20, 40, 60; $z_{21} \equiv z_2 - z_1$ ["] = 1, 5, 15. Dla każdego punktu tej siatki R_{mon} liczone było w zakresie temperatur 223,15 – 293,15 K, co 1 K. W podejściu półpełnym R_m z Równania 2.4 liczone było w następujący sposób: $A(\lambda)$ oraz $E(\lambda)$ były obliczane na podstawie równań 23–26 z pracy Stone (1996), za $S(\lambda)$ podstawione zostało widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze 7000 K, co odpowiada gwieździe typu widmowego F0. Krzywa transmisji optyki i skuteczności kwantowej detektora zostały uznane za stałe w zakresie całego pasma obserwacji. Zamiast rzeczywistych krzywych transmisji filtra, użyty został model filtru idealnego, charakteryzowanego przez centralną długość fali λ_c , szerokość pasma $\Delta\lambda$ oraz stałą wartość transmisji, co w przypadku współczesnych filtrów jest zgodne do poziomu kilku %. Przyjęte zostały dane dla filtra K kamery PHARO (Hayward i in., 2001). Przedstawione powyżej podejście półpełne okazało się być wystarczające do potrzeb precyzyjnej astrometrii względnej.

Na Rysunku 2.8 przedstawiona jest poprawka R_{21} , obliczona metodą półpełną dla pasma *K* i podanej wcześniej siatki warunków atmosferycznych i obserwacyjnych, z założeniem stałej wilgotności 100%. Widać wyraźnie, że R_{21} jest dla prawie wszystkich przypadków większa, ewentualnie porównywalna do 1 milisekundy łuku. Precyzja rzędu 1 mas jest jak najbardziej osiągalna w obserwacjach z powierzchni Ziemi, co dowodzi, że efekt refrakcji atmosferycznej trzeba uwzględniać w praktycznie każdym przypadku. Zależność R_{21} od *T* i *p* wskazuje, że wartość poprawki nierzadko zmienia się o więcej niż 1 mas wraz z tymi parametrami. Co oczywiste, zmienność ta maleje wraz z mniejszą odległością zenitalną i separacją gwiazd. Mniej oczywistym jest fakt, że poprawka R_{21} jest wyższa, oraz jej zmienność z *T* jest nieco bardziej gwałtowna w niższych temperaturach, typowych dla obserwatoriów wysokogórskich. Można zatem wnioskować, że najlepiej jest obserwować ciasne układy, wysoko nad horyzontem, przy niskim ciśnieniu i w wysokch temperaturach, ale ten ostatni czynnik jest dużą przeszkodą w


Rysunek 2.8: Poprawka refrakcyjna R_{21} [mas], obliczona w paśmie K metodą półpełną, w funkcji temperatury [K] dla różnych warunków atmosferycznych i obserwacyjnych. Każdy panel przedstawia obliczenia dla innej wysokości zenitalnej gwiazdy 1, podanej w prawym górnym rogu. Linie ciągłe są dla $z_2 - z_1 = 1''$, przerywane dla 5'', a kreskowano-kropkowane dla 15". Każda trójka linii odpowiada p = 613,25 hPa (najniższa), 813,25 (środkowa) oraz 1013,25 hPa = p_s (najwyższa).



Rysunek 2.9: Wpływ wilgotności na poprawkę refrakcyjną (pasmo K, podejście półpełne). Linia ciągła na lewym panelu odpowiada wilgotności 0%, kreskowana 50%, a kreskowanokropkowana 100%. Prawy panel pokazuje zależność R_{21} od wilgotności przy stałej temperaturze T = 293,15 K. Pozostałe wartości istotnych parametrów są stałe i zostały podane.

korekcji AO. Tworzy się wówczas więcej turbulencji i rośnie wpływ (zmiennego) tła nieba, co bezpośrednio przekłada się na jakość korekcji AO i precyzję pomiarów astrometrycznych.

W podejściu półpełnym mniejszą rolę odgrywa wilgotność, co zostało przedstawione na Rysunku 2.9 dla ekstremalnego przypadku z Rys. 2.8 (wysokie wartości z_1, z_{21}, p i T). Skala zmian poprawki refrakcyjnej jest mniejsza od 100 mikrosekund łuku (μ as) co jest poziomem precyzji dziś osiągalnym (Neuhäuser i in., 2007; Cameron i in., 2009, ta praca). Niemniej w bardziej realistycznych warunkach obserwacji skala zmian R_{21} jest dużo mniejsza. Co ciekawe R_{21} maleje ze wzrostem wilgotności (patrz: Równania 2.5 i 2.6). Nie uwzględnienie wilgotności w dalszych obliczeniach nie wprowadziło by prawdopodobnie znaczących błędów, niemniej czynnik ten był dalej uwzględniany.

Wymagania potrzebne do osiągnięcia określonej precyzji

W celu określenia czy podejście półpełne jest właściwe oraz z jaką dokładnością należy znać czynniki pogodowe w momencie obseracji, aby osiągnąć żądaną precyzję pomiarów astrometrycznych, a także jaki ma wpływ (nie)znajomość typu widmowego badanego obiektu, przeprowadzone zostało kilka testów porównawczych dla dwóch przypadków obserwacji: 1) gwiazda 1 znajduje się 20° od zenitu, gwiazda 2 zaś 10″ poniżej – jest to przypadek dosyć prawdopodobny; 2) $z_1 = 60^\circ$, $z_2 - z_1 = 15''$ – jest to przypadek mało prawdopodobny, aczkolwiek wpływ badanych czynników na wartość i zmienność poprawki refrakcyjnej jest największy z dotychczas pokazanych przypadków, zatem przykład ten jest istotny do określenia potrzebnych wymagań.

Aby określić, w jakim przypadku jakie podejście należy stosować, wyniki uzyskane metodą półpełną porównane zostały z wynikami uzyskanymi w oparciu o pełne wyliczenie (prawie) wszystkich czynników w Równaniu 2.4. W owym *podejściu pełnym* (ang. *full approach*) zastosowany został model Mathara liczenia współczynnika refrakcji n, wstawionego do równania 2.5 na R_{mon} oraz rzeczywista krzywa transmisji filtra i skuteczności kwantowej kamery PHARO, jako odpowiednio $F(\lambda)$ i $D(\lambda)$. $A(\lambda)$, $E(\lambda)$ oraz $S(\lambda)$ liczone były jak w podejściu półpełnym. Niestety krzywa transmisji optyki teleskopu nie była osiągalna, więc $L(\lambda)$ przybliżone zostało jedynie krzywą transmisji samej kamery. Poprawka półpełna (uproszczone uśrednianie po długości fali) jako $R_{21,sf}$ a poprawka pełna (pełne uśrednianie po długości fali) jako $R_{21,f}$. Ta ostatnia traktowana jest jako referencyjna i najbliższa sytuacji rzeczywistej.

Rysunek 2.10 przedstawia różnicę $R_{21,f} - R_{21,sf}$ w funkcji temperatury, dla trzech różnych układów – O8 ($T_{eff} \simeq 37000$ K) + M1 ($T_{eff} \simeq 3700$ K), M1 + M7 ($T_{eff} \simeq 2700$ K) i F0 + F0 ($T_{eff} \simeq 7000$ K). Gwiazda gorętsza znajduje się bliżej zenitu. Obliczenia wykonane były dla 2 wyżej opisanych przypadków ustawienia układu podwójnego, oraz przy założeniu ciśnienia p = 1013,25 hPa = p_s i 50 % wilgotności.

Przedstawione wyniki pokazują dobitnie, że im gwiazdy są bardziej podobne do siebie, tym skuteczniejsze jest podejście półpełne. W przypadku układu F0 + F0 precyzja rzędu 10 μ as byłaby osiągalna dla większości realistycznych warunków obserwacyjnych. Co ciekawe, zastosowanie w tym przypadku jedynie poprawki monochromatycznej, liczonej w oparciu o n wyznaczony metodą Roe (podejście półpełne) czy Mathara (podejście pełne), wprowadza błąd na poziomie jedynie 10⁻⁴ – 10⁻⁵ mas. Sytuacja komplikuje się jednak, gdy rozważymy pary gwiazd o innych typach widmowych. Wówczas widmo w danym zakresie długości fali wygląda



Rysunek 2.10: Różnice między pełnymi a półpełnymi ($R_{21,f} - R_{21,sf}$) obliczeniami poprawki refrakcyjnej w funkcji temperatury, w paśmie K dla par gwiazd typów widmowych: O8 + M1 (ciągła), M1 + M7(przerywana), oraz F0 + F0 (kreska-kropka). $p = p_s$, H = 50%. Przypadek 1) z tekstu ($z_1 = 20^\circ$, $z_{21} = 10''$) przedstawiono na lewym panelu, przypadek 2) na prawym.



Rysunek 2.11: Zmienność poprawki refrakcyjnej w podejściu półpełnym $R_{21,sf}$ (w funkcji temperatury) od szerokości filtra pasma K. Linia ciągła oznacza "normalny" filtr (λ_c , $\Delta\lambda$), rzerywana – "szeroki" filtr (λ_c , $2\Delta\lambda$), a kreskowano-kropkowana – "wąski" filtr (λ_c , $\frac{1}{2}\Delta\lambda$). Obliczenia dla pary O8 + M1. Pozostałe wartości jak dla Rys. 2.10.

inaczej dla każdej z gwiazd, a co za tym idzie jego uśrednienie po całym paśmie daje inny wynik. W rozważanej sytuacji (pasmo K), precyzja osiągana bez znajomości typu widmowego przy korekcji półpełnej jest rzędu 100 μ as w realistycznych warunkach obserwacyjnych, oraz około 200 – 500 μ as w przypadkach ekstremalnych, jeśli rozważamy układ o podobnym stosunku temperatur co prezentowany M1 + M7, za wyjątkiem zakresu temperatur około 260 K. Nieznajomość typu widmowego w ostatnim przypadku tu rozważanym (O8 + M1), ogranicza stosowalność podejścia półpełnego do precyzji około 2 razy gorszej niż dla przypadku M1 + M7. Warto jednak zauważyć, że duża różnica temperatur oznacza dużą różnicę jasności, co z kolei utrudnia wykonywanie astrometrii CCD. Wówczas albo prześwietlony jest składnik jaśniejszy, albo niedoświetlony składnik słabszy, co prowadzi do dużych błędów wyznaczeń położenia gwiazdy, pochodzacych od szumu fotonowego. Zatem układy podwójne ze składnikami o dużej różnicy temperatur, z góry wykluczają możliwość wykonania precyzyjnej astrometrii. Jeśli jednym z badanych obiektów jest chłodny brązowy karzeł lub planeta, sytuacja staje się jeszcze bardziej skomplikowana. Widma takich obiektów są dalece różne od widma ciała doskonale czarnego, modyfikowane w unikalny sposób przez różną zawartość molekuł takich jak metan, ozon, woda, czy dwutlenek wegla. Po uzyskaniu obrazu egzoplanety, co jest uważane za łatwiejsze w przyszłości przy użyciu 30 – 40-m klasy teleskopów, precyzyjna astrometria może się okazać niemożliwa do czasu uzyskania widma o wysokim stosunku sygnału do szumu (SNR).

Wyniki przedstawione dla pasma K byłyby nieznacznie inne dla pasm bardziej krótkofalowych, jak np. J. Maksimum rozkładu energii w przypadku gwiazd (czy raczej ciał doskonale czarnych) chłodnych przypada w okolicy właśnie tego pasma. Na długości fali 1,25 μ m różne typy gwiazd przejawiają różny kształt rozkładu $S(\lambda)$, gdy w okolicy 2,2 μ m widmo wygląda mniej-więcej podobnie (długofalowy ogon ~ λ^{-4}). Również warto pamiętać, że współczynnik refrakcji n zmienia się szybciej w paśmie J niż K. Dlatego m.in. lepiej jest wykonywać astrometrię na większych długościach fali, lub stosować filtry wąskopasmowe. Wpływ szerokości filtra na poprawkę refrakcyjną w przypadku pary O8+M1, w podejściu półpełnym, w dwóch dotychczas rozważanych przypadkach warunków obserwacyjnych, pokazany jest na Rysunku 2.11. Rozważane są przypadki "normalnego" filtra $\lambda_c = 2.196 \,\mu\text{m}, \,\Delta\lambda = 0.336 \,\mu$ m, co odpowiada filtrowi K kamery PHARO, filtra "szerokiego" ($\lambda_c, 2\Delta\lambda$), oraz filtra "wąskiego" $(\lambda_c, \frac{1}{2}\Delta\lambda)$. Gdy $\Delta\lambda$ dąży do zera $R_{21,sf}$ staje się $R_{21,mon}$. Poprawka ma najmniejszą wartość dla filtra "szerokiego", a największą dla "wąskiego", ale tylko, gdy gwiazda jaśniejsza znajduje się wyżej nad horyzontem. Jest dokładnie odwrotnie, gdy bliżej zenitu znajduje się gwiazda typu M1, przy czym różnice między tymi przypadkami są najmniejsze dla filtra "wąskiego". Fakt ten sugeruje, że im węższy filtr, tym bardziej prawidłowe jest podejście półpełne.

Bez względu na zastosowane podejście, wymagana znajomość warunków atmosferycznych w czasie obserwacji jest różna i zmienia się z odległością zenitalną i separacją gwiazd. Szczególnie interesująca jest zależność temperatury w podejściu pełnym, wziąwszy pod uwagę rezonans z CO₂ w pobliżu pasma K. Dla ciasnych układów, obserwowanych wysoko nad horyzontem, wystarczy podać jakąkolwiek sensowną wartość temperatury czy ciśnienia, aby osiągnąć precyzję astrometrii rzędu 1 mas. Warto zwrócić uwagę, że nawet dla $z = 60^{\circ}$, $z_{21} = 1''$ i $p = p_s$, w podejściu półpełnym R_{21} zmienia się z 1,4125 do 1,0732 mas przez cały zakres temperatur, co przekłada się na około 4,85 μ as/K. Dla tego samego przypadku i stałej temperatury 223,15 K, R_{21} zmienia się w tempie 1,29 μ as/hPa. To pozwala na osiągnięcie precyzji 1 mas

2.4. EFEKTY SYSTEMATYCZNE

bez jakiejkolwiek wiedzy o warunkach pogodowy, oraz 10 $\mu {\rm as},$ gdy warunki pogodowe znane są z dokładnością do 1 jednostki.

W Tabeli 2.5 zebrane zostały wszystkie warunki wymagane do astrometrii wysokiej precyzji. Przedstawione są dopuszczalne błędy odczytu danych pogodowych, konieczność znajomości typów widmowych ("Typ") i zastosowania podejścia pełnego ("Peł."). Podejście półpełne może być stosowane praktycznie na zmianę z obliczeniami monochromatycznymi, o ile typ widmowy nie musi być znany. Dokładność znajomości wilgotności nie jest określona, gdyż wpływ tego parametru na precyzję pomiarów jest na poziomie 1 μ as. Dla określonej wysokości zenitalnej i z_{21} , dany zestaw warunków powinien pozwolić na osiągnięcie żądanej, podanej w Tabeli precyzji σ , lub znacząco lepszej. Jak widać, w niektórych przypadkach, aby osiągnąć $\sigma \sim 1 \mu$ as, wymagana jest bardzo dobra znajomość warunków atmosferycznych. Wartości z Tab. 2.5 mogą być porównane z rzeczywistymi dokładnościami prawdziwych pomiarów. Dla przykładu stacja pogodowa na Cerro Paranal (lokalizacja VLT), daje następującą dokładność odczytów: 0,2 K dla temperatury, 0,1 hPa dla ciśnienia i 1% dla wilgotności. Oznacza to, że precyzja 10 μ as nie jest tam osiągalna.

Warto zauważyć, że w pobliżu teleskopu bardzo prawdopodobne są fluktuacje temperatury na poziomie kilkudziesięciu mK, czy kilku Pa. Oznacza to, że osiągnięcie precyzji rzędu pojedynczych μ as w szerszych polach może być nieosiągalne z powierzchni Ziemi, przynajmniej bez lepszego modelu ziemskiej atmosfery. Astrometria z powierzchni Ziemi może się okazać ograniczona do 1 – 10 mikrosekund łuku tylko ze względu na niemożność poprawnego uwzględnienia refrakcji.

Zastosowanie do właściwych pomiarów

Przy uwzględnianiu wpływu refrakcji atmosferycznej na pomiary względnej separacji i kątów pozycyjnych badanych w niniejszej pracy układów podwójnych i wielokrotnych, zastosowane zostało podejście półpełne. Niestety, ze względu na odległość czasową między obserwacjami (2002) rok a czasem ich analizy, niedostępne były odczyty danych pogodowych w czasie prowadzenia obserwacji. Dla obserwacji teleskopem Hale'a założone zatem zostały kanoniczne wartości temperatury ($T_s = 288,15$ K) oraz ciśnienia ($p_s = 1013,25$ hPa), jak również 50% wilgotność względna. Dla danych z teleskopu Kecka przyjęte zostało dwa razy mniejsze cisnienie, temperatura 273,15 K i taka sama jak dla Hale'a wilgotność. W ten sposób niewątpliwie wprowadzamy dodatkową niepewność do naszych pomiarów, która będzie miała wpływ na rozrzut wyników z nocy na noc, a więc na długofalową stabilność astrometryczną.

Aby oszacować maksymalną niepewność takiej procedury, wzięliśmy z naszej próbki układ o największej separacji składników – 30,8 asec dla GJ 873 1-2. Założyliśmy, że separacja jest równa różnicy odległości zenitalnych, a układ obserwowany jest 30° nad horyzontem. W takim mało prawdopodobnym przypadku niepewność pochodząca od nieznajomości temperatury sięga 4 mas (dla mało prawdopodobnych wartości T = 230 K i $p = p_s$), zaś wkład od nieznajomości ciśnienia jest mniejszy niż 8 mas (przy p = 613 hPa i T = 230 K). Im większy jest wkład od temperatury, tym mniejszy od ciśnienia i odwrotnie. Możemy zatem stwierdzić, że mało prawdopodobna wartość 8 mas to maksymalna niepewność i dla większości (jeśli nie wszystkich) naszych pomiarów rzeczywista wartość niepewności jest dużo mniejsza. Udowadnia to badanie stabilności długofalowej teleskopu Hale'a, prezentowane w dalszej części pracy.

Tablica 2.5: Dokładność odczytów danych pogodowych i inne warunki jakie należy spełnić, aby osiągnąć żądaną precyzję astrometrii. Niepewność w znajomości wilgotności jest ustalona na 1%. dT i dp odnoszą się kolejno do błędów w odczytach temperatury i ciśnienia, odpowiadającym niepewności poprawki refrakcyjnej na poziomie co najmniej dwa razy mniejszym niż żądana precyzja pomiarów σ . Symbol n-w oznacza nie wymagane, tzn. w sensownym zakresie parametrów zmiany R_{21} są mniejsze niż żądana precyzja pomiarów astrometrycznych.

dz	dT	dp	Тур	Peł.	dT	dp	Тур	Peł.	
[as]	[K]	[hPa]			[K]	[hPa]			
$\sigma \sim$	1 mas:								
	z = 0	0			$z = 20^{\circ}$				
1	n-w	n-w	nie	nie	n-w	n-w	nie	nie	
5	n-w	100	nie	nie	n-w	100	nie	\mathbf{nie}	
15	10	50	nie	nie	1	50	nie	nie	
	z = 4	:0°			z = 60	0			
1	n-w	n-w	nie	nie	n-w	100	tak	nie	
5	10	100	nie	nie	10	50	tak	nie	
15	10	50	nie	nie	5	10	tak	nie	
$\sigma \sim$	$100\mu as$	5:			n				
	z = 0	0			z = 20	0			
1	10	100	nie	nie	10	100	nie	nie	
5	10	10	nie	nie	5	10	nie	nie	
15	1	5	nie	nie	$0,\!5$	5	tak	nie	
	z = 4	:0°			z = 60	0			
1	10	50	nie	nie	10	10	tak	nie	
5	1	10	tak	nie	5	10	tak	nie	
15	1	5	tak	nie	1	5	tak	tak	
$\sigma \sim$	$10\mu as:$				2.0				
-	z = 0	10			z = 20	10			
l	1	10	nie	nie	1	10	tak	nie	
5	1	1	nie	nie	0,5	1	tak	nie	
15	0,1	1	nie	nie	0,1	0,5	tak	nıe	
1	z = 4	.0°	. 1		$z = 60^{\circ}$				
		5	tak	nie			tak	nie	
0 1 F	0,1		tak	nie	0,1	0,5	tak	nie	
15	1	0,5	tak	me	0,05	0,1	tak	taĸ	
$\sigma \sim$	$1 \mu \text{as:}$	0				0			
1	z = 0	1	nio	nio	z = 20	1	tal	nio	
T E	0,1		nie	nie	0,1		tak tal	me tole	
ย 15	0,1	0,1	nie	tele	0,1	0,1	tak tal	tak tal	
10	0,01	0,1	me	ιdK	0,01	0,00	ιdK	UdK	
1	$\begin{vmatrix} 2 - 4 \\ 0 1 \end{vmatrix}$	0.5	tak	nio	2 - 00	0.1	tak	nio	
1 5	0,1	0,3 0.1	tak	nne tak	0,1	0.05	tak	nne tole	
5 15	0,01	0,1	tak	tak tak	0,01	0,05	tak	tak	
10	0,01	0,00	uan	Uak	0,000	0,01	uan	Uak	

2.4. EFEKTY SYSTEMATYCZNE

Dane z teleskopu Keck II powinny być obarczone jeszcze mniejszą niepewnością, gdyż mierzone separacje były dużo mniejsze (od 0,1 do 2 asec), a przyjęte warunki pogodowe wydają się być bardziej realistyczne.

2.4.3 Geometria i orientacja detektora CCD

Detektory obu wykorzystanych kamer są mozaikami złożonymi z 4 osobnych części. Każda z nich może być w ogólności zamocowana w nieco inny sposób. Dodatkowo kamera w całości może być ustawiona nieprostopadle do wiązki padającego światła, może doznawać ugięć pod wpływem siły grawitacji czy być obrócona. Aby osiągnąć precyzję potrzebną do poszukiwania planet metodą astrometryczną, należy znać model dystorsji i orientację detektora, czyli wiedzieć jak skala obrazu (mierzona w mas/pix) i pozycja ustalonego kierunku na niebie (np. na biegun północny) zmienia się w obszarze matrycy i w czasie. Instrumenty umieszczone w ognisku Cassegraina – jak PHARO – są dodatkowo poddane działaniu zmiennej siły grawitacji. Instrumenty umieszczane na platformach Nasmytha – jak NIRC2 – powinny być w tym względzie stabilniejsze. Kalibracja astrometryczna i modele dystorsji są dostępne dla obu instrumentów. Model dystorsji kamery PHARO jest bardziej skomplikowany. Uwzględnia nie tylko geometrię i orientację samego detektora, ale także pozycję teleskopu i odchylenie matrycy od płaszczyzny prostopadłej do kierunku padania światła. Szczegółowy opis podał Metchev (2006). Dystorsja kamery NIRC2 była badana w fazie testów i jej opis podali Thompson i in. (2001a).

Przeprowadzona kalibracja uwzględniała, w przypadku teleskopu Hale'a, wyznaczenie średniej skali obrazu oraz pozycji kierunku północnego względem tzw. pierścienia Cassegraina (ang. Cassegrain ring; CR). Wartości nominalne wynoszą: 25,10 mas/pix dla trybu "waskiego" i 39,91 mas/pix dla trybu "szerokiego" kamery, oraz 335,8° dla kata CR (Hayward i in., 2001). Jak pokazali Metchev i Hillenbrand (2004), wartości te są w rzeczywistości inne i zmieniają się w ogólności z nocy na noc. Jako podstawę kalibracji użyte zostały wartości z 23 czerwca 2002, jakie podali Metchev i Hillenbrand (2004): $25,168 \pm 0,034$ mas/pix (tryb "waski") dla skali i $334,043 \pm 0.099^{\circ}$ dla kata CR. Na potrzeby kalibracji wybrane zostały cztery gwiazdy gromady NGC 6871, oznaczone na Rys. 2.3 numerami 1-4, które zdają się być rzeczywistymi członkami gromady (ich pozycje względem gwiazdy nr 5 zmieniały się w czasie w podobny sposób), a ich względne pozycje użyte zostały do wyznaczania średniej skali obrazu i kata pozycyjnego kierunku północnego (kąt CR), przy założeniu, że ich ruch astrometryczny nie jest wykrywalny. Wstępnie skala obrazu i kąt CR wyznaczane były dla każdej z sześciu możliwych par, każdej nocy osobno. Następnie wyniki były uśredniane po wszystkich parach dla obserwacji z jednej nocy. Jeżeli tak uśrednione wartości nie zmieniały się znacząco z nocy na noc, to uśredniane były po kilku nocach. Procedura ta pozwoliła na poprawienie błędów wyznaczeń skali obrazu i kata CR w porównaniu z wartościami podanymi przez Metcheva i Hillenbrand 2004, którzy używali tylko jednej pary gwiazd, podczas gdy w niniejszej pracy użyte było do 18 par gwiazd (6 par gwiazd, do trzech kolejnych nocy).

Gromada NGC 6871 nie była obserwowana w czasie dwóch nocy – 23 kwietnia i 26 czerwca. W drugim przypadku założona została skala obrazu i orientacja matrycy taka, jak dla obserwacji 24 czerwca: 25,171(21) mas/pix, 334,039(18)°. Wartość ta jest jedynie nieznacznie różna od tej podanej przez Metcheva i Hillenbrand 2004 dla nocy wcześniejszej. W przypadku 23

Tablica 2.6: Średnia skala obrazu i orientacja matrycy kamery PHARO. Dla nocy 23 kwietnia (s) oznacza tryb "szeroki" a (w) tryb "wąski", stosowany również w pozostałych obserwacjach. W nawiasach podane są błędy wyznaczeń.

Noc	Skala	CR	Noc	Skala	CR
	[mas/pix]	[0]		[mas/pix]	[0]
23 kwi. (w)	25,168(34)	334,043(99)	26 cze.	25,171(21)	334,039(18)
23 kwi. (s)	40,00(2)	334,043(99)	21 sie.	25,156(10)	334,072(11)
23 cze.	25,168(34)	334,043(99)	22 sie.	25,156(10)	334,072(11)
24 cze.	25,171(21)	334,039(18)	13 lis.	25,156(10)	334,723(15)

Tablica 2.7: Średnie wartości separacji gwiaz 1 do 4 gromady NGC 6871.

Para	$\rho [mas]$	rms	Para	$\rho [\mathrm{mas}]$	rms
1-2	2 2171.719	0.604	2-3	5257.245	0.302
1-3	6906.003	0.533	2-4	11463.147	1.194
1-4	11303.461	1.023	3-4	16144.625	1.019

kwietnia 2002, obserwacje układu GJ 458 sugerują, że skala i orientacja były podobne jak w czerwcu. W porównaniu z układem GJ 195, układ znajduje się dalej od Słońca a widoczna separacja jego składników jest kilka razy większa. GJ 458 powinien mieć okres orbitalny około 10 razy większy niż GJ 195 (338 lat; Heintz, 1974), zatem pozorny ruch jego składników powinien być około 10 razy mniejszy. Ruch orbitalny składników GJ 195 jest niewielki (aczkolwiek mierzalny), zatem przesunięcie składników GJ 458 powinno być poniżej progu detekcji. Stąd, w oparciu o obserwacje GJ 458 z 23 kwietnia i 23 czerwca, uznane zostało, że skala obrazu w trybie "wąskim" oraz orientacja detektora, jest w kwietniu taka jak 23 czerwca (wraz ze stosunkowo dużymi niepewnościami). W przypadku skali w trybie "szerokim", uzyskany został wynik 40,00 \pm 0,02 mas/pix, oraz nie zmieniony kąt CR.

Wyniki wyznaczeń skali obrazu i kąta pozycyjnego kierunku północnego zostały zebrane w Tabeli 2.6. W Tabeli 2.7 oraz na Rysunku 2.12 przedstawione są zaś uśrednione po wszystkich nocach wartości separacji gwiazd 1 – 4 pola gromady NGC 6871, wraz z ich odchyleniami standardowymi. Wyznaczone wartości separacji, a co za tym idzie kalibracja astrometryczna, nie są idealne i prawdopodobnie obarczone błędem systematycznym pochodzącym z chociażby nieznajomości warunków pogodowych w momencie obserwacji. Jednakże wartości *rms* podane dla gwiazd gromady NGC 6871 pokazują, że zgodnie z naszymi oszacowaniami, wpływ owego czynnika na błędy pomiarów jest znacznie mniejszy niż 4 – 8 mas. Warto zauważyć, że *rms* przyjmuje największe wartości dla par z gwiazdą nr 4. Ograniczając się tylko do gwiazd 1 – 3 można prawdopodobnie jeszcze zmniejszyć błędy wyznaczeń skali i kąta CR.

Wpływ nieuwzględnienia dystorsji kamery PHARO na bezośrednie pomiary pokazany jet na Rysunku 2.13 dla kilku przykładów badanych par gwiazd z różnych nocy. Górne panele przedstawiają kolorem czerwonym przesunięte o stałą wartość surowe pomiary składowych separacji wzdłuż osi X (lewe panele) i Y (prawe), niebieskim zaś te same pomiary po uwzględnieniu modelu dystorsji. Charakterystycznym jest, jak skokowo zmieniają się składowe sepa-



Rysunek 2.12: Mierzone separacje gwiazd gromady NGC 6871, podane w milisekundach łuku. Średnia wartość z 5 nocy zaznaczona jest poziomą linią ciągłą, podany jest też rms.

racji (zwłaszcza Δx) co serię 50-100 pojedynczych zdjęć, po zmianie ustawienia teleskopu (dithering). Efekt ten nie jest widoczny po zastosowaniu modelu dystorsji. Przekonują nas o tym histogramy na panelach środkowych (kolory zachowane). Po zastosowaniu modelu dystorsji rozkład pomiarów przyjmuje kształt zbliżony do funkcji Gaussa, co pokazuje odpowiednie dopasowanie. Podana wartość σ rozkładu Gaussa jest oszacowaniem błedu pojedynczego pomiaru. Przypadkowy charakter rozrzutu pomiarów został dodatkowo sprawdzony przy pomocy wariancji Allana. W przypadku całkowicie gaussowskiego rozkładu pomiarów, wykres logarytmu wariancji Allana w funkcji logarytmu zapóźnienia miałby nachylenie -1 i przecinał oś rzędnych w punkcie określonym przez σ rozkładu Gaussa. Jest to przedstawione w podanych przypadkach na dolnych panelach, gdzie idealnemu szumowi gaussowskiemu o danym σ odpowiada linia przerywana. Jak widać po poprawieniu na dystorsję (linia niebieska), wariancja Allana przebiega blisko linii -1, z charakterystycznymi dla skończonych ciągów czasowych oscylacjami. Zachowanie wariancji Allana pomiarów niepoprawionych znacząco odbiega od lini -1, zwłaszcza dla składowej Δx . Z podanych przykładów wnioskować można, że w obrębie jednej nocy, po zastosowaniu korekcji na dystorsję detektora, pojedyncze pomiary mają charakter przypadkowy i nie są obarczone błędami systematycznymi. Wartym zauważenia jest fakt, że w składowej Δy wpływ dystorsji detektora jest prawie niezauważalny i zdominowany przez znacznie wyższy niż w składowej Δx rozrzut przypadkowy. Źródło tego faktu nie jest znane i prawdopodobnie jest to cecha charakterystyczna kamery PHARO.



Rysunek 2.13: Poprawa stabilności pomiarów po uwzględnieniu modelu dystorsji matrycy kamery PHARO, na przykładzie układu GJ 195, gwiazdy 2-4, z nocy 13 listopada 2002. Kolorem czerwonym są przedstawione pomiary niepoprawione, niebieskim – poprawione. *Lewe panele* – składowa X, prawe – składowa Y. Górne panele – pojedyncze (przesunięte) pomiary przed i po redukcji; środkowe – histrogramy pomiarów (przesunięte) wraz z dopasowaniem funkcji Gaussa o podanym σ ; dolne – wariancja Allana, wraz z przebiegiem spodziewanym dla nieskończenie długiego ciągu pomiarów przypadkowych, charakteryzowanych przez σ rozkładu taką, jaka jest podana przy histogramach.



Rysunek 2.13: ciąg dalszy, dla GJ 458 z nocy 23 kwietnia 2002.



Rysunek 2.13: ciąg dalszy, dla GJ 507 z nocy 23 czerwca 2002.



Rysunek 2.13: ciąg dalszy, dla gwiazd 1-5 gromady NGC 6871 z nocy 21 sierpnia 2002.

Para	$\rho [mas]$	±	$\theta [^{\circ}]$	±	MJD	Para	$\rho [mas]$	±	$\theta [^{\circ}]$	±	MJD
56 Per B						GJ 767					
1 - 2	626, 31	0,32	291,733	0,039	52337	1-2	5276, 64	0,17	135,4224	0,0014	52509
							5277, 21	0,12	135,4129	0,0009	52510
GJ 195							5284,86	0,09	135,4630	0,0006	52592
1-2	3612,79	0,31	167,3130	0,0012	52509	1 - 3	16016,88	0,52	168,9361	0,0004	52509
	3613,02	0,23	167,3020	0,0009	52510		16017,73	0,28	168,9188	0,0002	52510
	3612, 18	0,12	167,4167	0,0004	52592		15840,08	0,39	169, 1386	0,0003	52592
1 - 3	12830,54	0,50	67,7436	0,0017	52509	2-3	11977,08	0,43	183,01454	0,00005	52509
	12831,67	0,44	67,7327	0,0018	52510		11977,06	0,22	182,99594	0,00002	52510
	12869,51	0,24	67,4695	0,0009	52592		11811, 14	0,35	183,50265	0,00007	52592
1 - 4	12151, 22	0,54	126,6784	0,0020	52509						
	12150,86	0,47	126,6756	0,0017	52510	GJ 860					
	12125, 38	0,23	126,3902	0,0008	52592	1-2	2875, 849	0,078	84,0520	0,0014	52450
2-3	13895,74	0,43	52,8881	0,0013	52509		2875,365	0,048	84,0420	0,0006	52451
	13896,73	0,46	52,8783	0,0016	52510		2858,542	0,061	83,2373	0,0010	52509
	13954,70	0,24	52,6982	0,0008	52592		2858,621	0,061	83,2063	0,0009	52510
2-4	9699, 14	0,51	112,6419	0,0024	52509		2834,493	0,087	82,0401	0,0014	52592
	9698, 21	0,47	112,6382	0,0022	52510	1-3	26525,54	0,73	133,9775	0,0012	52450
	9694, 63	0,21	112,2336	0,0011	52592		26528,41	0,41	133,9754	0,0007	52451
3-4	12303,86	0,50	189,9677	0,0034	52509		26748,78	0,94	133,5531	0,0016	52509
	12305, 32	0,60	189,9642	0,0004	52510		26755,53	1,37	133,5333	0,0025	52510
	12310,07	0,24	189,9467	0,0002	52592		26851,07	1,34	132,4185	0,0019	52592
						2-3	24771,78	0,75	139,0745	0,0012	52450
GJ 300 B							24775,50	0,42	139,0711	0,0007	52451
1-2	2035,74	$_{0,12}$	66,6688	0,0018	52337		25020, 13	0,91	138,5973	0,0015	52509
							25028, 25	1,19	138,5767	0,0021	52510
GJ 352							25139,60	1,33	137,4029	0,0019	52592
1-2	346,21	1,11	113,6970	0,12	52389						
A T 1 T A						GJ 873					
GJ 458					*****	1-2	30155,85	0,57	47,0269	0,0009	52450
1-2	14723,58	0,40	10,55272	0,00024	52389		30158,79	1,07	47,0469	0,0016	52451
	14720,19	0,28	10,56016	0,00016	52450		30328,74	0,73	47,2967	0,0012	52509
	14723,27	0,36	10,55398	0,00021	52451		30334,65	0,60	47,3068	0,0009	52510
						1.0	30784,76	1,12	47,4235	0,0015	52592
GJ 507	1 == 1 = =0	0.45	101 0100	0.0010	50000	1-3	29089,44	0,58	45,8990	0,0009	52450
1-2	17747,73	0,45	131,0180	0,0012	52389		29093,40	0,85	45,9219	0,0013	52451
	17757,84	0,33	131,0927	0,0006	52450		29260,32	0,76	46,1888	0,0012	52509
	17756,96	0,66	131,0845	0,0013	52451		29265,43	0,61	46,1990	0,0009	52510
						0.2	29717,16	1,03	46,3402	0,0014	52592
G1 209 B	00.14	0.11	C1 FOC	0.050	F0007	2-3	1215,619	0,067	255,1128	0,0034	52450
1-2	98,14	0,11	61,506	0,050	52337		1216,078	0,266	255,1578	0,0170	52451
C I 661							1015 201	0,060	200,0004	0,0044	52509
1 0	704 011	0.070	105 2070	0.0015	50000		1213,301	0,100	255,0905	0,0048	52510
1-2	685 264	0,079	102 2282	0,0015	02389 52450		1214,012	0,347	255,0787	0,0170	52592
	685.065	0,170	192,2382	0,0023	0240U 59451	C 1 0071					
	080,000	0,044	192,1392	0,0007	02401 59454	GJ 9071	0071 76	0.20	220 5226	0.0000	52500
	642 216	0,058	192,0138	0,0000	52404	1-2	9971,70	0,20	239,3220	0,0009	52509
	043,310	0,058	188,7846	0,0006	52509		9972,00	0,20	239,5376	0,0012	52510
	642,957	0,041	188,7072	0,0004	52510		9924,03	0,24	240,0697	0,0011	52592

Tablica 2.8: Zmierzone separacje i kąty pozycyjne badanych gwiazd.

Średnia mierzona wartość skali obrazu kamery NIRC2 jest zgodna z wartościami nominalnymi (Metchev i Hillenbrand, 2004), lecz oś Y matrycy okazała się być obrócona o 1,24° zgodnie z ruchem wskazówek zegara od kierunku na biegun północny nieba (Metchev i in., 2005). Niestety ze względu na małą liczbę przydatnych zdjęć w próbce i tylko jedną noc obserwacji, właściwa kalibracja i sprawdzenie tych wartości nie były możliwe. Jednakże lokalizacja instrumentu na platformie Nasmytha powinna zapewnić jego stabilność. W szczególności, wyniki dla 56 Per i GJ 569 B, uzyskane dla różnych ustawień rotatora pola, wskazują że dokładność rotacji pola jest lepsza niż $0,1^{\circ}$ w ciągu jednej nocy.

2.5 Wyniki

2.5.1 Wyniki pomiarów i ich porównanie ze znanymi orbitami

Rezultaty pomiarów astrometrycznych przedstawione są w Tabeli 2.8. Dla każdej pary gwiazd w badanych układach, dla każdej nocy (czas w MJD) podane są zmierzone wartości separacji

Tablica 2.9: Elementy orbitalne pięciu układów, dla których rozwiązania orbitalne podane są w katalogu WDS.

0									
Gwiazda	P[yr]	a [mas]	е	i [°]	$\Omega[^{\circ}]$	$\omega[^{\circ}]$	$\tau [\mathrm{MJD}]$	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 569 B	2,424	90,4	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	$4,\!67$	2383	0,41	167,2	154,5	211	40666	22280 + 5742	2

 ρ w milisekundach łuku i kąta pozycyjnego θ w stopniach, mierzonego od kierunku na biegun północny przeciwnie do ruchu wskazówek zegara. Podane błędy oszacowane są na podstawie gaussowskiej statystyki składowych Δx i Δy separacji. Niepewność wartości średniej skali obrazu kamery PHARO jest uwzględniona w błędach ρ , lecz nie w błędach θ , aby pokazać jak małe są zauważalne zmiany kąta pozycyjnego w przypadku kolejnych nocy, dla których orientacja kamery była ta sama (np. GJ 860 1-2, MJD = 52509 i 52510, sierpień 2002). Niepewność kąta pozycyjnego dla GJ 300 też jest niedoszacowana, gdyż do analizy wykorzystywane były obserwacje z jednej tylko pozycji rotatora pola kamery NIRC2. Nie ma to miejsca dla 56 Per i GJ 569, zatem błąd θ lepiej odzwierciedla skuteczność korekcji AO teleskopu Keck II. W przypadku układów obserwowanych więcej niż jeden raz, widoczny jest ruch własny, paralaktyczny i orbitalny, nawet w przypadku długookresowego GJ 195. Także bliższa analiza zmierzonych pozycji gwiazd układu GJ 873 ujawnia ruch orbitalny w podwójnym składniku wtórnym. GJ 873 B jest rzeczywistym układem podwójnym, ale znajdującym się dalej niż GJ 873 A (widoczny ruch paralaktyczny).

Dla pięciu z badanych układów – GJ 195, GJ 352, GJ 569 B, GJ 661 i GJ 860 – znane są astrometryczne rozwiązania orbitalne. Parametry orbit, zebrane w *Washington Double Star Catalogue* (WDS)⁷, są podane w Tabeli 2.9. Jakość rozwiązania jest reprezentowana przez parametr q. Im mniejsza jego wartość, tym rozwiązanie jest lepsze. W żadnym z przypadków podane rozwiązania nie są idealne, choć tylko orbita GJ 195 jest słabo określona ze względu na długi okres orbitalny. Na Rysunku 2.14 przedstawione jest porównanie pomiarów położeń względnych dla wymienionych pięciu układów, z ich znanymi rozwiązaniami orbitalnymi. Widoczne są niezgodności sięgające nawet kilkudziesięciu milisekund łuku. Prawdopodobnym ich źródłem jest niedokładność rozwiązania orbitalnego, gdyż, jak było pokazane w poprzedniej części, błędy systematyczne pochodzące od nieznajomości warunków pogodowych i niepewności kalibracji astrometrycznej, mają wielkość rzędu pojedynczych milisekund łuku. Tej skali niepewności zdają się mieć potwierdzenie w wynikach analizy długoterminowej stabilności astrometrycznej teleskopu Hale'a, przedstawione poniżej.

2.5.2 Krótko- i długoterminowa stabilność astrometryczna

Jak zostało pokazane w Punkcie 2.4 niniejszego Rozdziału, zastosowanie znanych modeli dystorsji pozwala osiągnąć dla jednej nocy bardzo zbliżony do przypadkowego rozrzut pomiarów, o rozkładzie bliskim rozkładowi Gaussa. Pozwala to wierzyć, że wyznaczone formalnie błędy od-

⁷Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6/orb6frames.html



Rysunek 2.14: Orbity względne układów z katalogu WDS w porównaniu z pomiarami z niniejszej pracy. Prawe panele pokazują zbliżenia na pozycję składnika wtórnego. Błędy formalne są mniejsze niż wielkość użytych symboli. Widoczne niezgodności prawdopodobnie są spowodowane dokładnością rozwiązań orbitalnych.



zwierciedlają krótkoterminową stabilność astrometryczną teleskopu Hale'a. Podobnie możemy wnioskować o stabilności teleskopu Kecka, mając na względzie lokalizację kamery NIRC2 na platformie Nasmytha i zgodność wyznaczonej skali obrazu z jej wartością nominalną (Metchev i Hillenbrand, 2004).

Dla większości gwiazd z próbki Hale'a osiągnięta została precyzja pomiarów separacji względnej ρ poniżej 500 μ as, a w czterech układach nawet poniżej 100 μ as (GJ 661, GJ 767 1-2, GJ 860 1-2, GJ 873 1-2). Zgodnie z oczekiwaniami, precyzja jest lepsza w układach, gdzie wykonanych zostało więcej pojedynczych zdjęć i gdzie składniki mają podobną jasność. W innym przypadku krótkie czasy ekspozycji, stosowane w celu nie prześwietlenia składnika głównego, powodowały niski *SNR* składnika wtórnego, co pogarszało jakość pomiaru jego pozycji na matrycy CCD.

W niektórych przypadkach, gdy obrazy gwiazd znajdowały się na różnych częściach mozaiki matrycy, błędy astrometrii rosły. W szczególności, dla układu GJ 661 osiągnięta została najlepsza formalna precyzja pomiaru astrometrycznego – 38 μ as – pomimo niedoskonałej korekcji na dystorsję chipu. Obraz tego układu rejestrowany był blisko centrum matrycy, gdzie spotykają się cztery części detektora. Metchev (2006) sugeruje, aby unikać takich sytuacji ze

en ang en estence			
Para	rms	Ilość	Czas
	[mas]	nocy	[d]
GJ 661 1-2	0,282	6	122
GJ 860 1-2	0,216	5	143
1-3	$2,\!154$		
2-3	2,595		
GJ 873 1-2	$1,\!127$	5	143
1-3	1,282		
2-3	0,309		
NGC 6871 1-5	0.872	5	143
2-5	0,717		
3-5	0,763		
4-5	$2,\!671$		

Tablica 2.10: Odchylenie standardowe (rms) dopasowań wielomianu 2-go rzędu do pomiarów separacji najczęściej obserwowanych obiektów.

względu na niewielkie różnice w ich geometrii, nieuwzględnione w jego modelu dystorsji. Jest zatem możliwe, że dla układu takiego jak GJ 661 osiągalna jest w ciągu jednej nocy precyzja lepsza niż około 30 μ as.

Precyzja astrometrii rzędu setek μ as osiągnięta została w ciągu jednej nocy również dla kamery NIRC2 teleskopu Keck II. Zasadniczą różnicą między obserwacjami z obu teleskopów jest oczywiście ilość pojedynczych zdjęć danego obiektu. Jest zaskakujące, że 10 obrazów układu GJ 300 wykonanych w trybie "wąskim" pozwoliło na osiągnięcie precyzji ~ 120 μ as. Niemniej, wartość ta powinna być traktowana z pewną dozą ostrożności, gdyż mała liczba zdjęć nie pozwala na przeprowadzenie poprawnej kalibracji.

Trzy układy podwójne: GJ 661, GJ 860 oraz GJ 873, a także gromada otwarta NGC 6871, były obserwowane częściej niż inne obiekty. W oparciu o ich pomiary, możemy oszacować stabilność astrometryczną teleskopu Hale'a na przestrzeni 120-140 dni. Dla NGC 6871, analizie poddane zostały jedynie pomiary separacji par zawierających gwiazdę nr 5, która wydaje się nie być członkiem gromady. Do pięciu lub sześciu (dla GJ 661) pomiarów skupionych w trzech epokach, dopasowany został wielomian 2-go rzędu. Jest to wystarczające do symulowania ruchu własnego, paralaktycznego i orbitalnego par gwiazd. Uzyskane dopasowania przedstawione są na Rysunku 2.15. Podane są ich odchylenia standardowe (rms), zebrane następnie w Tabeli 2.10. Warto zauważyć, że odchylenia ponownie przyjmują największe wartości dla par o dużej różnicy jasności, jak para 1-3 układu GJ 873.

Podane odchylenia są większe niż niepewności separacji odpowiednich par gwiazd dla pojedynczych nocy, prawdopodobnie ze względu na zmieniające się z nocy na noc warunki atmosferyczne, nie uwzględnione w korekcji na refrakcję atmosferyczną. Wartości *rms*-ów odzwierciedlają długoterminową stabilność atrometryczną teleskopu Hale'a i mogą być traktowane jako oszacowania rzeczywistych niepewności ρ , uwzględniające czynniki systematyczne, takie jak niedoskonała kalibracja czy niepoprawne uwzględnienie warunków pogodowych przy liczeniu refrakcji atmosferycznej. Wydaje się też prawdopodobne, że przy dobrej znajomości pogody w



Rysunek 2.15: Dopasowania wielomianów 2-go rzędu do pomiarów separacji gwiazd z Tabeli2.10 .



Rysunek: $2.15 - ciqg \ dalszy$.

czasie obserwacji, stabilność długoterminowa byłaby zbliżona do poziomu 50–100 μ as, a więc wartości precyzji pomiarów w ciągu jednej nocy.

2.5.3 Możliwości wykrywania planet

Aby oszacować możliwości astrometrycznej detekcji planet wokół składników badanych układów podwójnych i wielokrotnych, wykorzystać można zmodyfikowane Równanie 2.1. Zakładamy, że wykrywalny jest sygnał na poziomie $3\sigma_{\rho}$ i więcej, gdzie σ_{ρ} dane jest jako niepewność pomiaru separacji z Tabeli 2.8 lub *rms* dopasowania z Tabeli 2.10. Zamiast sygnału astrometrycznego Θ , do Równania 2.1 wstawić można $3\sigma_{\rho}$, oraz zamienić odległość d [pc] na paralaksę π [mas]. Wówczas otrzymujemy relację:

$$aM_P = 1562, 5\frac{\sigma_{\rho}M_S}{\pi},$$
 (2.9)

gdzie aM_P jest limitem detekcji planety o danej masie na orbicie o danej półosi, podanym w jednostkach [AU · M_J]. Limit 4 AU · M_J, oznacza możliwość wykrycia planety o masie 4 mas Jowisza na orbicie Ziemi (1 AU) lub planety o masie 2 M_J na orbicie 2 AU, itd. Dla badanych układów, dla których znana lub możliwa do oszacowania jest masa przynajmniej jednej gwiazdy, limity detekcji planet są podane w Tabeli 2.11. Indeksy I oraz II odnoszą się do kolejności gwiazd, podanej w pierwszej kolumnie. Jak widać, w ogólności możliwe jest osiągnięcie teleskopami Hale'a i Keck II precyzji astrometrycznej, wystarczającej do detekcji masywnych planet lub brązowych karłów w badanych układach. Jak zostało pokazane, obecnie osiągalna precyzja długoterminowa jest kilkukrotnie gorsza niż ta osiągalna w ciągu jednej nocy, aczkolwiek może być to ograniczone nieznajomością warunków pogodowych w trakcie obserwacji. Warto zauważyć, jak małe masy gwiazd ułatwiają detekcję mniej masywnych planet: 0,09 – 0,18 AU · M_J w układzie GJ 860. Ograniczeniem na maksymalny rozmiar orbity,

Para	π	M_I	M_{II}	$\sigma_{ ho}$	MJD	$a_I M_{P,I}$	$a_{II}M_{P,II}$	Ref.
	[mas]	$[\mathrm{M}_{\odot}]$	$[\mathrm{M}_{\odot}]$	[mas]		$[\mathrm{AU} \cdot \mathrm{M}_J]$	$[\mathrm{AU} \cdot \mathrm{M}_J]$	
GJ 195 1-2	72,0	$0,\!53$	0,19	0,31	52509	$3,\!56$	1,28	1
				$0,\!23$	52510	$2,\!65$	$0,\!95$	
				$0,\!12$	52592	$1,\!38$	$0,\!50$	
GJ 195 1-3		$0,\!53$		$0,\!50$	52509	$8,\!28$		1
				$0,\!44$	52510	$5,\!06$		
				$0,\!24$	52592	2,76		
GJ 195 1-4		$0,\!53$		$0,\!54$	52509	$6,\!21$		1
				$0,\!47$	52510	$5,\!41$		
				$0,\!23$	52592	$2,\!64$		
GJ 195 2-3		$0,\!19$		$0,\!43$	52509	1,77		1
				$0,\!46$	52510	$1,\!90$		
				$0,\!24$	52592	$0,\!99$		
GJ 195 2-4		$0,\!19$		$0,\!51$	52509	$2,\!10$		1
				$0,\!47$	52510	$1,\!94$		
				$0,\!21$	52592	$0,\!87$		
GJ 352 1-2	$94,\!95$	$0,\!44$	$0,\!41$	$1,\!11$	52389	8,04	$7,\!49$	2
GJ 458 1-2	$65,\!29$	$0,\!40$	$0,\!37$	$0,\!40$	52389	$3,\!83$	$3,\!54$	3
				$0,\!28$	52450	$2,\!68$	$2,\!48$	
				$0,\!36$	52451	$3,\!45$	$3,\!19$	
GJ 507 1-2	$75,\!96$	$0,\!46$	$0,\!37$	$0,\!45$	52389	3,70	$3,\!43$	3
				$0,\!33$	52450	$3,\!12$	$2,\!51$	
				$0,\!36$	52451	$6,\!25$	$5,\!03$	
GJ 569B 1-2	$101,\!91$	$0,\!071$	$0,\!054$	$0,\!11$	52337	0,012	0,009	4
GJ 661 1-2	$158,\!17$	$0,\!379$	$0,\!34$	$0,\!079$	52389	$0,\!30$	$0,\!29$	5
				$0,\!170$	52450	$0,\!63$	$0,\!62$	
				$0,\!044$	52451	$0,\!17$	$0,\!16$	
				0,038	52454	$0,\!16$	$0,\!15$	
				$0,\!058$	52509	$0,\!22$	$0,\!21$	
				$0,\!041$	52510	$0,\!17$	$0,\!16$	
				0,282	TOTAL	$1,\!05$	1,03	
GJ 767 1-2	$74,\!9$	$0,\!44$	0,4	$0,\!17$	52509	$1,\!56$	$1,\!42$	3
				$0,\!12$	52510	$1,\!10$	$1,\!00$	
				$0,\!09$	52592	$0,\!83$	0,75	
GJ 767 1-3		$0,\!44$		$0,\!52$	52509	4,77		3
				$0,\!28$	52510	$2,\!57$		
				$0,\!39$	52592	$3,\!58$		
GJ 767 2-3		0,4		$0,\!43$	52509	$3,\!59$		3
				$0,\!22$	52510	$1,\!83$		
				$0,\!35$	52592	$2,\!92$		

Tablica 2.11: Limity na detekcję planet wokół składników badanych układów.

Para	π	M_I	M_{II}	σ_{ρ}	MJD	$a_I M_{P,I}$	$a_{II}M_{P,II}$	Ref.
	[mas]	$[\mathrm{M}_{\odot}]$	$[\mathrm{M}_{\odot}]$	[mas]		$[\mathrm{AU} \cdot \mathrm{M}_J]$	$[\mathrm{AU} \cdot \mathrm{M}_J]$	
GJ 860 1-2	249,53	0,34	0,2711	0,078	52450	$0,\!17$	0,13	5
				0,048	52451	0,10	0,09	
				0,061	52509	$0,\!13$	$0,\!10$	
				0,061	52510	$0,\!13$	$0,\!10$	
				0,087	52592	$0,\!18$	$0,\!15$	
				0,216	TOTAL	$0,\!45$	$0,\!37$	
GJ 860 1-3		0,34		0,73	52450	$1,\!55$		5
				0,41	52451	$0,\!86$		
				0,94	52509	2,01		
				$1,\!37$	52510	$2,\!95$		
				$1,\!34$	52592	$2,\!86$		
				$2,\!154$	TOTAL	4,60		
GJ 860 2-3		$0,\!2711$		0,75	52450	$1,\!28$		5
				$0,\!42$	52451	0,71		
				0,91	52509	$1,\!29$		
				$1,\!19$	52510	2,02		
				$1,\!33$	52592	$2,\!54$		
				$2,\!595$	TOTAL	$4,\!96$		
GJ 873 1-2		0,36		$0,\!57$	52450	$1,\!62$		3
				1,07	52451	$3,\!04$		
				0,73	52509	$2,\!07$		
				$0,\!60$	52510	1,71		
				$1,\!12$	52592	$3,\!20$		
				$1,\!127$	TOTAL	$3,\!29$		
GJ 873 1-3	$198,\!07$	0,36		$0,\!58$	52450	$1,\!65$		3
				$0,\!85$	52451	$2,\!41$		
				0,76	52509	$2,\!16$		
				$0,\!61$	52510	1,73		
				$1,\!03$	52592	$2,\!93$		
				$1,\!282$	TOTAL	$3,\!65$		
GJ 9071 1-2	72	$0,\!53$	$0,\!49$	$0,\!20$	52509	$2,\!22$	$2,\!05$	3
				$0,\!26$	52510	$2,\!89$	$2,\!67$	
				$0,\!24$	52592	$2,\!66$	$2,\!46$	

Tablica 2.11: ciaq dalszy

Referencje: (1) Fischer i Marcy (1992); (2) Söderhjelm (1999); (3) Harmanec (1988); (4) Zapatero Osorio i in. (2004); (5) Delfosse i in. (2000)

Uwaga: jeśli w kolumnie "MJD" podane jest "TOTAL", to limit detekcji odnosi się do wartości *rms* dopasowania, podanej w Tabeli 2.10 – jest to oszacowanie długoterminowej stabilności astrometrycznej w przypadku danego układu.

2.5. WYNIKI

a więc i na minimalną wykrywalną masę, jest warunek stabilności orbity w obecności towarzysza gwiazdowego. Największa orbita stabilna planety w danym układzie jest tym mniejsza, im wieksza jest ekscentryczność orbity i masa drugiej gwiazdy (Holman i Wiegert, 1999). Dla wspomnianego GJ 860 największa stabilna orbita ma rozmiar około 0,12*a* (Holman i Wiegert, 1999), zależnie od rozpatrywanego składnika, co przekłada sie na około 1,3 AU. Pozwoliłoby to na wykrycie planety o masie około 0,07 M_J w przypadku najlepszej precyzji krótkoterminowej, lub około 0,29 M_J w przypadku precyzji długoterminowej.

Przedstawiona analiza obserwacji astrometrycznych układów podwójnych ze składnikami późnych typów dowodzi niezbicie, że przy użyciu teleskopów klasy 5–10-m wyposażonych w systemy optyki adaptywnej, możliwe jest uzyskanie bardzo wysokiej precyzji pomiarów astrometrycznych, zarówno w ciągu jednej nocy jak i w długich odstępach czasu. Warunkiem jest poprawne skorygowanie kilku efektów systematycznych, w szczególności refrakcji atmosferycznej czy dystorsji matrycy, jak również poprawnego działania systemu AO i obserwacji w małych polach widzenia. Osiągalna precyzja rzędu 100 μ as i mniej, pozwala wykrywać krążące wokoł składników badanych pobliskich układów planety o masach jowiszowych, a w sprzyjających warunkach nawet tzw. "super-Neptuny".

60

Rozdział 3

Fizyczne i orbitalne parametry układów spektroskopowo podwójnych

3.1 Parametry orbitalne układów spektroskopowo podwójnych

3.1.1 Układy spektroskopowo podwójne – SB2

Zgodnie z tzw. hipotezą Vogta, lub Vogta-Russela, własności fizyczne gwiazdy, takie jak jej rozmiary czy dzielność promieniowania, są jednoznacznie determinowane przez jej masę i skład chemiczny (Vogt, 1926). Innymi słowy, powstałe w tym samym momencie dwie gwiazdy o tej samej masie i składzie powinny mieć takie same rozmiary, emitować tyle samo energii i ewoluować w taki sam sposób. Hipoteza ta, chociaż nigdy nie potwierdzona doświadczalnie (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002), jest podstawą współczesnej teorii ewolucji gwiazd. Oznacza również, że najważniejszymi parametrami określającymi fizyczny charakter gwiazdy są właśnie jej masa i skład chemiczny. O ile skład można oszacować analizując widmo gwiazdy, o tyle masę wyznaczyć jest o wiele trudniej i w bezpośredni sposób możliwe jest jedynie przez wyznaczanie orbit składników różnego rodzaju układów podwójnych.

Jedną z najprostszych metod jest mierzenie prędkości radialnych (RV) i dopasowanie do nich orbity keplerowskiej. W przypadku zarejestrowania w widmie tylko jednego zestawu linii, pochodzących od jednego składnika i okresowych zmian prędkości radialnych tego składnika, mówimy o jednoliniowy układzie spektroskopowo podwójnym, typu SB1. Jeśli widoczne są dwa zestawy linii i możliwe jest wyznaczenie dwóch krzywych prędkości radialnych, mówimy o układzie dwuliniowym, typu SB2. Takie układy dają na temat mas składników więcej informacji, choć wciąż nie pełen ich zestaw. Prędkości radialne są związane z elementami orbitalnymi przez wynikającą z praw Keplera relację:

$$v_r = K[\cos\left(\nu + \omega\right) + e\cos\omega] + v_0 \tag{3.1}$$

gdzie v_r jest prędkością radialną gwiazdy w danym momencie, związanym jednoznacznie z chwilową wartością anomalii prawdziwej ν , K jest półamplitudą zmian RV, v_0 prędkością radialną barycentrum układu, e ekscentrycznością orbit, zaś ω to długość perycentrum – jeden

z kątów, określających orientację orbity w przestrzeni. Brakującymi parametrami są długość węzła wstępującego Ω oraz inklinacja *i*, czyli kąt nachylenia płaszczyzny orbity do płaszczyzny nieba. Powoduje to, iż z dopasowania orbity do pomiarów RV zgodnie z Relacją 3.1, nie jesteśmy w stanie wyznaczyć absolutnych wartości półosi barycentrycznych orbit składników $a_{1,2}$ i ich mas $m_{1,2}$ a jedynie zdegenerowane z inklinacją wielkości $a \sin i$ oraz $m \sin^3 i$.

Potencjalnie istnieją co najmniej trzy sposoby wyznaczenia inklinacji:

- Zarejestrowanie niekeplerowskich, relatywistycznych odchyłek od krzywych prędkości radialnych, zależnych bezpośrednio od i (Kopeikin i Ozernoy, 1999; Zucker i Alexander, 2007). Wymaga to jednak pomiarów RV z precyzją rzędu 1 m/s (zależnie od mas składników układu) oraz uwzględnienia innych efektów perturbujących orbitę keplerowską na tym poziomie,
- 2. Analiza i modelowanie krzywych blasku układów zaćmieniowych, co z kolei wymaga szczęśliwego ustawienia układu względem obserwatora. Układy zaćmieniowe są tematem następnego rozdziału tej pracy,
- 3. Określenie orbity astrometrycznej układu. Metoda ta jest ograniczona jednak do systemów stosunkowo nieodległych od Słońca, których okres orbitalny jest na tyle krótki, że pozwala na wykonanie niezbędnych obserwacji w sensownym czasie, zaś fizyczna separacja składników na tyle duża, że możliwe jest ich rozdzielenie dostępnymi instrumentami.

Krótki okres orbitalny jednocześnie implikuje duże amplitudy prędkości radialnych, co ułatwia ich pomiar z wysoką precyzją. Precyzja wyznaczenia mas składników w ostatnim przypadku zależy nie tylko od błędów prędkości, ale także bezpośrednio od jakości astrometrii oraz, w bardzo dużej mierze, od samej wartości kąta inklinacji. Małe błędy pomiarów w przypadku orbit o nachyleniu odległym od 90°, propagują się bezpośrednio na duże błędy w wyznaczeniu absolutnych mas.

Należy również dodać, iż fakt rozdzielenia danym instrumentem dwóch składników układu podwójnego pozwala w ogólności na wyznaczenie ich stosunku jasności w danym paśmie obserwacji. Z kolei porównanie obserwowanych, kątowych rozmiarów orbity z ich absolutnymi wartościami (w jednostach długości) pozwala na bezpośrednie, geometryczne wyznaczenie odległości do układu – wielkości bardzo cenionej w astrofizyce. Powiazanie różnicy jasności w danym paśmie (jednym lub wielu) z katalogowymi pomiarami jasności całego układu oraz odległością, daje wyznaczenia absolutnych jasności składników. Widać zatem, iż układy SB2, dla których możliwe jest wykonanie pomiarów astrometrycznych, są cennymi źródłami wiedzy o fundamentalnych parametrach gwiazd, a co za tym idzie, mogą być wykorzystane do wszelakiego rodzaju kalibracji czy testowania modeli ewolucji gwiazdowej. Aby były przydatne, wyznaczone parametry powinny być znane z dużą dokładnością. Za kanoniczną, graniczną wartość precyzji wyznaczeń parametrów przydatnych do testowania modeli ewolucyjnych, uznaje się wartość 3% (Blake i in., 2008; Clausen i in., 2008; Torres i in., 2010). Implikuje to konieczność wykonania zarówno precyzyjnych pomiarów RV, jak i astrometrii. Do tego pierwszego celu wykorzystać można stosowaną od wielu lat i święcącą sukcesy na polu wykrywania planet pozasłonecznych technikę komórki z jodem I_2 (Marcy i Butler, 1992), zmodyfikowaną na potrzeby układów SB2. Natomiast najlepszą precyzję astrometryczną dostaje się wykorzystując technikę interferometrii, gdyż, jak było wspomniane w poprzedniym rozdziale, błąd astrometryczny maleje z rozmiarami bazy interferometru B bądź lustra pojedynczego teleskopu D, odpowiednio jak B lub D do potęgi -1, przy czym $B \gg D$. Interferometr pozwala również na rozdzielenie składników układów ciaśniejszych niż w przypadku pojedynczego teleskopu, co potencjalnie zwiększa ilość systemów przydatnych do badań.

3.1.2 Astrometria interferometryczna

Dokładne pomiary astrometryczne, oprócz opisanej w poprzednim rozdziale możliwości wykorzystania optyki adaptywnej, wykonać można przy pomocy technik interferometrii optycznej. Jedna z możliwości przewiduje mierzenie tzw. funkcji widzialności V^2 , a ściślej kwadratu amplitudy znormalizowanej funkcji widzialności (lub f. koherencji) rozkładu jasności źródła. Poniższy opis metody pochodzi głównie z pracy Boden (1999). Inne źródła zostały wyszczególnione.

Interferometr o dwóch aperturach, o sumarycznej powierzchni zbierającej A, których położenie opisane jest wektorami $\mathbf{x_1}$ oraz $\mathbf{x_2}$, obserwuje źródło w kierunku określanym wektorem jednostkowym $\hat{\mathbf{s}}$. Światło kierowane jest przez dwie drogi zapóźnieniowe o długościach d_1 i d_2 do tzw. składacza wiązek (ang. *beam combiner*), gdzie następuje ich interferencja, konstruktywna lub destruktywna w zależności od różnicy długości dróg optycznych $D \equiv \hat{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{B} + d_1 - d_2$, gdzie $\mathbf{B} \equiv \mathbf{x_2} - \mathbf{x_1}$ jest wektorem bazy interferometru. Wartości pól elektromagnetycznych na aperturach 1 i 2 mogą być w uproszczeniu opisane relacjami:

$$\phi_1 \sim e^{ikd_1} e^{-i\omega t},$$

$$\phi_2 \sim e^{ikd_2} e^{-ik\hat{\mathbf{s}}\cdot\mathbf{B}} e^{-i\omega t},$$
(3.2)

gdzie *i* jest jednostką urojoną, *t* czasem, natomiast *k* i ω to odpowiednio liczba falowa i częstość fali, związane z długością fali obserwacji λ w następujący sposób: $k = 2\pi/\lambda$ oraz $\omega = 2\pi c/\lambda$. Wartość pola w składaczu wiązek wynosi $\phi_{com} = \phi_1 + \phi_2$ zaś uśredniona po czasie moc *P* wynosi:

$$P = 2AF(1 + \cos k(\mathbf{\hat{s}} \cdot \mathbf{B} + d_1 - d_2)) = 2AF(1 + \cos kD)$$
(3.3)

gdzie F jest strumieniem źródła. Powyższe równanie jest ścisłe dla monochromatycznych źródeł punktowych. W rzeczywistości mamy do czynienia z rozkładem jasności źródła na niebie $F(\alpha, \delta)$ i skończoną szerokością pasma obserwacji $\Delta \lambda$. Polichromatyczność powoduje znaczne ograniczenia na wartości d_1 oraz d_2 , takie aby $D \simeq 0$. W praktyce, dla pasma o centralnej długości fali λ_0 i szerokości $\Delta \lambda$, prążki interferencyjne pojawiają się dla D rzędu $\Lambda_{coh} \equiv \lambda_0^2 / \Delta \lambda$, wielkości zwanej długością koherencji.

Fundamentalne dla interferometrii twierdzenie van Citterta-Zernikego głosi, iż (zespolona) funkcja widzialności (koherencji) interferometru \mathcal{V} , będąca odpowiedzią instrumentu na padające ze źródła promieniowanie, jest dwuwymiarową transformatą Fouriera rozkładu jasności źródła:

$$\mathcal{V}(u,v) = \int d\alpha d\delta A(\alpha,\delta) F(\alpha,\delta) e^{-2\pi i (\alpha u + \delta v)}, \qquad (3.4)$$

gdzie u, v są tzw. częstościami przestrzennymi, związanymi ze składowymi bazy interferometru B_x, B_y i długością fali:

$$u = \frac{B_x}{\lambda}, \ v = \frac{B_y}{\lambda}.$$
(3.5)

Wielkością mierzoną bezpośrednio przez interferometr jest kwadrat modułu znormalizowanej funkcji widzialności – V^2 , $(V \equiv \mathcal{V}/P)$. Wielkość ta określana jest często mianem widzialności lub kontrastu prążków, gdyż w sposób bezpośredni wiąże się z mocą promieniowania w obszarach interferencji konstruktywnej P_{max} (wzmocnienie) i destruktywnej P_{min} (osłabienie promieniowania):

$$V = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}.$$
(3.6)

(Michelson, 1920; Michelson i Pease, 1921). W sensie twierdzenia van Citterta-Zernickego jest to rzeczywista część zespolonej funkcji widzialności \mathcal{V} . V^2 jest wielkością bezwymiarową i z definicji przyjmującą wartości [0:1]. Obserwowane źródło jest nierozdzielone przez dany interferometr jeśli $V^2 \simeq 1$.

Jednym z najważniejszych astronomicznych przykładów źródła jest jednorodny dysk, którego rozkład jasności we współrzędnych biegunowych na niebie (ρ, φ) można opisać poprzez $F(\rho) = F_0(\rho < \theta/2)$, gdzie $\rho \equiv \sqrt{\Delta \alpha^2 + \Delta \delta^2}$ interpretuje się jako odległość kątową od pozycji nominalnej (centrum) dysku, zaś θ jest jego rozmiarem kątowym. Rozkład jest punktowo symetryczny, więc nie ma zależności od kąta pozycyjnego φ . Zespolona funkcja widzialności \mathcal{V} również zapisana jest w odpowiedniej współrzędnej radialnej $v_r \equiv \sqrt{u^2 + v^2} = B_{\perp}/\lambda$:

$$\mathcal{V} = 2P_0 e^{-2\pi i (\alpha_0 u + \delta_0 v)} \frac{J_1(\pi v_r \theta)}{\pi v_r \theta},\tag{3.7}$$

gdzie (α_0, δ_0) są położeniem centrum dysku na niebie, a J_1 jest funkcją Bessel'a 1-go rodzaju, rzędu 1. Po normalizacji i zamianie v_r na B_{\perp} – wartością składowej bazy interferometru prostopadłej do kierunku na źródło – otrzymujemy wyrażenia:

$$V = e^{-2\pi i (\alpha_0 u + \delta_0 v)} \frac{2J_1(\pi \theta B_\perp/\lambda)}{\pi \theta B_\perp/\lambda},$$

$$V^2 = \left(\frac{2J_1(\pi \theta B_\perp/\lambda)}{\pi \theta B_\perp/\lambda}\right)^2.$$
(3.8)

Układ podwójny możemy przybliżyć dwoma jednorodnymi dyskami, mającymi na niebie współrzędne (α_1, δ_1) oraz (α_2, δ_2). Ich położenie względne definiowane jest jako $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ oraz $\Delta \delta = \delta_2 - \delta_1$. Wówczas zespolona funkcja widzialności układu jest sumą funkcji widzialności składników $\mathcal{V}_{bin} = \mathcal{V}_1 + \mathcal{V}_2$. Rejestrowana moc, analogicznie – $P_{bin} = P_1 + P_2$. Znormalizowana funkcja widzialności ma wówczas postać:

$$V_{bin} = \frac{V_1 P_1 + V_2 P_2}{P_1 + P_2} = e^{-2\pi i (\alpha_1 u + \delta_1 v)} \frac{|V_1| + r|V_2| e^{-2\pi i (\Delta \alpha u + \Delta \delta v)}}{1 + r},$$
(3.9)

gdzie $r \equiv P_2/P_1$ jest stosunkiem jasności składników. Obserwowany kontrast prążków V_{bin}^2 dany jest zatem relacją:

$$V_{bin}^{2} = \frac{V_{1}^{2} + r^{2}V_{2}^{2} + 2r|V_{1}||V_{2}|\cos(2\pi(\Delta\alpha u + \Delta\delta v)))}{(1+r)^{2}}$$
$$= \frac{V_{1}^{2} + r^{2}V_{2}^{2} + 2r|V_{1}||V_{2}|\cos(2\pi\mathbf{B}\cdot\mathbf{s_{bin}}/\lambda))}{(1+r)^{2}}.$$
(3.10)

3.1. PARAMETRY ORBITALNE UKŁADÓW SPEKTROSKOPOWO PODWÓJNYCH 65

We wzorze tym wielkość $\mathbf{s}_{\mathbf{bin}}$ jest wektorową różnicą między kierunkami do składników układu, równoznaczną względnemu położeniu składników na niebie ($\Delta \alpha, \Delta \delta$). Wielkość ta jest bezpośrednio związana z elementami orbitalnymi, poprzez relację:

$$\mathbf{s_{bin}}(t) = (\Delta \alpha(t), \Delta \delta(t)) = \kappa a \left(\mathbf{P}(\cos E(t) - e) + \mathbf{Q}\sqrt{1 - e^2} \sin E(t) \right), \qquad (3.11)$$

gdzie κ jest paralaksą trygonometryczną, *a* półosią wielką orbity względnej, *e* ekscentrycznością, E(t) anomalią ekscentryczną, powiązaną z czasem *t* i anomalią prawdziwą ν poprzez równanie Keplera $E - e \sin E = 2\pi (t - T_p)/P$ oraz zależność $\tan(\nu/2) = \sqrt{1 + e/1 - e} \tan(E/2)$ (van de Kamp, 1967). Wektory **P**, **Q** powiązane są z argumentem perycentrum ω , długością węzła wstępującego Ω oraz inklinacją *i* w następujący sposób(van de Kamp, 1967):

$$\mathbf{P} = \mathbf{l}\cos\omega + \mathbf{m}\sin\omega \qquad (3.12)$$
$$\mathbf{Q} = -\mathbf{l}\sin\omega + \mathbf{m}\cos\omega$$
$$\mathbf{l} = (\cos\Omega, \sin\Omega, 0)$$
$$\mathbf{m} = (-\cos i \sin\Omega, \cos i \cos\Omega, \sin i),$$

przy czym do astrometrii wykorzystuje się jedynie dwie pierwsze składowe tych wektorów. W ten sposób ruch orbitalny składników układu, złożony z ruchem obrotowym Ziemi, powoduje zmianę mierzonej wartości widzialności V^2 , pozwalając na odtworzenie względnego położenia składników układu w danej chwili.

Definicja V^2 (Równanie 3.6) wymaga, aby źródło punktowe, nierozdzielone dawało kontrast krążków równy dokładnie 1. Ze względu na niedoskonałości w konstrukcji instrumentów, warunek ten nie jest jednak spełniony. Typowa procedura mierzenia V^2 wymaga oprócz obserwacji obiektu badanego, dwóch obserwacji obiektu kalibracyjnego, wykonanych przed i po obiekcie badanym. Jako kalibratorów używa się odległych, jasnych gwiazd pojedynczych, będących dla danego instrumentu źródłami punktowymi, lub jakichkolwiek innych źródeł o znanym rozkładzie jasności lub możliwej do określenia funkcji widzialności V_{cal}^2 . Otrzymana z pomiarów wartość kontrastu prążków kalibratora $V_{cal,meas}^2$ pozwala na wyznaczenie współczynnika korekcji $f \equiv V_{cal}^2/V_{cal,meas}^2$, potrzebnego do przeskalowania pomiarów obiektu badanego: $V_{true}^2 = f V_{meas}^2$, gdzie V_{true}^2 i V_{meas}^2 są odpowiednio prawdziwą i zmierzoną wartością kontrastu prążków badanego źródła.

3.1.3 Precyzyjne prędkości radialne układów SB2

Aby precyzyjnie wyznaczyć prędkości radialne składników układu spektroskopowo podwójnego można wykorzystać obserwacje wykonane z komórką jodową. Widmo jodu I₂ jest powszechnie używane w poszukiwaniach planet pozasłonecznych jako dokładny wzorzec długości fali oraz do monitorowania zmian PSF-u spektrografu. W standardowym podejściu przesunięcie dopplerowskie widma gwiazdy $\Delta \lambda$ wyznaczane jest przez rozwiązanie równania w postaci

$$I(\lambda) = [F(\lambda + \Delta\lambda_s)T(\lambda + \Delta\lambda_{I_2})] \otimes PSF, \qquad (3.13)$$

gdzie $\Delta \lambda_s$ jest przesunięciem widma gwiazdy (względem wzorca), $\Delta \lambda_{I_2}$ jest przesunięciem funkcji transmisji (widma) jodu T, \otimes reprezentuje splot a PSF zestaw parametrów okreslających PSF spektrografu (Marcy i Butler, 1992). Dopplerowskie przesunięcie widma gwiazdy



Rysunek 3.1: Fragment znormalizowanego widma gwiazdy podwójnej HD 4676 (czerwona linia) obserwowanej bez komórki z jodem. Funkcja transmisji jodu w tym samym zakresie długości fali pokazana jest poniżej w bardzo wysokiej rozdzielczości spektralnej (linia niebieska). Najniżej (linia zielona) pokazana jest obserwacja tej samej gwiazdy przez komórkę z jodem (Konacki, 2009).

jest wówczas dane przez $\Delta \lambda = \Delta \lambda_s - \Delta \lambda_{I_2}$. Wielkości $\Delta \lambda_s$, $\Delta \lambda_{I_2}$ oraz *PSF* wyznaczane są z dopasowania metodą najmniejszych kwadratów do widma gwiazdy *I*, obserwowanego przez komórkę z jodem. *F* oznacza widmo gwiazdy zarejestrowane bez komórki z jodem i służy za wzorzec dla wszystkich widm rejestrowanych z jodem. Przykładowe widma gwiazdy wykonane bez komórki oraz z komórką, pokazane są na Rysunku 3.1, wraz z funkcją transmisji jodu, uzyskaną w znacznie większej rozdzielczości spektralnej niż widma. Funkcję transmisji jodu *T* danej komórki można uzyskać albo obserwując jasne, szybko rotujące gwiazdy typu O lub B, lub, co jest bardziej wskazane, w laboratorium. Widmo jodu wykorzystywane w niniejszej pracy uzyskane zostało w obserwatorium Kitt Peak za pomocą instrumentu *Fourier Transform Spectrometer*.

Powyższe podejście ma zastosowanie tam, gdzie widoczny jest tylko jeden zestaw linii widmowych, czyli dla gwiazd pojedynczych i układów SB1. Jeden wzorzec widma, wykonany bez jodu, wystarczy wówczas dla wszystkich pozostałych obserwacji. W przypadku układów SB2 obserwowane widmo systemu zmienia się z fazą orbitalną, przez co w ogólności za każdym razem wygląda inaczej. Rozwiązanie tego problemu, opisane poniżej, zostało przedstawione w kilku pracach autorstwa Konackiego (2005; 2009) oraz Konackiego i in. (2009; 2010).

W czasie obserwacji wykonane zostają za każdym razem dwa widma: jedno z komórką jodu – I^t , drugie bez – F^t , przy czym t oznacza daną epokę obserwacji. To drugie służy jako wzorzec jedynie dla widma z jodem wykonanego tuż przed, lub tuż po nim. Zakłada się, że różnica prędkości składników jest pomijalna, co z kolei ogranicza w pewien sposób czas integracji. Na-

stępnie wykonywane jest standardowe dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów, zgodnie z Równaniem 3.13, w celu otrzymania przesunięć widm i parametrów PSF. Same przesunięcia nie niosą ze sobą użytecznych informacji, gdyż przedstawiają przesunięcie względem "chwilowego" wzorca, będącego złożeniem dwóch widm. Jednakże otrzymane parametry PSF oraz rozwiązanie długości fali, pozwalają na uzyskanie dokładnie skalibrowanego, oczyszczonego z linii jodu widma gwiazdy I_{\star}^t w danym czasie, t przez odwrócenie równania 3.13:

$$I^{t}_{\star}(\lambda) = [I^{t}(\lambda) \otimes^{-1} PSF^{t}]/T(\lambda), \qquad (3.14)$$

gdzie \otimes^{-1} oznacza dekonwolucję a PSF^t zestaw parametrów opisujących PSF spektrografu w epoce obserwacji t. Dodać należy, że przy wyznaczaniu parametrów zgodnie z równaniem 3.13 wykonywana jest normalizacja do kontinuum oraz działania wykonywane są na macierzach. Mamy zatem do czynienia nie z jednym równaniem, a z niedookreślonym układem równań, który rozwiązywany jest w tym przypadku za pomocą metody największej entropii, zaimplementowanej w pakiecie MEMSYS5.

Wstępne wartości prędkości składników wyznaczane są poprzez metodę dwuwymiarowej korelacji krzyżowej TODCOR (Zucker i Mazeh, 1994) z widma I_{\star}^{t} , uzyskanego z Równania 3.14, porównanego z widmami syntetycznymi, uzyskanymi kodami ATLAS9 oraz ATLAS12 (Kurucz, 1995). Metoda ta polega na znalezieniu maksimum funkcji:

$$R(s_1, s_2) = \sqrt{\frac{C_1^2(s_1) - 2C_1(s_1)C_2(s_2)C_{1,2}(s_2 - s_1) + C_2^2(s_2)}{1 - C_{1,2}^2(s_2 - s_1)}}$$
(3.15)

na płaszczyźnie (s_1, s_2) , gdzie C_1 i C_2 oznaczają jednowymiarowe funkcje korelacji krzyżowej względem odpowiednio wzorca 1 i 2, $C_{1,2}$ funkcję korelacji krzyżowej wzorca 1 względem wzorca 2, natomiast współrzędne s_1 i s_2 oznaczają w ogólności przesunięcia, interpretowane w tym przypadku jako przesunięcia w domenie prędkości. Maksimum funkcji R odpowiada wartości prędkości dla dwu składników układu podwójnego.

W powyżej opisany sposób możliwe jest osiągnięcie precyzji pomiaru prędkości na poziomie 20-30 m/s (Konacki, 2005). Zwiększenie precyzji osiągane jest przez zastosowanie rozplątywania widma, na przykład w podejściu tomograficznym, które zaproponowali Bagnuolo i Gies (1991). Do implementacji numerycznej ponownie zastosowany został pakiet MEMSYS5. Ideę rozplątywania tomograficznego prezentuje Rysunek 3.2. Złożone, chwilowe widmo układu SB2 może być wyobrażone jako wynik patrzenia przez dwie powierzchnie (reprezentujące składowe widma układu) pod różnymi kątami. Zmiana fazy orbitalnej, odpowiada zmianie kąta patrzenia, przez co zmienia się wzajemne przesunięcie linii widmowych (prędkości radialne składników). Rozplątywanie dokonuje się w oparciu o wstępne wartości prędkości wyznaczone metodą TODCOR. Rozplątane, rzeczywiste widma składników mogą służyć jako wzorce do wyznaczenia przesunięć doplerowskich bezpośrednio z Równania 3.13, przy czym człon $F(\lambda + \Delta\lambda)$ zastąpiony jest przez sumę $S^1(\lambda^1 + \Delta\lambda)^1 + \delta_S S^2(\lambda^2 + \Delta\lambda^2)$, gdzie S^1 , S^2 oznaczają osobne, rozplątane widma składników, zaś δ_S stosunek ich jasności. Mozliwa do osiągnięcia precyzja pomiarów sięga w sprzyjających warunkach 2 m/s (Konacki i in., 2009, 2010).

Aby uzyskać wysoką precyzję pomiarów, widma muszą mieć duży stosunek sygnału do szumu, typowo > 50 dla widm z jodem. Stosunek jasności δ_S przekłada się równiez na SNR



Rysunek 3.2: Naturalna realizacja idei rozplątywania tomograficznego – obserwacja składników widma pod różnymi kątami, związanymi jednoznacznie z fazą oritalną, powoduje obserwowane przesunięcie linii widmowych składników względem siebie (Konacki i in., 2010).

rozplątanych komponentów, przykładowo jeśli zarejestrowane widmo ma $SNR \sim 100$, a $\delta_S = 3/2$, to widmo składnika głównego ma $SNR \sim 77$, zaś wtórnego $SNR \sim 63$, tzn. $\left(\frac{SNR_1}{SNR_2}\right)^2 = \frac{3}{2}$. Oznacza to, że przy takiej samej sumarycznej jasności dwu systemów, najlepiej zmierzone prędkości będzie miał składnik główny układu o większym stosunku jasności, zaś najgorzej składnik wtórny tegoż właśnie układu.

3.1.4 Oddziaływania pływowe i grawitacyjne w ciasnych układach podwójnych

Gwiazdy znajdujące się w stosunkowo ciasnych układach podwójnych, poddane są wzajemnemu działaniu sił pływowych, powodujących ich odkształcenia, łamiących symetrię sferyczną i osiową. Potencjały grawitacyjne takich gwiazd różnią się znacznie od przypadków sferycznych, przyciąganie grawitacyjne zmienia się z odległością r inaczej niż r^{-2} , co powoduje wystąpienie efektów nie istniejących w przypadku gwiazd pojedynczych, czy rozległych układów podwójnych. Przede wszystkim rotacja niesferycznej gwiazdy wokół osi nierównoległej do kierunku widzenia, powoduje mierzalną modulację jasności, związaną z rozmiarem powierzchni widzianej przez obserwatora. Po drugie, występują znaczne odstępstwa od orbitalnego ruchu keplerowskiego, czego przykładem jest ruch linii apsyd, obserwowany w wielu ekscetrycznych układach podwójnych. Obserwowane są również niekeplerowskie przyczynki do krzywych prędkości radialnych, maskujące na przykład prawdziwą wartość ekscentryczności orbity. Pojawia się w końcu szereg procesów długofalowych, polegających na modulacji i długotrwałej ewolucji elementów orbitalnych układu, czy parametrów samych składników. Oddziaływania pływowe

3.1. PARAMETRY ORBITALNE UKŁADÓW SPEKTROSKOPOWO PODWÓJNYCH 69

dążą albo do zacieśniania orbity, prowadzącego z czasem do zderzenia składników, albo do ustalenia stanu równowagi, w którym:

- osie rotacji składników ustawione są równolegle do siebie i do wektora orbitalnego momentu pędu,
- okres rotacji składników zrównany jest z okresem orbitalnym układu,
- orbita układu ulega ukołowieniu

(Hut, 1981), przy czym każdy z tych procesów zachodzi w innej skali czasowej.

Mechanizm odpowiedzialny za ewolucję parametrów w układach podwójnych zależy od struktury gwiazdy i jest inny dla otoczek promienistych niż dla otoczek konwektywnych (Zahn, 1977). Dla gwiazd późnych typów, mających otoczki konwektywne sięgające bardzo głęboko, lub wręcz będących całkowicie konwektywnymi, najbardziej prawdopodobnym zjawiskiem prowadzącym do zrównoleglenia momentów pędu, synchronizacji i ukołowienia orbity wydaje się być lepkość turbulentna, związana z obszarami konwekcji (Zahn, 1977). Niestety najlepszy znany nam teoretyczny opis konwekcji jest wciąż niedoskonały. Można niemniej ocenić, iż w ośrodku konwektywnym rozprowadzenie energii następuje w skalach czasowych rzędu roku (Zahn, 1966, 1977). Jest to 5-6 rzędów wielkości szybciej niż oczekuje się dla procesu synchronizacji, i aż 8 rzędów wielkości szybciej niż cyrkularyzacja, co czyni ten mechanizm skutecznym dysypatorem energii pływowej.

Ustawienie osi rotacji względem płaszczyzny orbity

Nie jest wiadome, czy gwiazdy w układach podwójnych formują się rotując równolegle do ruchu orbitalnego, czy też dowolnie. Wskazówką przemawiającą za tym pierwszym scenariuszem jest fakt, że zarówno obrotowe (spiny) jak i orbitalne momenty pędu są reliktem pierwotnego momentu pędu obłoku molekularnego (Mazeh, 2008). Jeśli pierwotna orientacja momentów jest nierównoległa, to wykluczone byłyby niektóre scenariusze powstawania układów podwójnych (np.: Durisen i in., 2001; Machida i in., 2005). Siły pływowe dążyłyby do zrównoleglenia wszystkich wektorów momentu pędu, a więc nie tylko (choć przede wszystkim) obrotowych, lecz również i orbitalnego, a także, w krótszych skalach czasowych, do precesji wektorów momentów pędu wokół wektora całkowitego momentu pędu systemu (Mazeh, 2008). Dodatkowo nierównoległość spinów względem momentu orbitalnego może wywierać znaczący wpływ na ruch apsyd układu (Shakura, 1985; Petrova i Orlov, 2003).

Bezpośredni pomiar nachyleń spinów gwiazd możliwy jest dzięki tzw. efektowi Rossitera-McLaughlina (RM; Rossiter, 1924; McLaughlin, 1924), popularnemu ostatnio dzięki obserwacjom planet tranzytujących (np.: Cochran i in., 2008; Fabrycky i Winn, 2009; Simpson i in., 2010). Efekt RM polega na zmianie kształtu linii widmowych podczas zaćmienia (lub tranzytu), wynikającego z przesłaniania w jego trakcie różnych części dysku gwiazdy, mających ze względu na rotację gwiazdy, różną obserwowaną prędkość radialną. Innymi słowy różne części tarczy rotującej gwiazdy dają różny wkład do położenia i kształtu linii widmowych. Kształt odchylenia mierzonych prędkości radialnych zależy od prędkości rotacji gwiazdy i wzajemnego nachylenia osi rotacji gwiazdy i płaszczyzny orbity układu, daje zatem bezpośrednią informację o względnym ustawieniu wektorów momentów pędu. W przypadku układów gwiazd podwójnych, efekt RM bezpośrednio i bezsprzecznie dowiódł nierównoległości spinów i momentu oritalnego jedynie w przypadku układu DI Her (Albrecht i in., 2009), co pozwoliło wyjaśnić obserwowaną od dawna niezgodność pomiędzy mierzonym a teoretycznym tempem ruchu linii apsyd (Guinan i Maloney, 1985; Shakura, 1985; Claret i in., 2010). Prawdopodobnie nierównoległość momentów pędu obserwowana była także dla układu DE Dra (Hube i Couch, 1982), aczkolwiek ze względu na niedokładne wówczas techniki, znaczenie tego wyniku jest kwestionowane (Mazeh, 2008). Dla wielu innych układów podwójnych, nierównoległość momentów była pośrednio sugerowana czy to na podstawie niezgodnego z teorią ruchu linii apsyd (Petrova i Orlov, 2003) czy też na podstawie modulacji jasności pochodzącej od plam na powierzchni rotującej gwiazdy (Głębocki i Stawikowski, 1995).

Od strony teoretycznej opis ewolucji nachyleń osi rotacji opisał Hut (1980, 1981), wykorzystując tzw. model słabego tarcia (Darwin, 1879; Alexander, 1973). W modelu tym, ze względu na obecność różnych mechanizmów rozpraszających energię (np. lepkość w zewnętrznych warstwach gwiazdy), odkształcenie pływowe jest różne od przewidywanego przez kształt powierzchni ekwipotencjalnej. Innymi słowy odkształcenie nie jest skierowane w stronę drugiej gwiazdy, co z kolei powoduje powstanie dodatkowego momentu siły w grawitacyjnym przyciąganiu składników. Następuje również przepływ momentu pędu pomiędzy rotacją gwiazdy a orbita układu. Występujące odchylenie między kierunkiem do drugiego składnika a maksimum wybrzuszenia pływowego jest stałe i proporcjonalne do prędkości katowej ruchu orbitalnego drugiej gwiazdy (Hut, 1981). Skala czasowa procesu zrównoleglania wektorów momentów pędu jest silnie zależna od wartości samych momentów pędu i jest tym krótsza, im moment pędu orbitalny jest większy od spinu składnika, typowo rzędu $10^5 - 10^6$ lat. Należy jednak pamiętać, że powstawanie i wartość dodatkowego momentu siły na skutek przesuniętego odkształcenia pływowego, zależy od skuteczności procesów dysypatywnych zachodzacych w zewnętrznych warstwach gwiazdy. W przypadku gwiazd późnych typów głównym mechanizmem dysypatywnym jest lepkość konwektywna (w otoczce), opisywana w oparciu o najpopularniejszy, aczkolwiek jedynie przybliżony i niedoskonały, model średniej drogi mieszania.

Synchronizacja okresów orbitalnego i rotacji

W podobnej skali czasu (Hut, 1981; Zahn, 1989; Mazeh, 2008) odbywa się synchronizacja okresów rotacji składników z okresem orbitalnym. Problemem w zrozumieniu zjawiska jest jednakże sama istota rotacji. Sam termin *rotacja gwiazdy* jest niesprecyzowany, gdyż zakładana najczęściej w rozważaniach teoretycznych rotacja gwiazdy jako ciała sztywnego, jest oczywiście nadmiernym uproszczeniem (Mazeh, 2008). Oprócz oczywistego przykładu Słońca, różnicowa rotacja gwiazd potrzebna była do wytłumaczenia obserwacji układu podwójnego V511 Lyr (Lyytinen i in, 2002) czy posiadającego planetę, karła późnego typu ϵ Eri (Croll i in., 2005).

W literaturze przez pojęcia *prędkość* lub *okres rotacji* rozumiane są wielkości wynikające z pomiarów wykonanych na podstawie poszerzenia linii widmowych lub okresowej modulacji jasności, pochodzacej od plam. W pierwszym przypadku mierzona jest *prędkość* uśredniona po całym zakresie współrzędnej szerokości tarczy gwiazdy, jako że każdy fragment tarczy wnosi inny przyczynek do prędkości i do kształtu linii widmowej. Ważna jest także znajomość prędkości makroturbulencji, poszerzającej linie widmowe niezależnie od rotacji. W przypadku modulacji jasności mierzony jest *okres rotacji* na szerokości tarczy, na której występuje plama.

W obu przypadkach, aby przejść z jednej wielkości do drugiej, wymagana jest znajomość promienia gwiazdy, najczęściej jedynie szacowanego na podstawie innych obserwabli.

Ponieważ wartość orbitalnego momentu pędu jest z reguły dużo większa niż obrotowego, synchronizacja okresów rotacji powinna być osiągana dużo szybciej niż ukołowienie orbity (Zahn, 1977; Hut, 1981). Skala czasowa synchronizacji zależy jednak od parametrów układu, w szczególności stosunku półosi orbity do promienia gwiazdy ~ $(a/R)^6$, czy stosunku mas ~ q^{-2} (Zahn, 1977). W przypadku orbit ekscentrycznych siła oddziaływania pływowego będzie zmienna w czasie i największa w okolicach peryastronu (siła pływowa zależy od odległości jak r^{-7} ; Hut, 1981). Równowaga ustala się wówczas dla okresów rotacji krótszych niż orbitalne, zależnych od wartości e (Hut, 1981, rel. 42). Gwiazda osiąga wówczas stan pseudosynchronizacji. Często w rozważaniach teoretycznych przyjmuje się, że zrównoleglenie spinów i orbitalnego momentu pędu nastąpiło wcześniej (Zahn i Bouchet, 1989), co jednak nie zawsze musi być prawdą. Według teorii (Hut, 1981), skala obu zjawisk zależy od stosunku wartości orbitalnego i obrotowego momentu pędu.

Ukołowienie orbity

Ze wszystkich wymienionych procesów, ten wydaje się odbywać w najdłuższych skalach czasowych, 2-3 rzędy wielkości dłuższych niż synchronizacja orbity i zrównoleglenie momentów pędów (Zahn, 1977; Hut, 1981), zależnych jednak od stosunku półosi orbity do promienia gwiazdy ~ $(a/R)^8$, czy stosunku mas ~ $(q(1+q)/2)^{-1}$ (Zahn, 1977). Proces ten powinien jednak być najbardziej skuteczny i praktycznie zakończony na etapie ewolucji przed ciągiem głównym, tzn. w czasie rzędu 10⁸ lat (Zahn i Bouchet, 1989), kiedy gwiazda jest rozdęta, przez co podlega największym oddziaływaniom pływowym. Warto jednak pamiętać, że w tym czasie jej struktura znacznie się zmienia, co ma bezpośredni wpływ na tempo zachodzenia wszystkich procesów pływowych (Zahn i Bouchet, 1989; Mazeh, 2008).

Teoria cyrkularyzacji przewiduje istnienie granicznej wartości oresu orbtialnego P_{cut} , rozdzielającego układy z orbitami kołowymi od tych z ekscentrycznymi. Wartość P_{cut} powinna zawierać się między 7,2 a około 8,5 dnia dla gwiazd z otoczkami konwektywnymi i jest funkcją początkowego promienia gwiazdy na lini Hayashi'ego (Zahn i Bouchet, 1989). Obserwacje układów podwójnych z różnych równowiekowych grup: przed ciągiem głównym (Melo i in, 2001), w młodych gromadach (Mayor i Mermiliod, 1984), czy nawet w halo (Latham i in., 1992), wykazały istnienie takiego granicznego okresu orbitalnego, o wartości skorelowanej z wiekiem próbki (Meibom i Mathieu, 2005).

Cała teoria oddziaływań pływowych i ewolucji parametrów orbitalnych, zwłaszcza jeśli chodzi o skale czasowe procesów, jest wciąż niedoskonała. Pomimo sporej liczby sukcesów i obserwacyjnych argumentów potwierdzających jej słuszność, znane są przykłady trudne do wyjaśnienia na jej gruncie. Oprócz wspominanych DI Her czy DE Dra, gdzie osie rotacji są odchylone od wektora orbitalnego momentu pędu, można przytoczyć układ V1143 Cyg – układ zaćmieniowy o okresie orbitalnym 7,6 dnia i ekscentryczności 0,54, w wieku około 2 Gyr (Andersen i in., 1987). Dzięki bezpośredniemu wyznaczeniu promieni i rzutowanych prędkości rotacji, Andersen i in. (1987) dowiedli, że składnik wtórny rotuje z okresem pseudosynchronizacji, zaś składnik główny nie, co jest wyzwaniem dla teorii, podobnie jak bardzo duża ekscentryczność przy wyznaczonym wieku układu. Jednocześnie (Albrecht i in., 2007) przy wykorzystaniu efektu RM, dowiedli równoległości wektorów orbitalnego i obrotowych momentów pędu. W wielu innych przypadkach, podważających słuszność teorii oddziaływań pływowych, jako wytłumaczenie podaje się wpływ grawitacyjny trzeciego ciała, znajdującego się na zewnętrznej orbicie.

Wpływ trzeciego ciała na ewolucję elementów orbitalnych

Systematyczne przeglądy układów podwójnych w poszukiwaniu ich towarzyszy, pokazały, że aż 96% układów podwójnych o okresie orbitalnym poniżej 3 dni to potrójne systemy hierarchiczne (Tokovinin i in., 2006), tzn. takie w których stosunek półosi orbity trzeciego ciała a_3 do półosi orbity układu podwójnego $a_{1,2}$ jest duży. Sugeruje to znaczący wpływ grawitacyjnego oddziaływania trzeciego składnika na ewolucję wewnętrznego układu podwójnego, prowadzącą prawdopodobnie w większości przypadków do zacieśnienia orbity. Dynamiczny opis potrójnych układów hierarchicznych podał Harrington (1968, 1969), zaś opis ewolucji elementów orbitalnych przedstawili Mazeh i Shaham (1979). Mechanizm Mazeha-Shahama przewiduje m.in. periodyczne oscylacje ekscentryczności wewnętrznej orbity z okresem T_{mod} , zależnym od stosunku półosi orbitalnych ~ $(a_3/a_{1,2})^3$. Owe cykle modulacji *e* znane są w literaturze jako *cykle Kozai*, gdyż Kozai (1962) po raz pierwszy przedstawił ich opis w odniesieniu do asteroid poruszających się po ekscentrycznych, mocno nachylonych orbitach wewnątrz orbity Jowisza.

Wpływ trzeciego ciała okazuje się być na tyle istotny, że w sprzyjających przypadkach może indukować bardzo wysokie wartości $e_{1,2}$, pomimo długotrwałego działania sił pływowych, dążących do ukołowienia orbity (np.: Ford i in., 2000). Wartość maksymalnej, możliwej do uzyskania ekscentryczności, zależy głównie od względnego nachylenia orbit układu wewnętrznego i trzeciego ciała, która musi być większa od około 40°, aby modulacja ekscentryczności była znacząca. W takiej sytuacji, w momencie przejścia przez peryastron, występowałoby silne oddziaływanie pływowe między składnikami wewnętrznej pary, które z kolei poprzez dysypację energii prowadziłoby do zacieśniania jej orbity. Mechanizm Mazeha-Shahama i obecność trzeciego składnika, często są zatem używane do wyjaśnienia obserwowanej, wysokiej wartości ekscentryczności orbity ciasnych układów podwójnych, czy też planet pozasłonecznych.

Innym możliwym przejawem obecności trzeciego ciała w układzie jest ruch linii apsyd, lub precesja wektora orbitalnego momentu pędu wokół całkowitego wektora momentu pędu układu. To z kolei może prowadzić do nierównoległości momentów pędu orbity wewnętrznej pary i spinów jej składników (Mazeh, 2008), co zostało zaproponowane w odniesieniu do planet pozasłonecznych (Fabrycky i Tremaine, 2007), jak również do układu zaćmieniowego TY CrA (Beust i in., 1997).

3.2 Przypadek BY Dra

Obiektem wybranym do analizy jest dobrze znany układ spektroskopowo podwójny BY Draconis (Gl 719, HD 234677, HIP 91009, NLTT 46684, BD+51 2402; $V \simeq 8,07 \text{ mag}$) – prototyp całej klasy obiektów późnych typów, charakteryzujących się wysoką aktywnością, występowaniem rozbłysków, obecnością plam i emisją w liniach widmowych H i K wapnia. Regularne badania tego obiektu zaczęły się w latach 40-ych XX wieku, kiedy Münch zaobserwował linie emisyjne wapnia w widmie gwiazdy (Münch, 1944). Obserwacja ta została później potwierdzona przez
3.2. PRZYPADEK BY DRA

Poppera (1953), który zauważył również emisje w liniach balmerowskich wodoru. Na jednym ze spektrogramów linie te były wyjątkowo silne, co prowadziło do konkluzji, iż BY Dra może być przedstawicielem nowo vodkrytej klasy gwiazd rozbłyskowych (Popper, 1953).

Rozpoczął się regularny monitoring fotometryczny obiektu, ale zmienność została potwierdzona dopiero kilkanaście lat później, kiedy Chugainov uzyskał quasi-sinusoidalną krzywą blasku o amplitudzie 0,23 magnitudo w pasmie Strömgrena y, oraz okresie modulacji 3,826 dnia (Chugainov, 1966). Zmienność ta została później zinterpretowana jako pochodząca od chłodnej plamy na powierzchni rotującej gwiazdy. Rozbłyski fotometryczne jako pierwsi zarejestrowali Cristaldi i Rodono (1968), którzy pomiędzy lipcem 1967 a lipcem 1970 zanotowali dwanaście takich zjawisk (Cristaldi i Rodono, 1970, 1971). W tym samym czasie Krzemiński (1969) potwierdził zmienność z okresem 3,826 d, przy czym zauważył zmienną amplitudę modulacji jasności. Najdokładniejszy jak dotąd okres tej modulacji, a więc zapewne rotacji gwiazdy, podali Pettersen i in. (1992), którzy uzyskali wartość $P_{rot}=3,8285$ d jako średnią wartość z obserwacji wykonanych w latach 1965-1989.

Spektroskopowa podwójność układu BY Dra została pierwszy raz zauważona przez Krzemińskiego i Krafta (1967). Podali oni okres orbitalny $P_{orb} =5,981$ d, ale nie opublikowali pełnego rozwiązania orbitalnego. Zostało ono przedstawione później przez Boppa i Evansa (1973) na podstawie 23 widm uzyskanych pomiędzy czerwcem 1966 i lipcem 1977, z czego na 15-tu widoczne były niezblendowane linie Ca II H i K. Bopp i Evans (1973) przeprowadzili również analizę plam na powierzchni gwiazdy, przy założeniu zaplamienia składnika głównego. Wyznaczyli prędkość rotacji na około 5 km/s oraz nachylenie osi rotacji około 30 stopni. Od tego czasu układ BY Draconis stał się prototypem całej klasy aktywnych gwiazd późnego typu widmowego, wykazujących zmienność fotometryczną pochodzącą od plam, szybką rotację i silną emisję w liniach wapnia. Znamienne jest również, że ponad 85% gwiazd typu BY Dra to krótkookresowe układy podwójne (Bopp i in., 1980).

Rozwiązanie orbitalne poprawili później Vogt i Fekel (1979) na podstawie widm reticonowych wysokiej rozdzielczości. Zakładając równoległość orbitalnego i obrotowego momentu pędu, podali oni również rzutowaną prędkość rotacji $v \sin i$ składnika głównego wynoszącą około 8,5 km/s. Oszacowany na tej podstawie promień składnika głównego miałby być większy niż 0,9 R_{\odot}, co doprowadziło do konkluzji, iż BY Dra jest przed etapem ewolucji na ciągu głównym (ang.: *Pre-MainSequence*, PMS). Miałoby to być potwierdzone przez:

- dużą różnicę jasności, pomimo zmierzonego stosunku masy bliskiego 1 (q = 0.98),
- znaczącą ekscentryczność orbity $(e \sim 0,3)$,
- relację wizualnej jasności powierzchniowej Barnesa-Evansa (Barnes i in., 1978),
- różnicę między okresem orbitalnym i rotacji.

Niemniej, niektórzy autorzy, jak np. Głębocki i Stawikowski (1995), poddawali później krytyce założenie równoległości momentów pędu. Parametry orbitalne, jak i wartość rzutowanej prędkości rotacji obu składników, zostały później poprawione przez Lucke i Mayora (1980). Wykorzystali oni nowe widma z instrumentu CORAVEL i uzyskali wartości rzutowanych prędkości rotacji $v_1 \sin i = 8,05$ km/s i $v_2 \sin i = 7,42$ km/s oraz stosunek mas q = 0,89 – wartość

znacznie bardziej różną od 1 niż ta, którą wcześniej podali Vogt i Fekel. Lucke i Mayor oszacowali również różnicę jasności w paśmie widzialnym (1,15 mag) i promień składnika głównego (1,2 - 1,4 R_{\odot}), zauważając jednak, iż przy większej prędkości makroturbulencji wynik byłby zredukowany o czynnik 2.

Najbardziej aktualne rozwiązanie orbitalne, razem z rozwiązaniem astrometrycznyn, podali Boden i Lane (2001). Powiązali oni archiwalne prędkości radialne wraz z astrometrią opartą na pomiarach interferometrycznych z instrumentu *Palomar Testbed Interferometer* (PTI; Colavita, 1999) zebranych w roku 1999. Uzyskana przez nich wartość inklinacji orbity – 152° (orbita wsteczna) – zgodna jest z wczesnymi oszacowaniami osi rotacji składników (Bopp i Evans, 1973), ale nie z późniejszymi (Głębocki i Stawikowski, 1995). Niniejsza praca również wykorzystuje pomiary z PTI, obecnie dostępne publicznie, ale w przypadku BY Dra obejmujące już prawie 9 lat obserwacji. Ten zestaw danych wraz z nowymi, precyzyjnymi pomiarami prędkości radialnych, pozwolił uzyskać wyniki o rząd wielkości dokładniejsze, niż te, które podali Boden i Lane.

Warto również dodać, że BY Dra jest hierarchicznym systemem potrójnym. Zuckerman i in. (1997) wskazali gwiazdę o takim samym jak BY Dra ruchu włanym, odległą o 17 sekund łuku. Na podstawie fotometrii wielobarwnej, Zuckerman i in. (1997) oszacowali typ widmowy towarzysza na M5 oraz wiek na co najmniej 3×10^8 lat, co czyni mniej prawdopodobnym scenariusz ewolucji przed ciągiem głównym. Kolejny domniemany komponent sugerowany jest w tzw. *Dodatku Układów Podwójnych i Wielokrotnych* do katalogu satelity *Hipparcos (Double and Multiple System Annex;* ESA, 1997). Podane są parametry kołowej orbity fotocentrum, o okresie 114 d i nachyleniu 113 stopni, jednakże Boden i Lane (2001) dowiedli, że jest to rozwiązanie mało prawdopodobne, gdyż czwarte ciało powodowałoby znaczące zaburzenia w prędkościach radialnych układu BY Dra AB, które nie są widoczne w pomiarach literaturowych. Kwestia wielokrotności układu BY Draconis oraz wzajemnego wpływu skłdników będzie poruszana w niniejszej pracy.

Natura układu BY Dra pozostaje niepewna. Nie zostało ustalone, czy jest to układ ewoluujacy na ciągu głównym, czy też przed tym etapem. Za tym drugim scenariuszem przemawia ekscentryczna orbita, niezgodność okresu orbitalnego i rotacji (mierzonego na podstawie zmienności fotometrycznej, przypisywanej plamom i aktywności), zgodność obserwowanego okresu rotacji z przewidywaniami dla stanu pseudosynchronizacji, czy sugestie o nierównoległości momentów pędu orbitalnego i obrotowych. Teoria oddziaływań pływowych przewiduje taką sytuację jedynie dla bardzo młodych systemów. Niemniej, podane przez Vogta i Fekela (1979), a później Lucke i Mayora (1980), wartości promieni składników, pasujące do scenariusza PMS, wyznaczone zostały w oparciu o założenie równoległości momentów pędu. Z drugiej strony, stosunek mas nie jest tak bliski 1 jak poczatkowo sadzono, zaś oszacowania wieku trzeciego składnika wskazują ewolucję co najmniej na wczesnym etapie ciągu głównego, a nie przed nim. Nie jest określony również wpływ, jaki trzecie ciało wywiera na wewnętrzną orbitę. Dotychczasowe pomiary parametrów fizycznych, jak masy czy jasności absolutne, są niewystarczająco dokładne aby wysnuwać wnioski na temat statusu ewolucyjnego układu. Niniejsza praca przedstawia wartości o około rząd wielkości dokładniejsze (w szczególności precyzja wyznaczenia mas sięga niewiele ponad 3%), które już pozwalają na postawienie znaczących ograniczeń na wiek układu.

Tablica 3.1: Wartości prędkości radialnych składników układu BY Dra wraz z ich błędami i residuami. Błędy formalne oznaczone są przez σ , zaś ostateczne przez ϵ . Indeks "1" odnosi się do składnika głównego, zaś "2" do wtórnego. "K/H" oznacza pomiary wykonane teleskopem/spektrografem Keck I/HIRES, "T/S" – TNG/SARG oraz "S/H" – Shane/HamSpec.

									inspee.	
	TDB	v_1	σ_1	ϵ_1	$\overline{O-C_1}$	v_2	σ_2	ϵ_2	$O - C_2$	$\overline{\text{Tel.}}/\text{Sp.}$
	- 2450000	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	
	3276,214636	-49,47297	0,00668	0,15015	0,05217	1,74203	0,01162	0,15045	-0,04016	K/H
	3276, 218251	-49,29837	0,00822	0,15022	0,06759	1,57802	0,01371	0,15063	-0,02311	K/H
	3276, 274388	-46,62269	0,00994	0,15033	0,14793	-1,24054	0,01193	0,15047	0,11029	K/H
	3276, 277251	-46,46912	0,01018	0,15034	0,16346	-1,39294	0,01152	0,15044	0,11490	K/H
	3276, 371688	$-41,\!65463$	0,00990	0,15033	0,18942	-6,80759	0,01758	0,15103	0,14695	K/H
	3276, 381066	-41,16056	0,00934	0,15029	0,18877	-7,39337	0,02663	0,15235	0,12389	K/H
	3276, 383829	-41,01684	0,01020	0,15035	0,18632	-7,57152	0,02920	0,15282	0,11201	K/H
	3328,260862	-34,23894	0,01017	0,15034	-0,12108	-15,80064	0,01163	0,15045	-0,01300	K/H
	3329, 192929	-55,69433	0,00958	0,15031	-0,38694	8,16117	0,01185	0,15047	-0,17609	K/H
	3567,417144	-37,51257	0,00765	0,15019	-0,07032	-12,24447	0,01409	0,15066	-0,24107	K/H
	3654, 287570	-2,81022	0,00707	0,15017	-0,27632	$-51,\!63684$	0,01257	0,15053	0,05587	K/H
	$3655,\!270877$	-8,62844	0,00867	0,15025	-0,19232	-44,96407	0,00776	0,15020	0,03111	K/H
	3656, 250010	-21,53447	0,01434	0,15068	0,31598	-29,89713	0,02974	0,15292	-0,15356	K/H
	$4191,\!188978$	-13,36607	0,02168	0,15156	0,08016	-39,92790	0,03336	0,15366	-0,08098	T/S
	4192,164756	-2,95488	0,01336	0,15059	-0,10219	-52,02801	0,03054	0,15308	-0,10977	T/S
	4247, 147226	-12,62161	0,02067	0,15142	0,00329	-40,66218	0,02748	0,15250	$0,\!15798$	T/S
	$4275,\!086679$	-7,54149	0,01298	0,15056	0,01979	-46,51656	0,02529	0,15212	0,03056	T/S
	$4281,\!357833$	-3,42439	0,02136	0,15151	0,17864	-50,40787	0,02344	0,15182	0,04191	S/H
	4290, 431083	-38,18861	0,00594	0,15012	-0,17967	-11,42422	0,00905	0,15027	-0,06593	K/H
	4290, 596520	-41,90239	0,00805	0,15022	-0,08211	-7,00027	0,01280	0,15055	0,01999	K/H
	4727, 249888	-52,87236	0,01649	0,15090	-0,10047	5,11252	0,02114	0,15148	-0,35446	S/H
	$4728,\!248858$	-45,72092	0,02849	0,15268	-0,08160	-2,56209	0,02087	0,15145	0,05724	S/H
	4752, 198503	-43,21949	0,01716	0,15098	-0,07053	-5,07445	0,01632	0,15089	0,37766	S/H
	$4789,\!116481$	-4,71313	0,02199	$0,\!15160$	0,07412	-49,23474	0,04418	0,15637	-0,13340	S/H

3.3 Obserwacje i metody analizy

3.3.1 Astrometria PTI

Pomiary funkcji widzialności V^2 układu BY Dra wykonane zostały instrumentem PTI między rokiem 1999 a 2007. W sumie użytych do analizy zostało 299 pomiarów V^2 (również te wykorzystane w analizie przeprowadzonej przez Bodena i Lane'a 2001), z czego aż 282 w paśmie Ki tylko 17 w paśmie H. Niezredukowane pomiary są dostępne publicznie poprzez NASA Exoplanet Science Institute (NExScI)¹. Do kalibracji V^2 wykorzystane były gwiazdy HD 177196 (typ A7V, 6,6° separacji od BY Dra) i HD 185395 (F4V, 9,9° separacji) oraz standardowe narzędzia udostępniane przez NExScI – GETCAL oraz WBCALIB.

3.3.2 Spektroskopia

W czasie 17 nocy pomiędzy wrześniem 2004 a listopadem 2008 wykonane zostały 24 widma wysokiej rozdzielczości układu BY Dra, z czego 15 teleskopem Keck I ze spektrografem HIRES (K/H; Hawaje), 4 teleskopem TNG ze spektrografem SARG (T/S; Wyspy Kanaryjskie) oraz 5 spektrografem HamSpec, zamontowanym do teleskopu Shane'a (S/H; Kalifornia). Obserwacje prowadzili Maciej Konacki oraz astronomowie z California Institute of Technology i University

¹http://nexsciweb.ipac.caltech.edu/pti-archive/secure/main.jsp

of California. Typowa rozdzielczość widm to 67 000 dla K/H, 86 000 dla T/S i 60 000 dla S/H. Stosunek sygnału do szumu (*SNR*) na długości fali $\lambda \sim 5500$ Åwynosił kolejno ~ 250 dla K/H, ~ 90 dla T/S i ~ 60 dla S/H. Podstawowa redukcja CCD na bias, *dark, flat-field* i światło rozproszone wykonana została procedurami CCDRED i ECHELLE pakietu IRAF. Rozwiązanie długości fali i pomiary prędkości radialnych uzyskane zostały metodą Konackiego (Konacki, 2005, 2009; Konacki i in., 2009, 2010), opisaną w poprzedniej części rozdziału. Pomimo iż potencjalnie osiągalna jest precyzja rzędu 1-2 m/s (Konacki i in., 2009, 2010), w przypadku BY Dra jest ona kilkadziesiąt razy gorsza. Głównymi przyczynami są aktywność gwiazdy (obecność plam wpływa na mierzone prędkości składników) oraz stosunkowo szybka rotacja, zbliżona do pseudo-synchroniczniej.

W Tabeli 3.1 zebrane zostały wszystkie pomiary prędkości radialnych obu składników, wraz z ich formalnymi błędami σ , ostatecznymi wartościami ich niepewności ϵ oraz residuami O - C. Błędy formalne liczone były na podstawie rozrzutu pomiarów z pojedynczych rzędów widma échelle. Ich wartości związane są bezpośrednio z poziomem SNR, lecz nie uwzględniają wpływu aktywności, przez co zredukowane χ^2 orbitalnego rozwiązania spektroskopowego było dużo większe od 1. Aby otrzymać poprawne oszacowania wartości błędów parametrów orbitalnych oraz zredukowane χ^2 bliskie 1, dodany został w kwadraturze czynnik systematyczny σ_{sys} wynoszący dla obu składników 150 m/s, mający swoje źródło najprawdopodobniej w aktywności gwiazdy. Ze względu na różnice w konstrukcjach poszczególnych spektrografów, w tym na zakres długości fali w poszczególnych rzędach widma, dopasowane zostały i wprowadzone do wartości, wraz z innymi parametrami dopasowania, podane są w Tabeli 3.3 w dalszej części rozdziału.

3.3.3 Modelowanie orbity

Prędkości radialne oraz pomiary V^2 użyte zostały jednocześnie do wyznaczenia pełnego zestawu parametrów orbitalnych. Procedura dopasowania minimalizuje funkcję χ^2 za pomocą algorytmu Levenberga-Marquardta. Dopasowana została orbita keplerowska, uwzględniająca poprawki do prędkości radialnych, pochodzące od efektów pływowych i relatywistycznych. Przyczynek pływowy obliczany jest, podobnie jak zaprezentowali to Wilson i Sofia (1976) czy Eaton (2008), w oparciu o kod Wilsona-Devinneya (WD; Wilson i Devinney, 1971, z późniejszymi uaktualnieniami). Na chwilę obecną wykorzystywana jest procedura 1c, oraz zakładane są pewne parametry układu, podane w Tabeli 3.2.

Do przyczynku relatywistycznego wchodzą dwie części. Pierwsza to perturbacja wywołana przez tzw. Light Time Effect (LTE), występującym w obrębie orbity układu podwójnego. Przybliżoną wartość przyczynku do prędkości ΔV_{LTE} podali Zucker i Alexander (2007):

$$\Delta V_{LTE,j} \simeq \frac{1}{c} K_j^2 \sin^2 \left(\nu + \omega_j\right) (1 + e \cos \nu); j = 1, 2, \qquad (3.16)$$

gdzie j jest numerem składnika układu a c prędkością światła. W przypadku składników BY Dra przyczynek ten jest niewielki, około 3 m/s, zatem zaniedbywalny, ale w ogólności może osiągać wartość kilkudziesięciu m/s (Konacki i in., 2010), a więc istotną z punktu widzenia poprawnego modelowania krzywych RV.

Parametr	Giowny	wtorny
Temperatura efektywna, T (K)	4000	4000
Potencjał Kopala, Ω	17,0	19,0
Współcz. synchronizacji, F	$1,\!95$	$1,\!95$
Wykładnik pociemnienia grawit., g	$0,\!3$	$0,\!3$
Albedo, A	$0,\!5$	$0,\!5$
Średnica kątowa, θ (mas)	$0,\!6$	$0,\!5$
Metaliczność	0,	0,

Tablica 3.2: Parametry założone dla BY Dra przy liczeniu poprawki pływowej do prędkości

Drugi przyczynek relatywistyczny do prędkości radialnych opisany jest językiem Teorii Względności przez Kopeikina i Ozernoy'a (1999) i uwzględnia grawitacyjny wpływ ciał w otoczeniu samej gwiazdy, jak i planet Układu Słonecznego. Użyta na potrzeby pracy procedura opiera się na rozbudowanych równaniach 76-86 podanych przez Kopeikina i Ozernoy'a (1999), zebranych w jedną relację (Konacki i in., 2010, rel. 13). Wykorzystuje również zestaw efemeryd DE405 (*Jet Propulsion Laboratory*) a także bibliotekę procedur astrometrycznych NOVAS (Kaplan i in., 1989).

Po dopasowaniu, procedura podaje parametry wyjściowe takie jak okres orbitalny P, zestaw standardowych elementów keplerowskich: półoś wielką orbity \hat{a} składnika B względem A (w milisekundach łuku), inklinację *i*, ekscentryczność *e*, argument perycentrum ω , długość węzła wstępującego Ω , moment przejścia przez perycentrum T_p ; półamplitudy prędkości $K_{1,2}$, prędkość barycentrum system v_0 , stosunki strumieni w pasmach obserwacji r_H i r_K , jak również zestaw względnych przesunięć w prędkości, zarówno składnika B względem A, jak i zestawów danych pochodzących z różnych instrumentów. Na tej podstawie procedura oblicza absolutne wartości półosi orbit barycentrycznych $a_{1,2}$ (liczone w km i AU), absolutne masy składników $M_{1,2}$, różnice jasności ΔH i ΔK (w magnitudo) oraz paralaksę trygonometryczną κ . Niepewność każdego z parametrów jest kombinacją błędu formalnego wynikającego z dopasowania, jak i systematycznego, liczonego metodą Monte-Carlo. Do oszacowania błędów systematycznych dodane zostały również następujące wartości niepewności systematycznych: 0,01 % we współrzędnych wektorów bazy, 0,5% w długości fali, 10% w rozmiarach kalibratora i składników układu oraz 10% do parametrów z Tabeli 3.2, za wyjątkiem temperatur (2%) i metaliczności (0,05 dex).

Aby odrzucić niewłaściwie wykonane i skalibrowane pomiary V^2 , wyraźnie odstające od głównego trendu, wykonane najpierw zostało wstępne dopasowanie pełnej orbity. Pomiary V^2 odstające od wyznaczonej orbity o więcej niż 0,1 zostały usunięte z późniejszego, ostatecznego dopasowania. Postępowanie to znacznie poprawiło jakość dopasowania (w sensie rms i χ^2), jak i błędy wyznaczonych parametrów.

3.4 Wyniki

3.4.1 Parametry fizyczne i orbitalne BY Dra

Wyniki dopasowania orbity zebrane są w Tabelach 3.3 i 3.4. W Tabeli 3.3 zestawione są parametry orbity układy BY Dra, oszacowane przesunięcia prędkości pomiędzy składnikami oraz pomiędzy zestawami danych z różnych instrumentów. Przedstawione są też parametry związne z jakością dopasowania. Absolutne wartości fizycznych parametrów składników systemu są podane w Tabeli 3.4. Rozwiązanie orbitalne przedstawione jest również na Rysunkach 3.3 i 3.4. Pierwszy przedstawia poszczególne pomiary RV, dla obu składników, pochodzące ze wszystkich trzech instrumentów, wraz z najlepszym dopasowaniem orbity spektroskopowej. Residua dopasowania przedstawione są w funkcji fazy orbitalnej, czasu, a także w postaci histogramów, dla każdego składnika osobno. Podane są także wartości *rms* dopasowania orbitalnego, wzięte z Tabeli 3.3, pokazane jako σ_{pri} i σ_{sec} . Na Rysunku 3.4 pokazane są w funkcji czasu pomiary V^2 oraz residua ich dopasowania. Czerwonymi otwartymi punktami oznaczone są pomiary, które zostały odrzucone po pierwszym, wstępnym dopasowaniu. Pokazana jest również uzyskana orbita składnika B względem A we współrzędnych kątowych $\Delta \alpha$ i $\Delta \delta$.

Jak widać, dzięki wysokiej jakości pomiarom prędkości radialnych, możliwe było osiągnięcie poziomu precyzji około 0,2% w amplitudach prędkości, pomimo takich utrudnień jak aktywność układu i względnie szybka rotacja składników. Wysoka precyzja wyznaczeń amplitud ma bezpośrednie przeniesienie na jakość wyznaczeń takich czynników jak stosunek mas q (0,28%), $M \sin^3 i$ (0,28 i 0,3% odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego) czy półosi wielkich (około 0,2% zarówno względnej \hat{a} jak i barycentrycznych $a_{1,2}$). Poziom precyzji a dowodzi również wysokiej jakości rozwiązania astrometrycznego. Wykorzystane 299 pomiarów pokrywa niemal cały zakres faz orbitalnych. Pozorna, kątowa wartość półosi \hat{a} oraz jej wartość absolutna, barycentryczna $a_1 + a_2$, pozwalają na wyznaczenie paralaksy, również z precyzją na poziomie 0,2%. Podana w Tabeli 3.4 wartość 60,60(13) mas jest w dobrej zgodności z wartością 61,15(68), uzyskaną z nowej redukcji danych satelity *Hipparcos* (van Leeuwen, 2007), aczkolwiek kilkukrotnie bardziej precyzyjna. Dzięki dużej ilości danych w paśmie K, możliwe było również precyzyjne wyznaczenie różnicy jasności składników w okolicy $\lambda \sim 2,2 \mu$. Niestety, w paśmie H, jakość jest dużo gorsza, właśnie ze względu na małą ilość pomiarów.

Również nienajlepsza jest precyzja wyznaczeń pomiarów mas składników systemu, sięgająca 3,3% dla obu komponentów, a więc tuż powyżej kanonicznej granicy przydatności pomiarów do testowania modeli ewolucyjnych. Głównym powodem jest wartość inklinacji – 154,4°. Dla orbit o inklinacjach odległych od 90 stopni, małe błędy w wartości kąta nachylenia propagują się na duże błędy mas. Wciąż, niniejszy wynik jest znacznie lepszy niż 23 i 25% odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego, które podali Boden i Lane (2001). Możliwe to było oczywiście dzięki dużo lepszej precyzji RV ($rms \sim 160$ m/s przeciwko 2,3 km/s) oraz dużo większej ilości pomiarów V^2 , zbieranych w dużo dłuższym przedziale czasu. Aby zejść poniżej 3%, należałoby zebrać więcej precyzja wyznaczeń parametrów fizycznych pozwala jednak na określenie, z dużym prawdopodobieństwem, statusu ewolucyjnego układu BY Dra.

Tablica 3.3: Parametry dopasowania rozwiązania orbitalnego układu BY Dra

Parametr	$Wartość(\pm)$							
Rozwiązanie orbitalne								
Półoś wielka względna, \hat{a} (mas)	4,4553(95)							
Okres, P (d)	5,9751136(47)							
Moment przejścia przez perycentrum, T_p (TDB-2450000.5)	3999,2159(22)							
Ekscentryczność, e	0,30046(53)							
Argument perycentrum, ω (deg)	230,46(17)							
Długość węzła wstępującego, $\Omega~(\mathrm{deg})$	152, 39(11)							
Inklinacja, i (deg)	154, 38(30)							
Różnica jasności w paśmie $K, \Delta K \pmod{\text{mag}}$	0,553(13)							
Różnica jasności w paśmie $H, \Delta H \pmod{\text{mag}}$	0,91(18)							
Amplituda prędkości skł. głównego, K_1 (km/s)	28,394(60)							
Amplituda prędkości skł. wtórnego, K_2 (km/s)	32,284(61)							
Stosynek mas, q	0,8795(25)							
Prędkość barycentrum układu, $v_0 \ (\text{km/s})$	-25,482(46)							
Przesunięcia prędkości (wszystkie w km/s)								
Wtórny wzg. głownego	-0,093(66)							
SARG wzg. HIRES, składnik główny	-0,228(104)							
SARG wzg. HIRES, składnik wtórny	-0,330(105)							
HamSpec wzg. HIRES, składnik główny	0,006(8)							
HamSpec wzg. HIRES, składnik wtórny	-0,006(8)							
Parametru donasovanja								
Liczba pomiarów RV, w sumie	48							
Liczba pomiarów RV, HIRES	30							
Liczba pomiarów RV, SARG	8							
Liczba pomiarów RV, HamSpec	10							
Liczba pomiarów widzialności V^2	299							
rms orbity spektroskopowej, główny/wtórny (km/s)	0.169/0.152							
rms widzialności V^2	0.0342							
χ^2 orbity spektroskopowej, główny/wtórny	29,16/23,29							
χ^2 widzialności V^2	436,08							
$\widetilde{\text{Liczba stopni swobody, } DOF}$	330							
χ^2 zredukowane , χ^2/DOF	1,5622							

Tablica 3.4: Parametry fizyczne układu BY Dra

Parametr	Główny	Wtórny		
Półoś wielka, $a (10^{-2} \text{ AU})$	3,4405(73)	3,9120(73)		
$M \sin^3 i (M_{\odot})$	0,06386(18)	0,05616(17)		
Masa, $M (M_{\odot})$	0,790(26)	0,695(23)		
$M_{K,2MASS}$ (mag)	4,266(22)	4,819(23)		
$M_{H,2MASS}$ (mag)	4,322(59)	5,233(133)		
Paralaksa, κ (mas)	60,60	D(13)		
Odległość, d (pc)	16,503(35)			



Rysunek 3.3: Obserwowane i modelowe prędkości radialne BY Dra w funkcji fazy orbitalnej (a), residua dopasowania orbitalnego w funkcji fazy (b) i czasu (c) oraz histogramy residuów składnika głównego i wtórnego (d), binowane co 100 m/s. Pomiary uzyskane instrumentem Keck I/HIRES przedstawione są w postaci okręgów, z instrumentu Shane/HamSpec w postaci trójkątów, a z TNG/SARG w postaci gwiazdek. Symbole pełne odnoszą się do składnika głównego, otwarte do wtórnego.



Rysunek 3.4: Pomiary widzialności V^2 układu BY Dra w funkcji czasu (a), residua dopasowania w funkcji czasu (b) oraz ich histogram (c), binowany co 0,005. Pomiary użyte do wyznaczenia ostatecznego rozwiązania oznaczone są czarnymi punktami. Odpowiadające im pokrycie orbity względnej, wraz z samą orbitą względną, wyznaczoną z dopasowania, pokazane są na panelu (d).



Rysunek 3.5: Porównanie wyników obserwacji z teoretycznymi izochronami Yonsei-Yale na diagramach masa/jasność absolutna w pasmach K (lewy) i H (prawy) systemu fotmometrycznego ESO. Izochrony dla wieku 1 Gyr są przedstawione liniami ciągłymi, a dla 2 Gyr liniami przerywanymi. Kolor czerwony przedstawia izochrony dla Z = 0,02, zielony dla Z = 0,04 oraz niebieski dla Z = 0,06.

3.4.2 Wiek i metaliczność

Uzyskane wyznaczenia parametrów fizycznych porównane zostały z zestawem teoretycznych izochron Yonsei-Yale (Y²; Yi i in., 2001; Demarque i in., 2004). Paralaksa, różnice jasności w pasmach H i K oraz sumaryczne jasności całego układu w tych pasmach, zaczerpnięte z katalogu 2MASS (Cutri i in., 2003), pozwalają na wyznaczenie absolutnych jasności dla każdego składnika osobno. Przy użyciu dostępnych transformacji (Carpenter, 2001, z uaktualnieniami), wyniki przeniesione zostały do systemu fotometrycznego ESO (van der Bliek i in., 1996), w którym dostępne są izochrony Y².

Na Rysunku 3.5, na diagramach masa/jasność absolutna w pasmach K i H, pokazane są izochrony dla wieku t = 1 i 2 Gyr oraz dla 3 wartości metaliczności: Z = 0,02, 0,04 i 0,06. Izochrony te najlepiej odtwarzają uzyskane wyniki. Formalnie, najlepsze dopasowanie jest dla t = 1 Gyr i Z = 0,04, jednak właściwy zakres prawdopodobnego wieku to 0,2 - 5 Gyr oraz metaliczność większa od słonecznej. Nie ma żadnej zgodności z pomiarami dla izochron młodszych niż 200 Myr i starszych niż 5 Gyr, jak również dla Z mniejszego niż 0,02. Fakt ten sprawia, iż scenariusz układu młodego, ewoluującego przed ciągiem głównym, staje się dużo mniej prawdopodobny.

Marginalna zgodność modeli teoretycznych z wyznaczeniami na diagramie masa/ M_H wynika z niepewności wyznaczenia różnicy jasności w tym pasmie. Jest ona prawdopodobnie przeszacowana i w przypadku większej ilości pomiarów V^2 w paśmie H, wyznaczenie ΔH dałoby mniejszą wartość, a punkty na prawym panelu Rysunku 3.5 leżałyby bliżej izochron. Dodatkowe pomiary w paśmie H, pozwoliłyby także na zredukowanie niepewności w i. Z drugiej strony ΔK jest wyznaczone całkiem dokładnie i porównanie tej wielkości z teorią pokazuje, że mierzony stosunek mas $q \sim 0.88$ nie jest w sprzeczności z obserwowanym stosunkiem jasno-



Rysunek 3.6: Promienie składników układu BY Dra (na osi X, w jednostkach R_{\odot}), przewidywane przez teoretyczną izochronę zestawu Y² dla t = 1 Gyr i Z=0,04. Linie poziome oznaczają wyznczenia mas (ciągłe) wraz z zakresem niepewności (przerywane).

ści, przynajmniej w podczerwieni. Szacowana na podstawie danych izochron różnica jasności w pasmie V dla gwiazd o masach 0,79 i 0,695 M_☉ powinna być bliska 0,9 mag. Różni się to o $2,5\sigma$ od wartości jaką podali Lucke i Mayor (1980) – 1,15 ± 0,1. Jednakże biorąc pod uwagę zmienność fotometryczną w paśmie V na poziomie sięgającym 0,12 mag (Pettersen i in., 1992), czy nawet 0,24 w y (Chugainov, 1966), można stwierdzić, że tego rzędu różnica jasności między składnikami jest możliwa nawet jeśli BY Dra ewoluuje na ciągu głównym.

Kolejnym faktem przemawiającym za tym etapem ewolucji są wartości prędkości galaktycznych układu (U, V, W) względem lokalnego układu odniesienia (LSR; Johnson i Soderblom, 1987), gdzie dodatnie wartości U, V oraz W oznaczają prędkości odpowiednio: do centrum Galaktyki, w kierunku rotacji i bieguna północnego Galaktyki. Wyznaczone wartości prędkości systemowej oraz odległości do układu, wraz z wartościami ruchu własnego – $\mu_{\alpha} = 185,92$ mas/yr oraz $\mu_{\delta} = -324,81$ mas/yr – zaczerpniętymi z katalogu PPMX (Röser i in., 2008), pozwoliły uzyskać wartości: $U = 28,2 \pm 0,1$; $V = -13,16 \pm 0,06$; $W = -21,75 \pm 0,10$ km/s. Na diagramach prędkości galaktycznych plasuje to układ BY Dra poza znanymi młodymi grupami kinematycznymi (Zhao i in., 2009) oraz w obszarze przejściowym pomiędzy cienkim a grubym dyskiem galaktycznym (Bensby i in., 2003; Nordström i in., 2004). Czyni to mało prawdopodobnym scenariusz ewolucji przed ciągiem głównym.

3.4.3 Wzajemne ustawienie momentów pędu

Na podstawie powyższych ustaleń i wykorzystując teoretyczne izochrony Y² możliwe jest oszacowanie promieni składników układu BY Dra. Na Rysunku 3.6 przedstawiona jest płaszczyzna promień/masa oraz teoretyczna izochrona Y² dla t = 1 Gyr i Z = 0,04. Inne izochrony pasujące do wyznaczeń masy i jasności absolutnych, przebiegają w sposób podobny i ich wykorzystanie nie zmieniłoby znacznie wyników dalszej analizy. Poziomymi liniami przedstawione są wyznaczenia masy wraz z zakresem niepewności.

Przewidywane wartości promieni składników układu to dla składnika A: R_1 = 0,695 \pm $0,025~\mathrm{R}_{\odot}$ oraz dla $R_2=0,61$ \pm $0,02~\mathrm{R}_{\odot}$ dla B. Przez powiązanie z rzutowanymi prędkościami i okresem rotacji, możliwe jest oszacowanie nachyleń osi rotacji. W tym celu przyjęte zostały okres rotacji $P_{rot} = 3,8285$ d, jaki podali Pettersen i in. (1992) oraz rzutowane prędkości rotacji: składnika głównego $v_{rot,1} \sin i_{rot,1} = 8,05 \pm 0,33$ km/s oraz wtórnego $v_{rot,2} \sin i_{rot,2} =$ $7,42 \pm 1,06$ km/s. Przekłada się to na $R_1 \sin i_{rot,1} = 0,61 \pm 0,03$ R_☉ oraz $R_2 \sin i_{rot,2} = 0,56$ \pm 0,08 R $_{\odot}$. Jeśli podany okres rotacji jest związany ze składnikiem głównym, jak twierdzi większość autorów, to nachylenie jego osi rotacji wynosiłoby $i_{rot,1} = 61^{+12}_{-7}$ lub 119^{+7}_{-12} . Jeśli założyć, że okres ten jest związany ze składnikiem wtórnym, oznaczałoby to zakres nachyleń osi rotacji od 50 do 130 stopni (wliczając 90°), z najbardziej prawdopodobnymi wartościami $i_{rot,2} = 67$ lub 113°. Wartości te są zgodne z tymi, które podali Głębocki i Stawikowski (1995): $i_{rot,1} = 60^{+11}_{-9}$ oraz $i_{rot,2} = 85^{+5}_{-15}$, ale nie z wyznaczonym nachyleniem orbity $i_{orb} = 154.4^{\circ}$. Oznacza to nierównoległość momentów pędów orbitalnego i obrotowego. Nawet jeśli wziąć pod uwage niedoszacowanie w modelach toeretycznych promieni gwiazd małomasywnych o nawet 15-20% – cecha często obserwowana w przypadku karłów późnych typów (patrz: następny Rozdział) – to wciąż nie dałoby się osiagnąć nachyleń osi rotacji zgodnych z inklinacją orbity.

Gdyby taka równoległość istniała, to przewidywana wartość okresu rotacji w przypadku pseudo-synchronizacji wyniosłaby $P_{pseudo} = 3,83286$ d, co jest wartością bardzo bliską obserwowanej P_{rot} . Wówczas składniki miałyby promienie odpowiednio $R_1 \simeq 1,41$ oraz $R_2 \simeq 1,30$ R_{\odot}. Izochrona odtwarzająca wyznaczone masy i takież promienie odpowiadałaby wiekowi około 3-4 Myr (zależnie od metaliczności). Jednakże w takim przypadku gwiazdy byłyby dużo jaśniejsze w podczerwieni, niż jest to obserwowane, a różnica jasności w paśmie K między nimi wynosiłaby około 0,2 mag, a nie obserwowane 0,55. Fakt ten bardzo silnie przemawia przeciwko ewolucji BY Dra przed ciągiem głównym, ale jednocześnie oznacza nierównoległość wektorów momentów pędu. Pamiętać należy, że znany jest okres rotacji jedynie jednego składnika, na dodatek nie ma pewności którego, oraz, że wyznaczone przez Lucke i Mayora prędkości rotacji byłyby inne przy założeniu innej wartości prędkości makroturbulencji. W takiej sytuacji oszacowana wartość nachylenia osi rotacji mogłaby być zgodna z inklinacją orbity. Dodatkowo obecność trzeciego (a być może i czwartego) składnika mogłaby mieć bezpośredni wpływ zarówno na ekscentryczność orbity, jak i na kąty nachylenia osi.

3.4.4 Wielokrotność

W oparciu o dostępne wówczas archiwalne pomiary RV Boden i Lane (2001) sprawdzili hipotezę istnienia czwartego składnika na kołowej orbicie o okresie 114 dni, zgodnie z rozwiązaniem fotocentrycznym z katalogu satelity *Hipparcos*. Z dużym prawdopodobieństwem byli w stanie wykluczyć ewentualną modulację prędkości radialnych z okresem podanym lub zblizonym. W oparciu o dużo bardziej dokładne pomiary przedstawione w niniejszej pracy (tu: $rms \sim 0.15$ km/s; Boden i Lane: $rms \sim 2.3$ km/s) test ten został powtórzony.

Do residuów z Tabeli 3.1 dopasowywana była orbita kołowa (sinusoida) o okresie zbliżonym do 114 dni. Biorąc pod uwagę residua dla każdego ze składników osobno, nie udało się uzyskać żadnego zadowalającego rozwiązania. Gdy oba zestawy danych były uwzględniane w analizie

3.4. WYNIKI

jednocześnie, udało się uzyskać rozwiązanie o okresie 112 dni i amplitudzie około 100 m/s, czyli na poziomie mniejszym niż ostateczne wartości błędów RV. Jednakże *rms* tego rozwiązania nie był znacznie lepszy niż dotychczasowego, poza tym nie udało się go odtworzyć na podstawie danych dla tylko jednego ze składników. Stąd wniosek, iż najprawdopodobniej jedynym dodatkowym składnikiem układu jest gwiazda, którą wskazali Zuckerman i in. (1997). Rzutowana odległość kątowa pomiędzy parą AB a składnikiem C wynosi 16,7 sekund łuku, co przy podanej odległości do układu odpowiada fizycznej separacji 277 AU. Zuckerman i in. (1997) oszacowali masę składnika C na około 0,13 M_{\odot} , co przy założeniu orbity kołowej odpowiada okresowi orbitalnemu 2050 lat. Można domniemywać, że ów trzeci składnik jest odpowiedzialny zarówno za eliptyczność orbity jak i niezgodność ustawienia wektorów momentu pędu (Fabrycky i Tremaine, 2007; Mazeh, 2008), aczkolwiek aby uzyskać sensowne skale czasowe oddziaływania, należałoby założyć bardzo ekscentryczą orbitę (e > 0,9) składnika C. BY Dra pozostaje zatem nieco zagadkowym układem, którego obserwacje na chwilę obecną stoją w sprzeczności z ogólnie przyjętą teorią oddziaływań pływowych gwiazd. 86

Rozdział 4

Układy zaćmieniowe rozdzielone z przeglądu ASAS

4.1 Układy zaćmieniowe w astrofizyce

Trudno jest przecenić znaczenie układów podwójnych zaćmieniowych dla współczesnej astronomi i astrofizyki. Dzięki szczęśliwej dla obserwatorów orientacji orbity możliwe jest bezpośrednie wyznaczenie parametrów gwiazdowych trudniejszych do oszacowania innymi metodami – w szczególności nachylenia orbity układu oraz promieni składników. Co prawda parametry te daje się wyznaczać w inny sposób (astrometria, interferometria, zakrycia przez Księżyc), jednakże wykorzystanie układów zaćmieniowych jest w porównaniu z innym przypadkami bardziej efektywne, dające z reguły większą dokładność, możliwe do zastosowania dla większej ilości obiektów oraz niezależne od znajomości innych wielkości (np. odległości do obiektu).

Powiązanie krzywych blasku, wykonanych w różnych pasmach, i krzywych prędkości radialnych, najlepiej obu składników, daje możliwość wyznaczenia: mas, dzielności promieniowania, rozmiarów składników i orbity, temperatur, rozkładu jasności powierzchniowej, rotacji, odległości, ekscentryczności i orientacji orbity, efemeryd, ruchu apsyd (Wilson, 2006) czy orientacji składników względem orbit (przy zastosowaniu efektu RM – patrz poprzedni Rozdział). Dzięki tym faktom układy zaćmieniowe były od dawna podstawą do tworzenia wszelakich zależności między parametrami gwiazdowymi, wskaźnikami budowy i ewolucji Galaktyki, wyznacznikami odległości, laboratoriami testowymi teorii ewolucji czy nawet teorii względności. Szczególnie cenne są zaś układy rozdzielone, w których interakcja między składnikami jest bardzo ograniczona, lub nie występuje wcale, co oznacza, że składniki ewoluują w sposób bardzo zbliżony do gwiazd pojedynczych.

Sam termin *układy rozdzielone* odnosi się do podziału opartego o morfologię, a konkretnie o wartości potencjałów grawitacyjnych na powierzchni składników¹ w porównaniu z *powierzchnią Roche'a*, czyli pierwszą powierzchnią ekwipotencjalną wspólną dla obu komponentów. O ukła-

¹Termin *powierzchnia gwiazdy* oraz związny z nim *promień*, nie jest do końca sprecyzowany. Najczęściej rozumie się przezeń powierzchnię stałego potencjału (dla wolno rotujących gwiazd pojedyńczych jest to sfera), rozdzielającą obszary atmosfery gwiazdowej grube optycznie od cienkich optycznie. Granica ta zmienia się z długością fali.

115011, 2000):				
Parametr(y)	Krzywa	Jedna krzywa RV	Dwie	Krzywa bl. +
	blasku	(składnik $k; k = 1, 2$)	krzywe RV	obie krzywe RV
Orientacja orbity	i, ω	ω	ω	i, ω
Ekscentryczność	e	e	e	e
Rozmiar orbity		$a_k \sin i$	$a_{1,2}\sin i$	a_1, a_2
Promienie gwiazd	$R_{1,2}/a$			R_1, R_2
Masy gwiazd	M_1/M_2	$M_k^3 \sin^3 i/(M_1 + M_2)^2$	$M_{1,2}\sin^3 i$	M_1, M_2

Tablica 4.1: Możliwe do wyznaczenia parametry układu, w zależności od dostępnych danych (Wilson, 2006).

dach rozdzielonych mówimy wtedy, gdy oba składniki nie wypełniają powierzchni Roche'a. Wówczas materia nie przedostaje się z jednego składnika na drugi w sposób inny niż jako wiatr gwiazdowy. W układach półrozdzielonych jeden ze składników wypełnia swoją powierzchnię Roche'a, w skutek czego następuje znaczący przepływ masy od tego składnika do drugiego. Sytuacja taka ma wpływ na ewolucję drugiego składnika (zgodnie z hipotezą Vogta, determinowaną głównie przez masę; Vogt, 1926), stąd układy półrozdzielone nie są uznawane za obiekty przydatne do, chociażby, testowania modeli ewolucyjnych. Podobnie, układy kontaktowe, tzn. takie, w których oba składniki przekroczyły swoje powierzchnie Roche'a i ewoluują we wspólnej otoczce. Powyższy podział morfologiczny, jaki wprowadzili Kuiper (1941) oraz Kopal (1954), jest uproszczony i uwzględnia jedynie orbity kołowe i rotację synchroniczną. W przypadku eliptycznych orbit i asynchronicznej rotacji, inny jest podział układów wypełniających powierzchnię Roche'a (patrz: referencje w Wilson, 2006). Jednakże opis ich systematyki zostanie pominięty, gdyż, ze względu na znaczenie dla testowania modeli ewolucji gwiazdowej, tematem niniejszej pracy są jedynie układy dobrze rozdzielone, dalekie od wypełnienia powierzchni Roche'a.

4.1.1 Krzywe blasku układów zaćmieniowych

Wyznacznikiem układu podwójnego, jako zaćmieniowego, jest oczywiście jego krzywa blasku, wykazująca zaćmienia, czyli regularne spadki jasności, wywołane zakryciem jednego komponentu przez drugi, z okresem równym okresowi orbitalnemu. Z dobrym przybliżeniem, zaćmienia są efektem czysto geometrycznym, zaś ich kształt, głębokość, długość trwania i moment wystąpienia (w sensie fazy orbitalnej) zależą od rozmiarów, temperatury efektywnej oraz pociemnienia brzegowego składników w danym paśmie, a także parametrów orbity (inklinacja, ekscentryczność, argument perycentrum). Dodatkowo, ze względu na różną w ogólności temperaturę efektywną składników, w różnych pasmach zaćmienia wykazują różne głębokości. Dlatego właśnie modelowanie zaćmień pozwala uzyskać informacje o wielu kluczowych parametrach. W układach rozdzielonych zaćmienie jest z reguły wąskie (zajmuje małą część pełnego okresu orbitalnego) oraz wyraźnie zaznaczone, tzn. spadek jasności następuje bardzo gwałtownie, zaś pochodna jasności po czasie w momencie tzw. pierwszego kontaktu (początek zaćmienia) jest z dobrym przybliżeniem nieciągła.

Pełen zestaw danych przydatnych w modelowaniu układów zaćmieniowych zawiera oprócz krzywych blasku (jednej lub więcej) także krzywe prędkości radialnych. Z samych krzywych

4.1. UKŁADY ZAĆMIENIOWE W ASTROFIZYCE

blasku nie da się np. wyciągnąć absolutnych wartości promieni, a jedynie rozmiary składników względem rozmiaru orbity. Niektóre kody modelujące krzywe blasku, dzięki wykorzystaniu potencjałów grawitacyjnych, są w stanie oszacować stosunek mas gwiazd, jednakże jest on dużo lepiej określony w prędkościach radialnych. Zestawienie możliwych do uzyskania parametrów, w zależności od dostępnych danych, pokazuje Tabela 4.1. Z zestawienia tego wynika jasno, iż krzywe blasu dostarczają bezcennej informacji o inklinacji orbity. O ile wyraźnie widoczne są dwa zaćmienia, możliwe jest również oszacowanie stosunku mas, co z kolei pozwala, przynajmniej teoretycznie, wyznaczyć masy obu składników przy znajomości tylko jednej krzywej RV. Warto wspomnieć, że w niektórych przypadkach możliwe jest wyznaczenie pełnego zestawu parametrów dla obu składników z jednej krzywej RV i przy jednym zaćmieniu zarejestrowanym na krzywej blasku: gdy układ jest członkiem gromady (Kałużny i in., 2008), lub przy założeniu w pełni synchronicznej rotacji (Beatty i in., 2007).

Modulacja jasności występuje w krzywych blasku układów rozdzielonych także poza zaćmieniami. Efekty te wynikają głównie z bliskości składników. Przykładowo, jeśli składniki są na tyle blisko, że wyraźne jest ich odkształcenie od sfery, w krzywej blasku pojawia się *modulacja elipsoidalna*. Jest ona po części efektem geometrycznym – z fazą orbitalna zmienia się kształt i rozmiar powierzchni gwiazdy efektywnie promieniującej w kierunku obserwatora – a po części fotometrycznym, spowodowanym różnicą jasności powierzchniowej obszarów gwiazdy skierowanych do drugiego składnika, a obszarów po "bokach" (Wilson, 2006). Gradacja ta związana jest z pociemnieniem grawitacyjnym i różnymi lokalnymi wartościami przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy, które jest najmniejsze (najmniejsza wartość jasności powierzchniowej) po stronie drugiego składnika. Dodatkowo, amplituda modulacji zwiększana jest przez pociemnienie brzegowe. Całość efektu dla jednego składnika może być przybliżona następującą relacją:

$$\left(\frac{\Delta F_1}{F_1}\right)_{elips} = \frac{3}{20} \frac{(15+u_1)(1+g_1)}{3-u_1} \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{R_1}{a}\right)^3 \sin^3 i, \tag{4.1}$$

gdzie *i* jest inklinacją orbity, *u* jest współczynnikiem pociemnienia brzegowego, a *g* grawitacyjnego (Morris i Naftilan, 1993; Mazeh, 2008). Z relacji powyższej wynika, iż prawidłowe modelowanie modulacji elipsoidalnej pozwala na wprowadzenie istotnych ograniczeń na niektóre parametry fizyczne składników czy na inklinację orbity.

Kolejnym efektem pojawiającym się poza zaćmieniami w wyniku bliskości składników jest tzw. odbicie. Jest to wynik nie tyle "geometrycznego" odbicia promieniowania jednej gwiazdy od powierzchni drugiej, o ile ogrzania części powierzchni drugiego składnika, która wyświeca wówczas więcej promieniowania. W przypadku gwiazd bardzo późnych typów czy planet pozasłonecznych, kiedy w atmosferze ciała pojawiają się molekuły, ważnym składnikiem efektu odbicia jest również rozpraszanie Raileigh'a (Wilson, 2006). Właściwe modelowanie efektu jest dosyć trudne, szczególnie w przypadkach orbit ekscentrycznych, gdy z fazą orbitalną znacznie zmienia się odległość między składnikami. W przypadku dużych ekscentryczności efekty odbicia i modulacji elipsoidalnej mogą się okazać znaczące tylko w okolicach perycentrum (np.: Clausen i in, 1977). Warto zwrócić także uwagę, że maksimum pojaśnienia wynikającego z efektu elipsoidalnego, wypada w okolicy minimum efektu odbicia, i odwrotnie. Oznacza to, że oba efekty w większości przypadków się częściowo znoszą.

90 ROZDZIAŁ 4. UKŁADY ZAĆMIENIOWE ROZDZIELONE Z PRZEGLĄDU ASAS

Ostatnim rozważanym źródłem modulacji jasności układu poza zaćmieniami są plamy występujące na powierzchniach aktywnych gwiazd, w szczególności późnych typów widmowych. Plamy są przejawem aktywności gwiazd z rozległymi otoczkami kowektywnymi, która w przypadku układów ciasnych, wydaje się być dodatkowo wzbudzana przez wpływ drugiej gwiazdy. Przy synchronizacji i korotacji składników, wpływ chłodnej plamy objawia się jako spadek jasności układu z okresem równym orbitalnemu. Stosowane w kodach modelujących podejście do modelowania plam jest mocno uproszczone – plama ma kształt okragły i jest obszarem o jednorodnym rozkładzie jasności powierzchniowej, zaś dopasowanymi parametrami są jej rozmiar, położenie i kontrast (Wilson, 2006; Wilson i Devinney, 1971). Pomimo tych uproszczeń, uzyskiwane rozwiązania i tak są niejednoznaczne i częściowo zdegenerowane ze względu na np. rozmiar i kontrast plamy. O ile stosunkowo dobrze określona jest współrzedna długości astrograficznej (związana z maksimum widoczności plamy), o tyle słabo określona jest współrzędna szerokości. Pewne ograniczenia na szerokość astrograficzną i rozmiar plamy dają momenty jej pojawienia się oraz przypadki, gdy obszar zaplamiony jest zaćmiewany. Modelowanie plam jest zatem bardzo utrudnione i wprowadza znaczące niepewności do wyników wyznaczeń parametrów fizycznych, nie tylko przez modulacje krzywej blasku, lecz również poprzez, nierzadko znaczący, wpływ na krzywa prędkoci radialnych. Jako że kształt linii widmowych jest wynikiem zsumowania przyczynków od całej rotującej tarczy gwiazdy, wystąpienie obszaru ciemniejszego (plamy) na danej części tarczy, powoduje mniejszy jej wkład do kształtu linii, a co za tym idzie modyfikację kształtu linii i pozorne przesunięcie prędkości radialnych (efekt podobny do efektu RM).

Oprócz chłodnych plam (o temperaturze niższej niż otaczająca je "czysta" fotosfera), niektórzy autorzy do wyjaśnienia obserwowanych krzywych blasku wykorzystują plamy "jasne" – o temperaturze większej niż fotosfera (np.: López-Morales i Ribas, 2005). Nie jest pewne, czy są to w istocie jaśniejsze obszary fotosfery, wykazujące większą aktywność niż otoczenie, czy raczej niewielkie obszary wolne od plam, otoczone zaplamioną powierzchnią.

4.1.2 Testowanie modeli ewolucyjnych

Ze względu na możliwość niezależnego wyznaczenia wielu fundamentalnych parametrów gwiazdowych, wyniki modelowania rozdzielonych układów zaćmieniowych są wielce przydatne do testowania modeli budowy i ewolucji gwiazd. To jest z kolei ważne nie tylko dla zrozumienia natury gwiazd, ale i także do ustalenia niepewności przy, na przykład, własnościach galaktyk, obserwowanych na różnych przesunięciach ku czerwieni, chemicznej ewolucji Galaktyki (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002), czy własnościach planet pozałonecznych.

Czułość parametrów fizycznych gwiazd na początkową wartość masy jest taka, że w praktyce prawie dowolny zestaw torów ewolucyjnych jest w stanie odtworzyć obserwowane własności obiektu, jeśli tylko jego masa jest znana z dokładnością gorszą niż 5% (Torres i in., 2010). Stąd, tylko te gwiazdy, których parametry są oszacowane z błędem ~ 1 - 3%, zapewniają wystarczająco silne ograniczenia na modele ewolucyjne i pozwalają na odrzucenie tych, w których zastosowane zostało niewłaściwe podejście fizyczne. Dodatkowo obiekty te w trakcie swojej ewolucji nie powinny doznawać zmiany swojej masy w sposób inny niż przez wiatr gwiazdowy. Powyższe argumenty jednoznacznie wskazują, iż odpowiednimi do celów testowa-

4.1. UKŁADY ZAĆMIENIOWE W ASTROFIZYCE

nia modeli ewolcji są jedynie rozdzielone układy zaćmieniowe². W szczególności wykluczone są układy kataklizmiczne, kontaktowe, czy takie jak β Persei (Algol), gdzie znaczny transfer masy miał miejsce w przeszłości (Torres i in., 2010).

Promień jest jednym z parametrów zmieniających się w dosyć istotny sposób podczas ewolucji gwiazdy na ciągu głównym. Na diagramie masa-promień gwiazda w miarę upływu czasu porusza się po linii pionowej. Na właściwe jej położenie ma wpływ jednak nie tylko wiek, lecz także zawartość ciężkich pierwiastków – Z. Na linii ciągu głównego wieku zero (ang: Zero-Age Main Sequence – ZAMS), gwiazdy o większych metalicznościach wykazują większe promienie (López-Morales, 2007; Torres i in., 2010). Pozostaje jednak degeneracja wieku i metaliczności (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002), tylko częściowo znoszona przez dokładne pomiary, czy, w przypadku niektórych układów, dużą różnicę ich mas. Znajomość jedynie mas i promieni nie daje też też ograniczeń na zawartość helu Y, czy na wartość parametru średniej drogi mieszania α_{MLT} .

Dodanie temperatury do znanych parametrów fizycznych pozwala na oszacowanie jednego z powyższych, przy założeniu takiej samej dla obu składników wartości Y, Z i α_{MLT} , co nie zawsze jest jednak zgodne z prawdą (np. dla układu UV Psc; Lastennet i in., 2003). Problemem jest samo wyznaczenie temperatury, możliwe z analizy widma lub z modelowania krzywych blasku, przy zastosowaniu pewnych założeń *ad hoc* oraz kalibracji parametrów fotometrycznych. Podobnie można oszacować metaliczność, przez co znieść degenerację tego parametru z wiekiem. Jednakże w obu przypadkach (temperatury i metaliczności) uzyskiwane niepewności są względnie duże i z reguły słabiej ograniczają modele ewolucyjne niż wyznaczenia mas i promieni (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002).

4.1.3 Zgodność modeli z obserwacjami gwiazd późnych typów a aktywność

Pierwsze bezpośrednie wyznaczenia mas i promieni gwiazd późnych typów sięgają lat 50-ych XX wieku i odkrycia pierwszego małomasywnego układu zaćmieniowego – YY Gem (Kron, 1952) – zaś pierwsze ich porównania z modelami teoretycznymi ewolucji gwiazd sięgają lat 70-ych (Lacy, 1977). Z reguły podaje się, iż do końca XX wieku opisane były jedynie trzy tego typu układy: YY Gem (Kron, 1952; Bopp, 1974), CM Dra (Lacy, 1977) oraz CU Cnc (Delfosse i in., 1999)³. Wszystkie wydawały się wykazywać większe promienie i niższe temperatury, niż przewidywały to modele. W miarę odkrywania i publikowania coraz większej liczby tego typu obiektów z dobrze wyznaczonymi parametrami, stało się jasne, iż jest to tendencja powszechna, występująca u niemal wszystkich gwiazd o masach poniżej 1 M_☉, przynajmniej na ciągu głównym. Zestawienie znanych dziś układów zaćmieniowych o masach składników poniżej 1 masy Słońca podane jest w Tabeli 4.2. Przedstawione są zarówno układy ewoluujące na ciągu głównym, jak i układy uważane za młode (przed ciągiem głównym) czy też wyewoluowane (starsze niż ~10 Gyr). Podane zostały również trzy przykłady systemów rozdzielonych, w których jeden ze składników nieomal wypełnia swoją powierzchnię Roche'a. Dla spójności

²Innymi kandydatami mogą być pobliskie układy podwójne, dla których istnieje astrometryczne wyznaczenie orbity, jednakże wyznaczenie promieni możliwe jest jedynie dzięki technikom interferometrycznym i z wymaganą dokładnością możliwe było dotychczas jedynie dla najbliższej Słońcu gwiazdy – α Centauri (Torres i in., 2010).

 $^{^{3}}$ Aczkolwiek, wiadomym było, że kilka innych układów zaćmieniowych ma masy składników poniżej 1 M_{\odot}, np.: CG Cyg (Bedford i in., 1987; Popper, 1994), czy HS Aur (Popper i in., 1986).

próbki, Tab. 4.2 zawiera także grupę układów, których analiza została oparta o niepełny zestaw danych (brak lub jedna krzywa RV, widoczne jedno zaćmienie), lub tórych obserwacje w ogóle nie zostały opublikowane (np. RXJ0239...; López-Morales, 2007), a które są powszechnie cytowane w literaturze. Zostały one wyszczególnione.

Obserwowane w małomasywnych układach zaćmieniowych promienie składników są systematycznie większe od teoretycznie przewidywanych o nawet 20%, (np.: Stassun i in., 2009), zaś temperatury systematycznie niższe. Jednocześnie gwiazdy te znajdują się prawie zawsze w układach ciasnych (P < 3 d), wykazują znaczne prędkości rotacji ($v_{rot} > 10$ km/s) oraz aktywność znacznie większą niż pojedyncze gwiazdy ciągu głównego zbliżonych typów widmowych. Aktywność przejawia się poprzez silną emisję w pasmach rentgenowskich (aktywność koronalna) oraz w wielu liniach widmowych (głównie balmerowskie linie wodoru, H i K wapnia, dublet D sodu; aktywność chromosferyczna), czy poprzez występowanie znaczących modulacji jasności poza zaćmieniami, przypisywanych plamom. Wszystkie te obserwacyjne fakty świadczą o obecności bardzo silnych pól magnetycznych, rzędu $10^3 - 10^4$ G (Donati i in., 2006).

Zależność pomiędzy poziomem aktywności a promieniami składników danego obiektu wykazała López-Morales (2007), porównując stosunek jasności w X do jasności bolometrycznej – L_X/L_{bol} ze względną nadwyżką promienia $\Delta R \equiv (R_{obs} - R_{mod})/R_{mod}$, gdzie R_{obs} jest promieniem gwiazdy wyznaczonym z obserwacji, zaś R_{mod} jest promieniem przewidywanym dla gwiazdy o danej masie przez izochronę dla wieku 1 Gyr i metaliczności słonecznej zestawu BCAH98 (Baraffe i in, 1998). Wartość L_X/L_{bol} liczona była w oparciu o sumaryczny strumień obiektu w pasmach rentgenowskich z katalogu ROSAT (Voges i in., 1999) oraz o trzy założenia odnośnie korelacji jasności w X z prędkością rotacji: (1) brak korelacji L_X z v_{rot} , co powinno zachodzić przy $v_{rot} \gtrsim 10$ km/s, (Stauffer i in., 1994; Delfosse i in., 1998) wówczas zakładana była taka sama jasność w X dla obu składników, tzn. $L_{X1} = L_{X2}$; (2) liniowa zależność $L_X \propto v_{rot}$, występująca dla pojedynczych gwiazd późnych typów (Fleming i in., 1989); (3) kwadratowa zależność $L_X \propto v_{rot}^2$, znaleziona dla gwiazd typu T-Tauri (Bouvier, 1990).

Formalnie, dla gwiazd o masach poniżej 0,77 M $_{\odot}$ najlepsza korelacja pomiędzy ΔR a L_X/L_{bol} została znaleziona dla przypadku (1), aczkolwiek dla dwóch pozostałych jest ona równie dobrze widoczna. Brak jest natomiast jakiejkolwiek korelacji dla gwiazd pojedynczych. Co więcej, interferometryczne pomiary średnic gwiazd pojedynczych późnych typów wykazały, iż własności tych obiektów są znacznie lepiej odtwarzane przez modele, w których założona została wartość parametru średniej drogi mieszania bliska słonecznej $\alpha_{MLT} \equiv L_{mix}/H_P \sim 2$ (gdzie H_P jest ciśnieniową skalą długości o wartości rzędu promienia gwiazdy R_{\star}), niż zakładana w modelach BCAH98 $\alpha_{MLT} = 1$ (Demory i in., 2009). Z kolei w układach podwójnych wydaje się być preferowana wartość niższa (np.: Chabrier i in., 2007). Sprawdzana była również zależność nadwyżki promienia ΔR od metaliczności, aczkolwiek parametr ten jest trudny do dokładnego oszacowania, a w przypadku wielu układów zaćmieniowych wręcz niemożliwy ze względu na poszerzenie rotacyjne linii widmowych. Stąd wyniki nie są jednoznaczne, bywają wręcz sprzeczne (Demory i in., 2009), aczkolwiek autorzy zgodni są co do tego, że współczesne modele ewolucji mogą nie uwzględniać wszystkich źródeł nieprzezroczystości w atmosferach gwiazd późnych typów, jak np. molekuł TiO (Berger i in., 2006; López-Morales, 2007; Demory i in., 2009).

Wspomniana tendencja małomasywnych układów zaćmieniowych do preferowania mniejszych wartości α_{MLT} wraz z wyższym poziomem aktywności tych obiektów w porównaniu z

Nazwa	M_A	R_A	M_B	R_B	P_{orb}	Referencje, [uwagi]	
	$[M_{\odot}]$	$[R_{\odot}]$	[M _☉]	[R _O]	[d]		
Utady na ciągu głównym $(0,1 < t < 10 Gyr)$ z wyznaczeniami lepszymi niż 3%							
IM Vir	0,981	1,016	0,6644	0,681	1,31	Morales i in. (2009b)	
2MASS J05162881	0,787	0,788	0,770	0,817	2,56	Bayless i Orosz (2006)	
NGC 2204-S892	0,733	0,72	0,662	$0,\!68$	$0,\!45$	Różyczka i in. (2009)	
RXJ0239.1-1028	0,730	0,741	$0,\!693$	0,703	?	López-Morales i Shaw (2007), [1]	
GU Boo	$0,\!6101$	$0,\!627$	0,5995	0,624	$0,\!49$	López-Morales i Ribas (2005)	
YY Gem	0,5992	$0,\!6191$	0,5992	0,6191	0,81	Kron (1952) ; Torres i Ribas (2002)	
NSVS 01031772	0,5428	0,526	0,4982	0,509	0,37	López-Morales i in. (2006) , $[2]$	
CU Cnc	$0,\!4333$	$0,\!4371$	0,3890	0,3908	2,77	Ribas (2003)	
GJ 3236	0,376	0,3828	0,281	0,2992	0,77	Irwin i in. (2009)	
CM Dra	0,231	0,2534	0,2141	0,2393	1,27	Lacy (1977); Morales i in. (2009a)	
Ula	dy na cią	gu główny	m (0, 1 <	t < 10 G	$(yr) \ z \ wy$	znaczeniami gorszymi niż 3%	
HAT-TR-205-013	1,04	1,28	0,124	0,167	2,23	Beatty i in. (2007), [3,4]	
T-Lyr1-17236	$0,\!6795$	$0,\!634$	0,5226	0,525	8,43	Devor i in. (2008)	
2MASS J0154293	$0,\!66$	$0,\!64$	$0,\!62$	0,61	$2,\!64$	Becker i in. (2008)	
HIP 96515 A	0,59	$0,\!64$	0,54	0,55	2,35	Huélamo i in. (2009), [5]	
BD -22 5866	0,588	0,614	0,588	0,598	2,21	Shkolnik i in. (2008)	
UNSW-TR-2	0,529	$0,\!641$	0,519	0,608	$2,\!12$	Young i in. (2006), [5]	
TrES-Her0-07621	0,493	0,453	0,489	0,452	$1,\!12$	Creevey i in. (2005)	
2MASS J04463285	$0,\!47$	0,56	0,19	0,21	$0,\!62$	Hebb i in. (2006)	
LP133-373	0,34	0,33	0,34	0,33	$1,\!63$	Vaccaro i in. (2007)	
SDSS-MEB-1	0,272	0,268	0,240	0,248	0,41	Blake i in. (2008)	
			Ułady wye	ewoluowan	t e (t > 1)	10 Gyr)	
UV Psc	0,9829	1,11	0,7644	0,835	0,86	Lastennet i in. (2003); Torres i in. (2010)	
CG Cyg	0,941	0,893	0,814	0,848	$0,\!63$	Bedford i in. (1987); Popper (1994)	
RW Lac	0,9263	1,1864	0,8688	0,9638	10,37	Lacy i in. (2005); Torres i in. (2010)	
ω Cen-V209	0,945	0,983	0,144	0,425	0,83	Kałużny i in. (2007), [6]	
HS Aur	0,898	1,004	0,877	0,874	9,82	Popper i in. (1986); Torres i in. (2010)	
47 Tuc-V69	0,8762	1,3148	0,8588	1,1616	29,54	Thompson i in. (2010)	
ω Cen-OGLEGC 17	0,806	1,882	0,686	0,886	2,47	Thompson i in. (2001b)	
NGC 6397-V32	0,790	1,53	0,232	0,237	9,88	Kałużny i in. (2008), [3]	
		Układ	y przed ci	iggiem głó	wnym (i	$t < 0.1 \ Gyr)$	
V1174 Ori	1,006	1,338	0,7271	1,063	2,63	Stassun i in. (2004); Torres i in. (2010), [4]	
NSVS 02502726	0,714	0,645	0,347	0,501	0,56	Çakırlı i in. (2009)	
NSVS 06507557	0.66	0.60	0.28	0.44	0.52	Čakırlı i İbanoğlu (2010)	
Par 1802	0.41	1.82	0.41	1.69	4.67	Cargile i in. (2008) : Stassun i in. (2008)	
JW 380	0.26	1.19	0.15	0.90	5.30	Irwin i in. (2007)	
Ukla	dy, w któr	ych jeden	ze składr	ników jest	bliski w	ypelnienia powierzchni Roche'a	
GSC 2314-0530	0.51	0.55	0.26	0.29	0.19	Dimitrov i Kiurkchieva (2010)	
V405 And	0.49	0.78	0.21	0.23	0.50	Chevalier i Ilovaisky (1997): Vida i in. (2009)	
OGLE BW3 V38	0.44	0.51	0.41	0.44	0.20	Maceroni i Montalbán (2004)	

Tablica 4.2: Masy i promienie znanych dziś rozdzielonych układów zaćmieniowych ze składnikami o masach poniżej 1 ${\rm M}_\odot.$

Uwagi: [1] Brak danych obserwacyjnych i opisu analizy, podane jedynie wyniki, stąd brak informacji o okresie orbitalnym; [2] Wciąż nie opublikowany w recenzowanym czasopsmie (złożony do Astrophysical Journal), dostępny jedynie preprint; [3] Obserwowane jedno zaćmienie i jedna krzywa RV; [4] Masa większa od 1 M_{\odot} o mniej, niż błąd wyznaczenia 1 σ ; [5] Brak krzywych RV; [6] Układ prawdopodobnie po fazie wspólnej otoczki.

gwiazdami pojedynczymi, wydaje się być kluczem do zrozumienia obserwowanych niezgodności w promieniach i temperaturach gwiazd. Jak było opisywane w poprzednim Rozdziale, obecność drugiego składnika jest źródłem oddziaływań pływowych, których jednym ze skutków jest synchronizacja okresu rotacji gwiazdy z okresem orbitalnym układu (Hut, 1981; Zahn, 1989). To z kolei oznacza wysokie prędkości rotacji, często znacznie przeraczające 10 km/s (np. 129,5 km/s dla OGLE BW3 V38 A; Maceroni i Montalbán, 2004). Teoretyczny opis wpływu rotacji i silnych pól magnetycznych na konwekcję, przez co na promienie i efektywne temperatury gwiazd, zaproponowali Chabrier i in. (2007).

We wnętrzu chłodnej gwiazdy typowe skale czasowe ruchów konwektywnych są rzędu $10^6 - 10^7$ s, przy prędkościach rzędu $10^2 - 10^3$ cm/s. W ciasnym układzie podwójnym, ruchy konwektywne są pod silnym wpływem rotacji i w dużych skalach są silnie anizotropowe. W szczególności utrudniony jest przepływ w kierunkach innych niż wzdłuż osi rotacji (Zhang i Jones, 1997). Efektem jest skrócenie charakterystycznej skali długości, jak również i prędkości ruchów konwektywnych wzdłuż tych kierunków, co przekłada się na zmniejszenie skuteczności konwektywnego transportu ciepła. Z drugiej strony materia jest silnie zjonizowana i jest bardzo dobrym przewodnikiem elektrycznym. Pod wpływem silnego pola magnetycznego i ruchów konwektywnych, wytwarza się prąd elektryczny i związana z nim siła Lorentza, która ma dodatkowy wpływ na poruszającą się materię. Pomiędzy siłami wyporności (konwekcja), Coriolisa (rotacja) i Lorentza (pole magnetyczne) dochodzi do ustalenia charakterystycznego stanu równowagi, zwanego równowagą MAC (Magnetic, Archimedean, Coriolis: Starchenko i Jones, 2002). W warunkach tej równowagi, charakterystyczne prędkości ruchów konwektywnych wych są rzędu $v_{conv} \sim 10 - 100$ cm/s, czyli o czynnik 10 mniejsze niż w standardowym ujęciu konwekcji (Chabrier i in., 2007).

Aby wytłumaczyć wysokie wartości obserwowanych na powierzchni gwiazd pól magnetycznych, we wnętrzach szybko rotujących gwiazd powinien zachodzić również mechanizm dynama magnetycznego, czyli wzmacniania wartości pola magnetycznego przy udziale rotacji i wyporności. Zgodnie z prawami Ohma i równaniami Maxwella, pole magnetyczne zanika o ile pole prędkości nie jest w stanie zrównoważyć dyfuzji magnetycznej. Innymi słowy, można podać graniczną wartość tzw. magnetycznej liczby Reynoldsa $R_m = v_{conv} R_\star / \eta$ (gdzie η jest współczynnikiem dyfuzji pola magnetycznego), wymaganą do zaistnienia efektu dynama. Jeśli tylko kryterium dynama jest spełnione, wartość pola magnetycznego rośnie aż do osiągnięcia równowagi MAC. Za dyfuzję pola magnetycznego odpowiadają w omawianym przypadku ruchy konwektywne, co odpowiada $\eta \sim lv_{conv}$, gdzie l jest magnetyczną skalą długości w turbulentnym ośrodku. Jeśli przyjąć, że efekt dynama występuje dla $R_m > 50$, to łatwo jest oszacować że l musi być mniejsze niż $R_{\star}/50$ (dla porównania: ciśnieniowa skala długości, oraz średnia droga mieszania w standardowym ujęciu konwekcji są tego samego rzędu co R_{\star}). Zakładając równowage MAC można też oszacować wartość indukcji pola magnetycznego na $10^4 - 10^5$ G (Chabrier i in., 2007), co jest zgodne z wartością obserwowaną na powierzchni (Donati i in., 2006). To z kolei pozwala na oszacowanie prędkości Alfvenowskiej $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} > v_{conv}$, zatem pole magnetyczne powinno hamować ruchy konwektywne, szczególnie w kierunkach prostopadłych do linii sił pola.

Powyższe rozumowanie jest znacznie uproszczone, poprzez np. założenie idealnego przewodnictwa ośrodka. Jednakże wyniki niniejszej analizy zostały potwierdzone również poprzez trójwymiarowe symulacje konwekcji w polu magnetycznym – Stein i in. (1992) wykazali zmniejsze-

4.1. UKŁADY ZAĆMIENIOWE W ASTROFIZYCE

nie wartości prędkości ruchów konwektywnych i skuteczności transportu ciepła ku powierzchni. Innymi słowy, zmniejszona jest maksymalna wartość strumienia ciepła, jaką może przetransportować ośrodek konwektywny. Do pełnego opisu procesu dochodzi jeszcze dyfuzja cieplna (w odróżnieniu od dyfuzji pola magnetycznego), częściowo odpowiedzialna za transport ciepła. Na chwile obecną nie został opisany właściwy mechanizm transportu energii w namagnetyzowanym ośrodku konwektywnym. Powyżej opisane uproszczone podejście można jednak przetłumaczyć na język standardowego opisu konwekcji – teorii średniej drogi mieszania – stosując wartość parametru α_{MLT} mniejszą niż 1 (Chabrier i in., 2007). Pamiętać jednak należy, że stosowana w konkretnych modelach ewolucyjnych obniżona wartość α_{MLT} , nie wynika bezpośrednio z zastosowanej w modelu fizyki, czy właściwego potraktowania konwekcji i aktywności, a jest jedynie założona sztucznie i odgórnie.

Warto zwrócić uwagę, że zmniejszenie strumienia energii transportowanego poprzez konwekcję, zwiększa znaczenie transportu promienistego, zwłaszcza w najbardziej zewnętrznych częściach gwiazdy, ale także w jądrze. To z kolei wymusza większy gradient temperatury w obszarach zewnętrznych, a więc mniejszą wartość T_{eff} na powierzchni. Natychmiastową konsekwencją jest zmniejszenie jasności gwiazdy ($\propto T_{eff}^4$) oraz ilości produkowanej w jej jądrze energii, co z kolei wymaga zwiększenia promienia gwiazdy, w celu utrzymania równowagi hydrostatycznej gwiazdy jako całości. Jednocześnie, w miarę malenia α_{MLT} , rośnie względny rozmiar promienistego jądra, oraz maleje graniczna masa obiektów w pełni konwektywnych (normalnie ~0,35 M_☉; np.: Chabrier i in., 2007).

Jeszcze jednym czynnikiem ograniczającym emitowany przez gwiazdę strumień promieniowania, związanym z podwyższoną na skutek szybkiej rotacji aktywnością, jest obecność plam. Chłodne, ciemne plamy są przejawem hamowania skuteczności konwekcji w rotującym, przewodzącym ośrodku, ale jednocześnie dowodzą iż pole magnetyczne nie jest w stanie całkowicie zatrzymać konwekcji w całym obszarze gwiazdy. W mocno uproszczony sposób wpływ plam na obserwowane parametry gwiazdowe przedstawili Chabrier i in. (2007). W ich podejściu całkowity strumień promieniowania od zaplamionej gwiazdy jest opisany przez $F = (1 - \beta)F_{\star} + F_S$, gdzie β jest uśrednionym po czasie ułamkiem powierzchni gwiazdy pokrytym przez plamy, a F_S jest strumieniem promieniowania z obszaru chłodnej plamy, przy czym autorzy uznali $F_S = 0$, co jest oczywiście nieprawdą. Dodatkowym zastrzeżeniem do przedstawionej przez nich uproszczonej analizy, jest uśrednianie β po czasie. Jak zostanie pokazane w dalszej części Rozdziału, plamy na powierzchniach gwiazd potrafią ewoluować bardzo szybko, zatem uśrednianie ich po czasie wprowadza potencjalnie znaczne niepewności. Zagadnieniu temu będzie poświęcone więcej uwagi w dalszej części Rozdziału.

Powyżej opisany scenariusz wydaje się skutecznie wyjaśniać zbyt duże w stosunku do teoretycznych promienie i zbyt małe temperatury składników małomasywnych układów zaćmieniowych. Jednocześnie warto przypomnieć, że niemal wszystkie znane tego typu obiekty mają okresy orbitalne poniżej 3 dni (Tab. 4.2). Spodziewać się zatem można, że w przypadku znacznie większych separacji, kiedy efekty pływowe nie są tak znaczące, a więc prędkości rotacji składników będą niewielkie, mierzone promienie i temperatury powinny być zbliżone do przewidywanych przez modele teoretyczne. W istocie, potwierdzać to może przypadek układu T-Lyr1-17236, o okresie orbitalnym 8,43 d (Devor i in., 2008). Zgodnie z teorią oddziaływań pływowych (Zahn, 1977) składnik wtórny układu mógł do tej pory nie ulec synchronizacji rotacji z okresem orbitalnym. Zaś jeśli synchronizacja miała miejsce, to przewidywane prędkości rotacji obu składników niewiele przekraczają 3 km/s (Devor i in., 2008). Dla tego układu, na poziomie dostępnej fotometrii, nie widać oznak zaplamienia, zaś na płaszczyźnie masapromień, wyznaczone wartości zgadzają się w granicach 1 σ z przewidywaniami teoretycznymi. Podobnie ma się sytuacja dla układu V69 w gromadzie kulistej 47 Tuc, charakteryzującego się najdłuższym okresem orbitalnym ze wszystkich znanych małomasywnych układów zaćmieniowych (29,54 d Thompson i in., 2010).

W świetle wszystkich powyższych faktów, warto zatem uświadomić sobie dwie rzeczy. Po pierwsze, w celach testowania modeli ewolucji gwiazd małomasywnych, uzyskane z modelowania układów zaćmieniowych promienie i temperatury powinny być traktowane z dużą dozą ostrożności. Jednakże użytecznym do testów parametrem okazuje się być jasność bolometryczna M_{bol} , jako że układy małomasywne wydają się wykazywać parametr ten zgodny z przewidywaniami (np.: Torres, 2007; Morales i in., 2009b). Wówczas, poszukuje się takiej wartości współczynnika $\beta \equiv R_{obs}/R_{mod} > 1$, aby teoretyczna wartość temperatury $T_{eff,mod}$ spełniała zależności: $T_{eff,obs} = T_{eff,mod}/\sqrt{\beta}$, wynikającą z zachowania jasności bolometrycznej (Morales i in., 2009b).

Po drugie, znana próbka układów małomasywnych z precyzyjnie wyznaczonymi parametrami jest wciąż niewielka, a nasze zrozumienie zachodzących w ich wnętrzach procesów wciąż słabe. Odkrycia ostatnich 10 lat jedynie naświetliły drogę, która być może pozwoli w przyszłości zrozumieć ewolucję gwiazd późnych typów, zwłaszcza tych bardzo aktywnych. Wciąż potrzebnych jest zatem coraz więcej przykładów dobrze scharakteryzowanych gwiazd małomasywnych, najlepiej składników układów zaćmieniowych. W dalszej części pracy przedstawiona zostanie analiza czterech nowych systemów, z aktywnymi składnikami o masach poniżej 1 M_{\odot} .

4.1.4 Zastosowane modele ewolucyjne

W dalszej analizie, szczególnie w części dotyczącej szacowania wieku i wyznaczania statusu ewolucyjnego, wykorzystane zostały cztery zestawy modeli ewolucyjnych: BCAH98 (Chabrier i Baraffe, 1997; Baraffe i in, 1998), GENEVA (Lejeune i Shaerer, 2001), PADOVA (Girardi i in., 2000; Marigo i in., 2008) oraz Yonsei-Yale (Y²; Yi i in., 2001; Demarque i in., 2004).

Zestaw BCAH98

Jest to zestaw uważany za najbardziej adekwatny do badania gwiazd późnych typów, gdyż wyróżnia się uwzględnieniem dokładnych warunków brzegowych na granicy pomiędzy obszarami wewnętrznymi gwiazdy a jej (nie-szarą) atmosferą. Opiera się na modelach atmosfer NextGen (Allard i in., 1999) i wykorzystuje nieprzezroczystości OPAL (Rogers i Iglesias, 1995; Iglesias i Rogers, 1996) lub Alexandra i Fergusona (1994). Dostępne są zestawy izochron dla mas powyżej 0,8 M_☉ i metaliczności Z = 0,02 lub Z = 0,006 ([M/H] = -0,5), przy czym Y = 0,275lub 0,25. Modele BCAH98 są również policzone dla trzech wartości parametru α_{MLT} : 1, 1,5 oraz 1,9, który zakłada Y = 0,282 i odtwarza wartości słoneczne. Syntetyczne jasności i kolory policzone są dla systemów fotometrycznych Johnsona-Cousinsa-Glassa oraz $(JHK)_{CIT}$.

Zestaw GENEVA

Zestaw ten powstał w oparciu o ujednoliconą bibliotekę widm syntetycznych *BaSeL* (Lejeune i in., 1997, 1998) poprawioną tak, aby spełniały empiryczne relacje kolor-temperatura dla metaliczności słonecznej i półempiryczne dla innych metaliczności. Ścieżki ewolucyjne i izochrony policzone zostały dla różnych składów chemicznych, zakresów mas czy temp utraty masy (w zależności od masy gwiazdy). Dostępne są modele dla mas $0.8 - 120 \text{ M}_{\odot}$ w pełnym zakresie metaliczności oraz $0.4 - 1.0 \text{ M}_{\odot}$ z magnetohydrodynamicznym (MHD) równaniem stanu dla metaliczności $Z \leq Z_{\odot}$. Wszystkie modele wykorzystują nieprzezroczystości OPAL lub Alexandra i Fergusona oraz liniowe prawo wzbogacenia chemicznego: $Y = Y_P + (\Delta Y/\Delta Z)Z$, przy czym $Y_P = 0.24$ (pierwotna zawartość helu), zaś $\Delta Y/\Delta Z = 3$ dla $Z \leq Z_{\odot} = 0.02$ oraz $\Delta Y/\Delta Z = 2.5$ dla Z > 0.02 (galaktyczny parametr wzbogacenia helu). Syntetyczne jasności i kolory policzone są dla systemów fotometrycznych Johnsona-Cousinsa-Glassa, HST/WFPC2, genewskiego i waszyngtońskiego.

Zestaw PADOVA

Zestaw początkowo zawierał tylko modele ze składem chemicznym przeskalowanym do słonecznego zgodnie z relacją $Y \simeq 0, 23 + 2, 25Z$ (Girardi i in., 2000), jednakże niedawno powiększony został o modele z dużym zakresem zawartości helu i ciężkich pierwiastków (YZVAR; Bertelli i in., 2008, 2009), przy czym na potrzeby tej pracy wykorzystany był jedynie wcześniejszy zestaw, ograniczony do $Z \leq 0,03$. Modele atmosfer wykorzystują nieprzezroczystości OPAL lub Alexandra i Fergusona. Równanie stanu jest zależne od temperatury i dla wysokich temperatur $(> 10^7 \text{ K})$ odpowiada gazowi w pełni zjonizowanemu (z uwzględnieniem degeneracji elektronów), zaś w niższych temperaturach zastosowane jest szczegółowe podejście MHD. Parametr średniej drogi mieszania jest przeskalowany do wartości bliskiej słonecznej ($\alpha_{MLT} = 1,68$). Izochrony dostępne są dla mas powyżej 0,6 M_☉. Syntetyczne jasności i kolory policzone są dla systemów fotometrycznych Johnsona-Cousinsa-Glassa, HST/WFPC2, 2MASS, CFHT ($u^*g'r'i'z$), AKARI, DENIS, ESO i innych.

Zestaw Yonsei-Yale (Y^2)

Zestaw obliczony z wykrzystaniem nieprzezroczystości OPAL lub Alexandra i Fergusona oraz równiania stanu OPAL (Rogers i in., 1996). Skład chemiczny początkowo skalowany do słonecznego zgodnie z relacją Y = 0, 23 + 2Z, później powiększony o dwa zestawy uwzględniające wzbogacenie elementami α (sposób przeliczenia metaliczności do Z dla różnych stopni wzbogacenia podany jest w Tabeli 2 w: Kim i in., 2002). Parametr średniej drogi mieszania zbliżony do wartości słonecznej ($\alpha_{MLT} = 1,7431$). Syntetyczne jasności i kolory policzone są dla systemów fotometrycznych Johnsona-Cousinsa i ESO.

4.2 Próbka obiektów z przeglądu ASAS

Poszukiwanie nowych małomasywnych układów zaćmieniowych odbywało się w oparciu o dane z przeglądu *All-Sky Automated Survey-3* (ASAS-3; Pojmański, 1997, 2002). ASAS jest przeglądem nieba wykonywanym za pomocą niewielkich instrumentów zlokalizowanych w Las Campa-

nas Observatory w Chile oraz Haleakala Observatory na Hawajach (ASAS-3N). W skład instrumentarium stacji południowej, pracującej od kwietnia 2002, wchodzą głównie dwa obiektywy Minolta 200/2,8, podłączone do kamer Apogee AP-10 2048×2048, dające pole widzenia 8,8 na 8,8 stopnia. Dodatkowo w LCO działa niewielki teleskop Cassegraina o średnicy 25 cm (F/3,3), wyposażony w taką samą kamerę, dający pole widzenia 2,2°×2,2°. Stacja północna, działająca od roku 2006, wyposażona jest w dwa obiektywy Nikkor 200/2,0, podłączone do takich samych kamer AP-10, dające pole widzenia 8,5°×8,5°. Obie stacje wykonują 180-sekundowe ekspozycje w filtrach V oraz I. Na chwilę obecną dostępne są jedynie dane ze stacji południowej ($\delta \leq +28^\circ$) oraz z pola widzenia satelity Kepler (Pigulski i in., 2009).

Na podstawie danych ze stacji południowej z katalogu ACVS (ASAS Catalogue of Variable Stars) wybrana została próbka obiektów – kandydatów na nowe małomasywne układy zaćmieniowe. Wybierane były obiekty oznaczone jako zaćmieniowe rozdzielone, mające okres orbitalny poniżej 8 dni oraz kolor V - K > 2. Następnie odrzucane były obiekty, które przy dłuższych okresach wykazywały zaćmienia obejmujące znaczącą część krzywej blasku i wyraźną modulację elipsoidalną, a także takie, których zaćmienie główne było głębsze niż 1 mag, przy jednoczesnym słabo zaznaczonym zaćmieniu wtórnym. We wczesnych fazach projektu, kilka interesujących obiektów wskazał też Grzegorz Pojmański z Uniwersytetu Warszawskiego. Ostatecznie, do obserwacji spektroskopowych, mających na celu wyznaczenie krzywych prędkości radialnych, a więc ocszacowanie mas sładników, wybranych zostało około 60 obiektów. W późniejszych stadiach projektu do obserwacji wybierane już były tylko te układy, które przy okresie poniżej 1 dnia wciąż wykazywały dobrze rozdzielone zaćmienia, co sugerowałoby stosunkowo małe promienie.

Obserwacje spektroskopowe udało się przeprowadzić dla około 40 układów. Większość z nich została odrzucona jako jednoliniowe, lub "zblendowane" z jasną gwiazdą tła (trzecie światło wnosiło największy wkład do jasności układu). Dla 9 układów udało się wykonać wystarczającą ilość odpowiednio dobrych pomiarów RV, aby wyznaczyć ich krzywe RV i oszacować masy składników. Dla kilku innych układów wykonane pomiary RV zawierają za mało punktów do przeprowadzenia analizy orbitalnej, lub niepewność wyznaczeń prędkości jest zbyt duża. Ze wspomnianych 9 systemów z dobrymi krzywymi RV, 6 okazało się mieć składniki o masach wyraźnie poniżej 1 M_{\odot} oraz wykazywać znaczącą aktywność (np. poprzez emisję rentgenowską). Analiza czterech z nich przedstawiona jest w dalszej części Rozdziału⁴. Obiekty te mają następujące oznaczenia w katalogu ACVS: 045304-0700.4, 082552-1622.8, 093814-0104.4 oraz 212954-5620.1.

4.2.1 ASAS J045304-0700.4 (ASAS-04)

Inne oznaczenia: GSC 0749-00560, 1RXS J045304.1-070011. Dla tego układu ACVS podaje jasność w V = 11,35 mag, amplitudę jasności $\Delta V = 0,29$ mag, kolor V – K = 2,24 mag, oraz okres orbitalny P = 1,6224 d, najdłuższy z omawianych w tej pracy układów. Jego zaćmieniowa natura nie została odnotowana wcześniej. O aktywności obiektu świadczy detekcja w paśmie X zarejestrowana przez satelitę ROSAT (strumień rentgenowski $F_X = 1,073 \times 10^{-12}$ erg/cm²/s; Voges i in., 1999). Oryginalna krzywa blasku z przeglądu ASAS obejmuje ponad 8

 $^{^{4}}$ Analiza dwóch pozostałych jeszcze nie została przeprowadzona, m.in. ze względu na brak wystarczającej ilości danych fotometrycznych.

lat obserwacji, daje pełne pokrycie faz orbitalnych i nie wykazuje znaczących modulacji poza zaćmieniami.

4.2.2 ASAS J082552-1622.8 (ASAS-08)

Inne oznaczenia: HIP 41322, NLTT 19515, PPM 715320, EUVE J0825-16.3, GSC 05998-01918, CCDM 08259-1623 A, 1RXS J082551.4-162244. Najjaśniejszy z omawianych obiektów. ACVS podaje V = 10,20 mag, $\Delta V = 0,41$ mag, kolor V - K = 3,40 mag oraz okres orbitalny P = 1,52852 d. Znany jako źródło UV (Lampton i in., 1997) oraz X ($F_X = 3,556 \times 10^{-12}$ erg/cm²/s; Voges i in., 1999), zidentyfikowany również jako posiadający line emisyjne (Polomski et al., 1997). Spektroskopową podwójność układu jako pierwsi odnotowali Christian i Mathioudakis (2002), którzy również podali szerokości równoważne linii emisyjnych H_{α} i H_{β} dla każdego ze składników. Pierwsze spektroskopowe rozwiązanie orbitalne podali Montes i in. (2007). Uzyskali pięć widm wysokiej rozdzielczości, z czego dwa w okolicy fazy orbitalnej $\phi = 0$. Na podstawie jednowymiarowych funkcji korelacji krzyżowej, stwierdzili również obecność trzeciego składnika o prędkości zgodnej z prędkością systemową układu podwójnego. Układ ASAS-08 jest znany w katalogu satelity Hipparcos (ESA, 1997) jako część systemu podwójnego CCDM 08259-1623, którego sładniki różnią się w jasności o 2,37 mag, co jest zgodne ze stosunkiem jasności, jaki oszacowali Montes i in. (2007). Wynik nowej redukcji danych Hipparcosa daje paralakse układu $21,83 \pm 2,25$ mas, co odpowiada odległości $45,8 \pm 4,7$ pc. Zaćmienia po raz pierwszy odnotowane są w katalogu ACVS. Oryginalna krzywa blasku z przeglądu ASAS obejmuje ponad 8 lat obserwacji, daje pełne pokrycie faz orbitalnych i nie wykazuje znaczących modulacji poza zaćmieniami.

4.2.3 ASAS J093814-0104.4 (ASAS-09)

Inne oznaczenia: GSC 04894-02310, 1RXS J093813.2-010423. Układ o najmniejszej jasności ze wszystkich omawianych. ACVS podaje V = 12,07 mag, $\Delta V = 0,47 \text{ mag}$, kolor V - K = 2,51 mag oraz okres orbitalny P = 0,89743 d. Nie odnotowany wcześniej jako spektroskopowo podwójny czy zaćmieniowy. Słabe źródło promieniowania X ($F_X = 0,40 \times 10^{-12} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$; Voges i in., 1999). Oryginalna krzywa blasku z przeglądu ASAS obejmuje ponad 8 lat obserwacji, daje pełne pokrycie faz orbitalnych i nie wykazuje znaczących modulacji poza zaćmieniami.

4.2.4 ASAS J212954-5620.1 (ASAS-21)

Inne oznaczenia: GSC 08814-01026, 1RXS J212954.0-561954. ACVS podaje dla tego układu jasność V = 11,84 mag, $\Delta V = 0,77$ mag, kolor V - K = 2,88 mag oraz okres orbitalny P = 0,702426 d, najktrótszy ze wszystkich tu omawianych. Nie odnotowany wcześniej jako spektroskopowo podwójny, czy zaćmieniowy. Źródło promieniowania X ($F_X = 0,714 \times 10^{-12}$ erg/cm²/s; Voges i in., 1999). Oryginalna krzywa blasku z przeglądu ASAS obejmuje ponad 8 lat obserwacji, daje pełne pokrycie faz orbitalnych i nie wykazuje znaczących modulacji poza zaćmieniami.

4.3 Obserwacje

4.3.1 Obserwacje spektroskopowe

Keck I/HIRES

ASAS-04 oraz ASAS-08 były obserwowane spektroskopowo najwcześniej ze wszystkich kandydatów na małomasywne układy zacmieniowe, jeszcze jako obiekty testowe. Obserwacje prowadził Maciej Konacki na 10-m teleskopie Keck I z instrumentem *HIgh Resolution Echelle Spectrometer* (HIRES). Pomiędzy wrześniem 2004 a październikiem 2005 wykonanych zostało 9 widm dla układu ASAS-04 i 8 dla ASAS-08, wszystkie o rozdzielczości $R \sim 60000$. Ekspozycje dla ASAS-04 trwały 900 sekund, co dało stosunek sygnału do szumu ~110 w okolicy $\lambda \sim 6500$ Å, zaś 600-sekundowe ekspozycje dla ASAS-08 pozwoliły uzyskać *SNR* rzędu 170.

Przy obserwacjach obu układów wykorzystana była komórka jodowa oraz metoda Konackiego wyznaczania prędkości radialnych układów spektroskopowo podwójnych (patrz: poprzedni rozdział oraz: Konacki, 2005, 2009; Konacki i in., 2009, 2010). Prędkości wyznaczone były techniką TODCOR (Zucker i Mazeh, 1994) w oparciu o widma syntetyczne, uzyskane kodami ATLAS9 i ATLAS12 (Kurucz, 1995). Wykonany był również etap rozplątywania tomograficznego, lecz w tych przypadkach nie udało się poprawić wyznaczeń prędkości.

Wyznaczone prędkości radialne dla obu układów przedstawione są w tabeli 4.3. Błędy formalne, w zakresie 100-200 m/s, szacowane były na podstawie rozrzutu pomiarów z pojedynczych rzędów widma échelle i okazały się być niedoszacowane. Podobnie jak w przypadku BY Draconis, aby uzyskać zredukowane χ^2 dopasowania orbitalnego bliskie 1, należało do błędów formalnych dodać w kwadraturze czynnik systematyczny. Wyniósł on dla układu ASAS-04 0,61 i 0,44 km/s odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego, zaś analogicznie dla ASAS-08 wyniósł on 0,60 i 0,50 km/s. Są to wartości bliskie wartości *rms* dopasowania orbitalnego. Pomimo użycia komórki I₂, uzyskana precyzja pomiarów jest znacznie pogorszona przez wysoką prędkość rotacji składników systemów ASAS-04 i ASAS-08 ($v_{rot} \sin i \sim 25$ km/s) oraz aktywność układów, przejawiająca się m.in. obecnością plam (patrz: punkt 4.3.2), będąca najprawdopodobniej głównym źródłem błędów pomiarów RV. W Tabeli 4.3, dla wsystkich omawianych układów, podane są ostateczne wartości błędów wyznaczeń prędkości radialnych.

Na Rysunku 4.1 pokazane są pomiary prędkości radialnych składników układów ASAS-04 i ASAS-08 w funkcji fazy orbitalnej względem uzyskanej w ostatecznym dopasowaniu wartości okresu. Przedstawione są także modelowe krzywe RV oraz residua (O-C) względem nich wraz z ostatecznymi wartościami błędów pomiarów (z Tab. 4.3).

Radcliffe/GIRAFFE

Najwięcej obiektów z próbki kandydatów na małomasywne układy zaćmieniowe obserwowanych było w South African Astronomical Observatory (SAAO) za pomocą 1,9-m teleskopu Radcliffe'a ze spektrografem GIRAFFE (*Grating Instrument for Radiation Analysis with a Fibre-Fed Echelle*). Obserwacje te pozwoliły na odrzucenie większości obiektów z próbki oraz, przede wszystkim, wskazanie trzech nowych układów małomasywnych, w tym ASAS-21, który obserwowany był w czerwcu 2006. Uzyskanych zostało 7 widm o rozdzielczości $R \sim 40000$, wykonanych z czasami ekspozycji 3600 s, co dało *SNR* około 35. Większość widm wykona-



Rysunek 4.1: Prędkości radialne układów ASAS-04 (lewo) i ASAS-08 (prawo) z obserwacji teleskopem Keck I razem z najlepszym dopasowaniem orbitalnym. Pomiary dla składnika głównego oznaczone są kółkami, dla wtórnego – trójkątami. Linia ciągła oznacza modelową krzywą RV składnika głównego, linia przerywana – wtórnego. Linia kropkowana oznacza wartości prędkości systemowych v_{γ} . Przedstawione są też residua dopasowania wraz z ostatecznymi błędami pomiarów RV.



Rysunek 4.2: Prędkości radialne układów ASAS-09 (lewo) i ASAS-21 (prawo) z obserwacji teleskopem AAT (gwiazdki) i Radcliffe'a (kwadraty) razem z najlepszym dopasowaniem orbitalnym. Pomiary dla składnika głównego oznaczone są symbolami pustymi, dla wtórnego – pełnymi. Linia ciągła oznacza modelową krzywą RV składnika głównego, linia przerywana – wtórnego. Linia kropkowana oznacza wartości prędkości systemowych v_{γ} . Przedstawione są też residua dopasowania wraz z ostatecznymi błędami pomiarów RV.

nych tym instrumentem na potrzeby programu była następnie 4-krotnie binowana w kierunku dyspersji, aby dwukrotnie zwiększyć ich stosunek sygnału do szumu, czego efektem mogłoby być uzyskanie wyraźniejszych maksimów na mapie funkcji korelacji krzyżowej. Jednakże, dla układu ASAS-21 nawet bez tego kroku maksima były wyraźne i dałyby wiarygodne wyniki pomiarów. Spektrograf GIRAFFE nie jest wyposażony w komórkę jodową, zatem rozwiązanie długości fali opierało się o widma lampy torowo-argonowej (ThAr), wykonywane przed i po właściwej ekspozycji obiektu. Formalny błąd pomiaru prędkości radialnych obliczany był na podstawie analizy *bootstrap* map TODCOR, obliczonych dla każdego rzędu échelle osobno, wybieranych losowo i sumowanych. W wyniku mniejszego SNR i gorszej rozdzielczości spektralnej, w porównaniu z obserwacjami dwóch poprzednich układów, uzyskane błędy pomiarów RV okazały się być dużo większe – na poziomie pojedynczych km/s.

AAT/UCLES

Dwa dodatkowe widma układu ASAS-21, wykonane zostały we wrześniu 2008 roku za pomoca 3,9-m teleskopu Anglo-Australijskiego (AAT) z instrumentem University College London Echelle Spectrograph (UCLES). Obserwacje te nie były dedykowane poszukiwaniom nowych układów małomasywnych, stąd mała próbka kandydatów na takowe była w Australii obserwowana. Zastosowana została szczelina o szerokości 1 asec, co pozwoliło uzyskać rozdzielczość $R \sim 60000$. Przy dużym seeingu, typowo powyżej 2 asec, bez binowania i przy 900-sekundowych ekspozycjach, uzyskany został $SNR \sim 25$, co w rezultacie dało precyzję pomiarów RV podobną jak dla obserwacji teleskopem Radcliffe'a. Nie była użyta dostępna na spektrografie UCLES komórka jodowa, zatem kalibracja długości fali odbywała się przy użyciu ekspozycji lampy ThAr. Ze względu na wykorzystanie dwóch różnych instrumentów, wymagane było wyznaczenie systematycznego przesunięcia pomiędzy pomiarami z nich pochodzącymi (patrz: pomiary RV dla BY Dra), wynoszącego 4,16 km/s. Uzyskane pomiary pozwoliły na dopasowanie orbitalne, którego zredukowane χ^2 bliskie było 1, przez co nie było potrzeby dodawania czynnika systematycznego do formalnie wyznaczonych błędów. Warto również pamiętać o dużym poszerzeniu rotacyjnym linii widmowych obu składników ($v_{rot} \sin i \sim 50 - 60 \text{ km/s}$), wynikającym z ich (prawdopodobnie) synchronicznej rotacji oraz o ich aktywności, objawiającej się m.in. obecnością plam (patrz: punkt 4.3.2). Poszczególne pomiary RV składników układu, wraz z ich błędami oraz O - C dopasowania orbitalnego, przedstawione są w Tabeli 4.3.

Przy użyciu tego samego instrumentarium, w styczniu 2009 uzyskane zostały cztery widma układu ASAS-09. Ekspozycje wykonane były przy dużym seeingu, z czasem naświetlania 900 s, co dało $SNR \sim 15 - 20$. Kalibracja długości fali, pomiar prędkości radialnych i oszacowanie ich błędów odbyły się w sposób identyczny jak dla ASAS-21. Same wartości formalnych błędów pomiaru RV również okazały się być podobne, lecz w tym przypadku niedoszacowane (zredukowane χ^2 dopasowania orbitalnego większe niż 1). Do błędów pomiaru składnika głównego został dodany czynnik systematyczny o wartości 0,85 km/s, zaś do pomiarów składnika wtórnego – 3,70 km/s. Źródłem tych dodatkowych niepewności jest prawdopodobnie aktywność gwiazdowa układu. Na dokładność pomiarów ma również znaczący wpływ poszerzenie rotacyjne linii ($v_{rot} \sin i \sim 45$ km/s). Pomimo dużych wartości niepewności i słabego SNR, maksima na mapach TODCOR były bardzo wyraźne. Pozwoliło to np. na zarejestrowanie znaczącej zmiany prędkości obu składników (o około 5 km/s) w czasie około 20 minut (widma

4.3. OBSERWACJE

Tablica 4.3: Prędkości radialne wszystkich omawianych małomasywnych układów zaćmieniowych wraz z ich ostatecznymi błędami (\pm) oraz O - C dopasowania orbitalnego. W kolumnie "Tel./spek." obserwacje teleskopem Keck I z instrumentem HIRES oznaczone są jako "K/H", Radcliffe/GIRAFFE jako "R/G", zaś AAT/UCLES jako "A/U".

Date (TDB)	<u>,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,</u>	+	0-C	no jano	+		Tel /
-2450000	$[\rm km/s]$	[km/s]	$[\rm km/s]$	[km/s]	[km/s]	$[\rm km/s]$	spek.
ASAS-04	[/~]		[/]	[/ ~]	[/]	[/]	
3277 0930	148 40	0.62	0.16	-40.38	0.58	-0.23	K/H
3277,1274	153 98	0.58	-0.15	-45 75	0.49	0.32	K/H
3329 0271	152,32	0.58	-0.06	-45.08	0.49	-0.78	K/H
3330 0147	-48 11	0.58	-0.29	157.53	0.49	0.24	K/H
3454.7577	-44.19	0.60	0.46	153.45	0.55	-0.63	K/H
3456 7734	12.64	0.77	1 44	97 76	0.80	-0.04	K/H
3655,1046	154.07	0.58	-0.08	-45.57	0.48	0.51	K/H
3656,1196	-43.04	0.59	-0.74	152.00	0.50	0.29	K/H
3657.0408	124.30	0.58	-0.09	-16.05	0.48	0.11	K/H
ASAS-08	,	0,00	0,00	,	0,20	0,	/
3329,1417	-50.01	0.70	-0.34	121.32	0.60	0.12	K/H
3330.1258	131,99	0,70	-0,46	-65,06	0.60	0,00	Ќ/Н
3454,7773	-47,84	0.70	-0,68	118,61	0.60	-0,06	Ќ/Н
3455,8200	14.36	0.71	0,42	56,63	0.62	0.51	Ќ/Н
3456,7692	118,61	0,70	0.51	-51,23	0.61	-0,79	Ќ/Н
3655, 1169	-13,07	0,70	0,53	84,05	0,60	-0,24	Ќ/Н
3656, 1383	-18,66	0,70	1,02	89,58	$0,\!60$	-0,89	Ќ/Н
3657, 1184	135,97	0,70	0,03	-68,36	0,60	0,25	Ќ/Н
ASAS-09							
4837,1911	136,75	1,75	0,34	-93,08	4,99	-1,14	A/U
4837,2062	131,96	$1,\!69$	1,86	-87,62	4,52	-1,99	A/U
4840,1398	-57,14	1,95	-1,39	106,51	3,94	6,17	A/U
4840,2420	-100,56	2,21	$1,\!17$	$141,\!33$	4,75	-5,03	A/U
ASAS-21							
$3903,\!6543$	-125,31	1,33	-0,36	112,00	3,20	1,42	R/G
$3903,\!6949$	-141,05	1,07	-0,20	130,09	3,05	1,06	R/G
$3904,\!6314$	32,74	2,48	1,91	-72,70	2,93	3,56	R/G
$3905,\!5318$	87,00	1,52	-2,80	-144,90	3,86	-6,37	R/G
3906,5668	-135,15	1,28	-1,39	$123,\!63$	2,35	2,84	R/G
$3906,\!6109$	-105,44	1,40	0,78	$85,\!47$	2,94	-3,38	R/G
$3906,\!6489$	-67,42	1,72	3,07	$51,\!39$	3,11	3,98	R/G
4727,0620	-97,72	$1,\!61$	-2,33	76,92	3,40	$0,\!63$	A/U
4728,0651	95,93	3,99	-1,02	-148,10	2,05	-1,27	A/U

z 5 stycznia 2009, JD~2454837,2). ASAS-09 jest jedynym nowym, małomasywnym układem zaćmieniowym znalezionym na podstawie obserwacji wykonanych tylko teleskopem AAT. Poszczególne pomiary RV składników układu wraz z ich ostatecznymi błędami, jak również O-C dopasowania orbitalnego, przedstawione są w Tabeli 4.3.

Na Rysunku 4.2 pokazane są pomiary prędkości radialnych składników układów ASAS-09 i ASAS-21, w funkcji fazy orbitalnej względem uzyskanej w ostatecznym dopasowaniu wartości okresu. Przedstawione są także modelowe krzywe RV oraz residua względem nich wraz z ostatecznymi wartościami błędów pomiarów (z Tab. 4.3). Obserwacje z teleskopu AAT są oznaczone gwiazdkami, zaś z teleskopu Radcliffe'a – kwadratami.



Rysunek 4.3: Krzywe blasku układu ASAS-04 w pasmach V oraz I, złożone z okresem orbitalnym P = 1.62221933 d. Niższe panele przedstawiają (przesunięte) pomiary fotometryczne z teleskopu Elizabeth, wyższe zaś residua względem ostatecznego modelu. Wyraźnie widoczne są modulacje poza zaćmieniami, wynikające prawdopodobnie z obecności chłodnych plam.

4.3.2 Obserwacje fotometryczne

SAAO

W wyniku wstępnego modelowania nowo odkrytych układów małomasywnych, opartego o uzyskane prędkości radialne i dostępną z przeglądzie ASAS fotometrię, nie dało się uzyskać porządanej precyzji wyznaczeń mas i promieni na poziomie niższym niż 3%. Zaistniała zatem potrzeba wykonania dodatkowej fotometrii, o dokładności dużo większej niż dostępna z przeglądu ASAS. Wszystkie omawiane układy były zatem dodatkowo obserwowane w SAAO na 1,0-m teleskopie Elizabeth. Do obserwacji w pasmach V oraz I_C użyta została kamera STE4 o rozmiarach 1024×1024 pix, dająca pole widzenia 317×317 sekund łuku (0,31 as/pix). Czasy ekspozycji zmieniały się w zależności od warunków pogodowych tak, aby utrzymać wysoki SNR najjaśniejszych gwiazd pola. Redukcja CCD oraz same pomiary fotometryczne wykonane zostały w oparciu o pakiet IRAF, przy czym ze względu na niewielkie ilości gwiazd w polach, oraz zmienny w czasie PSF (zmienny seeing, problemy z ogniskowaniem), zastosowana została fotometria aperturowa.

Początkowo (głównie dla ASAS-04 i ASAS-08) kalibracja fotometryczna opierała się o katalogowe jasności gwiazd stałych w polach wszystkich badanych układów. Około 30 najjaśniejszych gwiazd z 7 pól (4 omawiane układy + 3 inne obiekty) sprawdzonych zostało pod kątem



Rysunek 4.4: Tak jak na Rys. 4.3 lecz dla układu ASAS-08 i okresu P = 1.52848715 d. Zmienność poza zaćmieniami wynika z obecności dwu rozległych plam.

zmienności, a ich mierzone jasności zostały poprawione na efekt ekstynkcji atmosferycznej, po czym porównane z danymi z takich katalogów jak: Tycho-2 (Hog i in., 2000), USNO-A2.0 (Monet i in., 1998), 2MASS (Cutri i in., 2003), SDSS (Abazajian i in., 2009), CMC14 (CMC, 2006) oraz ASCC-2.5 V3 (Kharchenko, 2001, z aktualizacjami). W miarę możliwości dane katalogowe przeliczane były na jasność w paśmie V lub kolor B - V Johnsona, czy też na kolor $V - I_C$ Cousinsa. Jeśli dostępne były tylko wartości B - V, to były one przeliczane na kolor $V - I_C$ za pmocą transformacji kolor–kolor dla karłów, jakie podali Caldwell i in. (1993). Średnie wartości V oraz $V - I_C$ wyznaczane były na podstawie 3 do 6 punktów oraz wykorzystane do przeliczenia instrumentalnych pomiarów jasności badanych obiektów do systemu standardowego. Ostateczny *rms* transformacji fotometrycznej wyniósł około 0,05 mag dla obu pasm. Miało to przełożenie na dosyć duże błędy wyznaczeń niektórych parametrów fizycznych.

Obserwacje układów ASAS-04 oraz ASAS-08 miały miejsce w czasie 3 tygodni w styczniu 2008 roku. Wykonanych i wykorzystanych do dalszej analizy zostało około 440 obserwacji w paśmie V oraz około 420 w paśmie I_C dla ASAS-04 oraz odpowiednio 690 i 720 w pasmach V i I_C dla ASAS-08. Krzywe blasku tych dwóch układów przedstawione są na Rysunkach 4.3 oraz 4.4. Pomiary oraz O-C podane są w funkcji fazy, względem okresu orbitalnego wyznaczonego w ostatecznym dopasowaniu. Pokazana jest również wynikająca z tego dopasowania modelowa krzywa blasku (linia ciągła). Dane zebrane dla ASAS-04 zawierają po dwa zaćmienia główne i wtórne, zaś w przypadku ASAS-08 udało się w czasie 3 tygodni zarejestrować po trzy zaćmienia główne i wtórne. Dla ASAS-04, rms ostatecznego dopasowania wyniósł 7 mmag w paśmie

V oraz 9 mmag w I_C , zaś dla ASAS-08 – 6 i 8 mmag odpowiednio w V i I_C . W obu przypadkach widoczna jest wyraźna modulacja poza zaćmieniami, wywołana najprawdopodobniej obecnością plam na powierzchni składników obu układów. Skala modulacji w paśmie V - 0.03mag dla ASAS-04 i 0.07 mag dla ASAS-08 – jest za mała, aby mogła być wykryta w krzywej blasku z przeglądu ASAS.

W tym samym czasie co ASAS-04 i -08, obserwowany był tym samym instrumentem układ ASAS-09. Obiekt ten, ze względu na wyraźne rozdzielenie zaćmień pomimo krótkiego okresu orbitalnego, uważany był za poważnego kandydata na układ małomasywny, zatem był obserwowany fotometrycznie na długo przed pomiarami prędkości radialnych. W styczniu 2008 udało się zarejestrować zaćmienie główne układu, bez samego momentu wejścia. Obserwacje były wykonywane w sposób identyczny jak dla ASAS-04 i -08, identyczna również była procedura redukcji i wyznaczania jasności instrumentalnych. Drugi zestaw danych pochodzi z tego samego instrumentu z grudnia 2008, kiedy to w ciągu dwóch kolejnych nocy udało się, pomimo trudnych warunków, zarejestrować wejście i wyjście z zaćmienia wtórnego (bez samego momentu minimum) oraz znaczny fragment krzywej blasku poza zaćmieniem, na którym wyraźnie widać modulację jasności pochodzącą od chłodnej plamy.

Kolejne obserwacje tego układu wykonał w SAAO Kamil Złoczewski w marcu 2009. Ponownie zarejestrowane zostało zaćmienie główne oraz znaczne fragmenty krzywej blasku poza zaćmieniami, których przebieg mógł być interpretowany jako wywołany obecnością plam. Jednakże, dokładne porównanie tych danych z pierwszym zestawem (zaćmienie główne, styczeń 2008) wykazało wyraźne niezgodność obu zestawów między sobą, np. w głębokości zaćmienia. Jednocześnie fiaskiem zakończyły się próby stworzenia jednego modelu układu na podstawie wszystkich dostępnych w tym momencie danych. Okazało się niemożliwe znalezienie takiego rozkładu plam na powierzchni gwiazd, który jednocześnie odtwarzałby krzywe blasku uzyskane w grudniu 2008 i marcu 2009. Doprowadziło to do wniosku, iż plamy na powierzchni ASAS-09 muszą ewoluować w skali czasu przynajmniej pojedynczych miesięcy.

Do podobnego wniosku doprowadziła analiza krzywych blasku układu ASAS-21 uzyskanych początkowo w SAAO, a później teleskopami PROMPT (patrz: poniżej). Pierwsze dane fotometrycze dla tego układu pochodzą z maja 2008, kiedy obserwowany był on wspominanym teleskopem Elizabeth. Sposób prowadzenia obserwacji, redukcji danych i wykonania pomiarów był identyczny jak dla pozostałych trzech przypadków. Uzyskane zostały bardzo dobre dane dla faz orbitalnych pomiędzy $\phi = 0,05$ (moment wyjścia z zaćmienia głównego) a 0,58 (po zaćmieniu wtórnym), jednakże dla samego głównego minimum trudne warunki pogodowe pozwoliły jedynie na uzyskanie pojedynczych, słabej jakości punktów.

Zebrane dane nie pozwoliły na przeprowadzenie pełnego modelowania układu, jednakże wystarczyły do zarejestrowania znaczącej modulacji jasności, z minimum w okolicach $\phi \simeq 0,1$. Modulacja ta nie pasowała jednak do danych zebranych w SAAO w październiku 2009 przez Milenę Ratajczak. Niekonsystencja ta objawiała się poprzez m.in. inny wzór modulacji poza zaćmieniami oraz inną głębokość zaćmienia wtórnego. W wyniku obserwacji październikowych, oprócz ponownych pomiarów fotometrycznych zaćmienia wtórnego i dużych fragmentów krzywej blasku poza zaćmieniami, udało się także zarejestrować sporą część zaćmienia głównego. Same momenty minimów blasku (zarówno głównego jak i wtórnego) zostały zarejestrowane jedynie w paśmie V, co uniemożliwiło wykonanie pełnego modelowania dla tego układu na podstawie tylko tych danych fotometrycznych.

4.3. OBSERWACJE

ASAS-09	v			ASAS-21			
Czas	V	Ι	Obserw.	Czas	V	Ι	Obserw.
Sty 08	41	43	SAAO	Maj 08	166	164	SAAO
Gru 08	97	113	SAAO	Cze 09	127	159	PROMPT
Mar 09	140	159	SAAO	Lip 09^*	120	120	PROMPT
Sty 10^{\star}	232	292	PROMPT	Paź 09	129	118	SAAO

Tablica 4.4: Ilość pomiarów fotometrycznych układów ASAS-09 i -21 w pasmach V oraz I, w zalezności od zestawu danych.

* Dane posłużyły do uzyskania rozwiązań bazowych.

PROMPT

W celu uzyskania pełnych krzywych blasku układów ASAS-09 i -21 w stosunkowo krótkim czasie, przeprowadzone zostały obserwacje w pasmach V oraz I przy użyciu Panchromatic Robotic Optical Monitoring and Polarimetry Telescopes (PROMPT). Jest to zestaw 6 zrobotyzowanych teleskopów typu Ritchey-Chrétien o średnicach luster 0,41-m, wyposażonych w szybkie kamery Alta U47+ i szerokie zestawy filtrów. Teleskopy, zlokalizowane w Cerro-Tololo Inter-american Observatory (CTIO), są częścią ogólnoświatowej sieci SKYNET, mającej na celu szybkie, wielopasmowe i nieprzerwane obserwacje poświat błysków gamma. Do celów niniejszej pracy wykorzystane zostały teleskopy Prompt-4 i Prompt-5, wyposażone w filtry V i I oraz kamery z matrycami 1024 × 1024 pix, dającymi pole widzenia 604 × 604 asec (0,59 asec/pix). Redukcja danych i wyznaczanie instrumentalnych jasności gwiazd wykonywane były w sposób podobny jak dla danych z SAAO – przy użyciu pakietu IRAF, w szczególności z wykorzystaniem fotometrii aperturowej.

W celu kalibracji fotometrycznej wykonane były obydwoma telekopami obserwacje pół Landolta 53 ($\alpha = 06:52:12$, $\delta = -00:18:00$) i 54 ($\alpha = 06:52:31$, $\delta = -00:16:30$; Landolt, 1992). Instrumentalne jasności standardów zostały skorygowane na ekstynkcję atmosferyczną i przetransformowane do systemu Johnsona. W celu poprawienia jakości kalibracji dla obserwacji SAAO, wykonane zostało porównanie jasności stałych gwiazd widocznych w polach obu instrumentów. Ostateczne niepewności jasności układów ASAS-09 i ASAS-21 wynoszą w 0,013 mag w paśmie V oraz 0,016 mag w I.

ASAS-21 był obserwowany teleskopami PROMPT wcześniej, bo już w czerwcu 2009, kiedy dostępny był tylko jeden zestaw danych z SAAO, początkowo w celu uzupełnienia krzywych blasku. Obserwacje wyjścia z zaćmienia wtórnego dosyć szybko pokazały jednak, iż nowe dane są niekonsystentne z poprzednimi (inny wzór modulacji jasności). Prowadzone w ciągu kolejnego miesiąca obserwacje tego systemu dowiodły dalszej, szybkiej ewolucji plam na powierzchni składników, szczególnie wydocznej w obserwacjach okolicy wyjścia z zaćmienia wtórnego i faz zaraz po nim. Okres 4 tygodni został zatem uznany za skalę czasową ewolucji plam w tym układzie i za górne ograniczenie czasowe obserwacji. Dane uzyskane teleskopami PROMPT podzielone zostały na dwa wewnętrznie spójne zestawy – czerwcowy i lipcowy – z czego ten drugi dawał pokrycie wystarczające do stworzenia pełnego modelu układu. Zarejestrowane zostały niestety tylko 3 zaćmienia – dwa wtórne i jedno główne.



Rysunek 4.5: Krzywe blasku układu ASAS-09, wraz z residuami, w pasmach V (lewo, symbole pełne) oraz I (prawo, symbole otwarte) z czterech zestawów danych – od góry w kolejności: styczneń '08 (SAAO, trójkąty), grudzień '08 (SAAO), marzec '09 (SAAO), styczeń '10 (PROMPT, koła). Model bazowy powstał w oparciu o ostatni zestaw danych. Linie ciągłe oznaczają najlepiej pasujące modele, różniące się jedynie ustawieniem plam.

108


Rysunek 4.6: Krzywe blasku układu ASAS-21, wraz z residuami, w pasmach V (lewo, symbole pełne) oraz I (prawo, symbole otwarte) z czterech zestawów danych – od góry w kolejności: maj '08 (SAAO, trójkąty), czerwiec '09 (PROMPT, koła), lipiec '09 (PROMPT), październik '09 (SAAO). Modele bazowe powstały w oparciu o zestaw danych z lipca. Linie ciągłe oznaczają najlepiej pasujące modele, różniące się jedynie ustawieniem plam. Tu, dla lipca '09, pokazany model z dwoma jasnymi, zaćmiewanymi plamami.

Dodatkowe obserwacje układu ASAS-09 wykonane zostały w styczniu 2010. W miarę możliwości obserwacje wykonywane były co noc i z gęstszym próbkowaniem czasowym niż dla ASAS-21. Pierwsze niespójności w uzyskanych krzywych blasku ujawniły się po 2 tygodniach, zatem okres ten uznany został za skalę czasową ewolucji plam i za górne ograniczenie czasowe obserwacji. Na szczęście uzyskane w tym czasie dane pozwoliły na pełne pokrycie krzywej blasku w I oraz niemal pełne w V, w szczególności faz przypadających na oba zaćmienia (każde dwukrotnie) oraz pełną modulację poza zaćmieniami. Dane z teleskopów PROMPT pozwoliły na dopasowanie pełnego modelu układu zaćmieniowego.

Ilość punktów pomiarówych dla układów ASAS-09 i ASAS-21, w zależności od pasma i zestawu danych, podana jest w Tabeli 4.4. Zaznaczone są zestawy, w oparciu o które wykonywane było modelowanie układu. Krzywe blasku układu ASAS-09 z różnych obserwacji pokazane są na Rysunku 4.5, zaś dla ASAS-21 na Rysunku 4.6. Przedstawione są też krzywe modelowe, powstałe w oparciu o modele bazowe (patrz: punkt 4.4.3), różniące się jedynie zastosowaną konfiguracją plam.

4.4 Analiza

4.4.1 Procedura modelowania i wyznaczania niepewności

W przypadku wszystkich omawianych układów proces tworzenia pełnego modelu na podstawie danych fotometrycznych i spektroskopowych wyglądał niemal identycznie. Wykorzystywane były: procedura dopasowująca parametry orbity keplerowskiej do pomiarów RV, szybki kod do modelowania pojedynczych krzywych blasku układów zaćmieniowych JKTEBOP oraz program do pełnego modelowania układów zaćmieniowych PHOEBE.

Pierwsza procedura jest uproszczoną wersją kodu wykorzystanego do wyznaczenia parametrów fizycznych i orbitalnych układu BY Dra (patrz: poprzedni Rozdział). Po wyłączeniu modułów pracującego na pomiarach V^2 oraz liczącego niekeplerowskie przyczynki do orbity, procedura RV w szybki sposób dopasowuje parametry orbitalne do jednego lub dwu zestawów pomiarów prędkości radialnych, poprzez minimalizację funkcji χ^2 metodą Levenberga-Marquardta.

Kod JKTEBOP (Southworth i in., 2004a,b), oparty na procedurze EBOP (*Eclipsing Binary* Orbit Program; Popper i Etzel, 1981; Etzel, 1981), jest szybkim algorytmem dopasowującym geometryczny model rozdzielonego układu zaćmieniowego do pojedynczej krzywej blasku. Program początkowo zakłada, że gwiazdy mają kształt sferyczny i jednorodny rozkład jasności powierzchniowej. Na tej podstawie liczone jest pierwsze dopasowanie do zaćmień w krzywej blasku. Następnie model jest perturbowany przez dodanie pociemnienia brzegowego i grawitacyjnego oraz uwzględnienie niesferyczności gwiazd (Popper i Etzel, 1981). W kodzie tym kształt gwiazd jest przybliżony elipsoidą dwuosiową, co automatycznie ogranicza stosowalność procedury do układów dalekich od wypełnienia powierzchni Roche'a. Pozwala to jednak na uzyskanie stosunkowo szybkiej zbieżności i wysokiej stabilności algorytmu. Dodatkowo JKTEBOP pozwala przeprowadzić szereg statystycznych analiz krzywej blasku (Monte-Carlo, *bootstrap*), w celu wiarygodnego oszacowania błędów wyznaczeń i korelacji pomiędzy parametrami (Southworth i in., 2004a). W podstawowej wersji programu nie zaimplementowano jednak możliwości modelowania plam na powierzchni gwiazdy. Nie jest też możliwe uwzględnienie w modelu krzywej

prędkości radialnych, przez co np. uzyskiwane wartości promieni składników są wyrażone w jednostkach półosi orbity (porównaj: Tabela 4.1).

Program PHOEBE (*PHysics Of Eclipsing BinariEs*; Prša i Zwitter, 2005; Prša, 2006, wersje 0.29 i 0.32), najbardziej zaawansowany program wykorzystany na potrzeby niniejszej analizy, opiera się na słynnym kodzie Wilsona-Devinney'a (WD; Wilson i Devinney, 1971, z aktualizacjami). Model układu podwójnego w kodzie WD oparty jest o wyznaczanie wartości tzw. zmodyfikowanych potencjałów Kopala Ω , zdefiniowanych we współrzędnych sferycznych (r, ϕ, θ) w następujący sposób (Kopal, 1959):

$$\Omega = \frac{1}{\rho} + q \left(\frac{1}{\sqrt{\rho^2 - 2\rho\lambda + 1}} - \rho\lambda \right) + \frac{1}{2} (1+q)(1-\nu^2)\rho^2, \tag{4.2}$$

gdzie $\rho \equiv r/a$ jest bezwymiarową współrzędną odległości od środka układu współrzędnych (zlokalizowanego w centrum składnika umownie nazywanego "głównym", o masie M_1), znormalizowaną do wartości półosi $a, q \equiv M_2/M_1$ jest stosunkiem mas składników, a $\lambda \equiv x/r$ oraz $\nu \equiv z/r$ to tzw. cosinusy kierunkowe (Kopal, 1959; Prša, 2006). Potencjał Kopala związany jest z efektywnym potencjałem grawitacyjnym ψ przez następującą relację:

$$\Omega = -\frac{a\psi}{GM_1} - \frac{1}{2}\frac{q^2}{1+q},$$
(4.3)

gdzie G jest stałą grawitacji. Wartość potencjału drugiej gwiazdy można obliczyć stosując transformację:

$$\Omega' = \frac{\Omega}{q} + \frac{1}{2} \frac{q-1}{q}, \quad q' = \frac{1}{q}.$$
(4.4)

Efektywny potencjał w danym punkcie wynika z grawitacji dwu gwiazd i rotacji układu. Powyższy opis jest prawdziwy dla orbit kołowych i rotacji synchronicznej, uogólnienie do przypadku orbit eliptycznych i rotacji asynchronicznej jako pierwszy podał Wilson (1979) a można go znaleźć chociażby w Prša (2006).

Kod WD wyznacza własności fizyczne i promieniste gwiazdy najpierw na jej biegunie $([x = 0, y = 0, z = r_p] \ lub \ [r = r_p, \theta = 0]; r_p \ jest tzw. promieniem biegunowym), gdzie grawitacyjny wpływ drugiego składnika jest pomijalny. Następnie wartości te są liczone w innych punktach powierzchni gwiazdy (powierzchni stałego <math>\Omega$), przy uwzględnieniu pociemnienia brzegowego i grawitacyjnego, i sumowane w celu uzyskania radiacyjnych własności składnika w danym kierunku. Kod WD może w tym celu wykorzystywać widma syntetyczne gwiazd o danych parametrach (T_{eff} , log g, Fe/H np.: Kurucz, 1995), krzywe przepustowości filtrów określonych pasm obserwacji i stablicowane wartości pociemnień brzegowych w danych pasmach (np.: van Hamme, 1993). Współczyniki pociemnień brzegowych mogą być też dopasowywane, podobnie jak albedo czy pociemnienie grawitacyjne. Kod WD, a zatem i PHOEBE, pozwala na pracę z praktycznie dowolną ilością krzywych blasku w różnych pasmach, jednocześnie z pełnym zestawem krzywych RV. Pozwala także na uwzględnienie efektów bliskości składników (pływy, efekt RM), czy modelowanie plam na powierzchni gwiazdy (oraz ich wpływu na krzywe blasku i RV). Dokładniejszy opis kodu WD, jego procedur, zastosowania, czy algorytmu liczenia podają np. Prša (2006) czy Kallrath i Milone (1999).

112 ROZDZIAŁ 4. UKŁADY ZAĆMIENIOWE ROZDZIELONE Z PRZEGLĄDU ASAS

Należy wspomnieć, że każdy z powyżej opisanych kodów inaczej definiuje podstawę czasu, czyli moment fazy zero. W przypadku JKTEBOP jest to po prostu moment minimum zdefiniowanego jako główne (z reguły bliższe startowej wartości T_0 przed wykonaniem dopasowania). Procedura RV w przypadku orbit eliptycznych definiuje T_0 jako moment przejścia składnika głównego przez peryastron. Jako składnik główny określany jest ten, do którego przed dopasowaniem przypisany jest indeks "1", zaś przy zadanym startowym T_0 , procedura zbiegnie się do dodatnich wartości e, ω oraz a. W przypadku orbit kołowych moment T_0 jest zgodny z ustawieniem się składników układu w kwadraturze (maksymalna różnica prędkości radialnych).

PHOEBE definiuje T_0 jako zgodny z momentem zaćmienia tylko w przypadku orbit kołowych. Gdy $e \neq 0$, moment T_0 oznacza przejście przez (dalszy) punkt przecięcia orbity względnej z linią równoległą do kierunku na obserwatora, a przechodzącą przez środek elipsy orbity (Prša, 2006). Za składnik główny uważa się wówczas składnik zaćmiewany bliżej fazy 0. Zgodnie z tą definicją zaćmienia w ogólności występują poza fazami 0 i 0,5. Podejście takie pozwala na zachowanie stałego T_0 jeśli w układzie ma miejsce ruch linii apsyd. Zmieniają się wówczas jedynie fazy, na które przypadają zaćmienia.

Podczas omawianej poniżej analizy została przyjęta konwencja, że zaćmieniem głównym (zaćmienie składnika głównego) nazywane jest zaćmienie głębsze. Oznacza to, iż składnik główny z definicji wnosi większy strumień światła w danym paśmie. W przypadku omawianych układów małomasywnych było to zgodne z uznaniem za główny składnika bardziej masywnego, aczkolwiek w ogólności mogą zaistnieć odstępstwa (patrz: punkt 4.6). Konwencja taka była w miarę możliwości utrzymywana podczas każdego kroku analizy.

W pierwszym kroku wstępne wartości okresu orbitalnego P, fazy T_0 , ekscentryczności e oraz długości peryastronu ω wyznaczane były kodem JKTEBOP na podstawie krzywej blasku z przeglądu ASAS. Na ich podstawie wykonywane było pierwsze dopasowanie orbitalne procedurą RV w celu oszacowania stosunku mas q. Uzyskana wartość została zadana w ponownym dopasowaniu kodem JKTEBOP, którego celem było poprawienie efemeryd i dokładniejsze określenie ekscentryczności. W przypadku istnienia wyraźnej ekscentryczności, wykrywanej w krzywej blasku z ASAS-a, jej wartość była zadawana jako startowa w ponownym dopasowaniu procedurą RV. Jeśli ekscentryczność była nierozróżnialna od zera, wykonywane były dodatkowe dopasowania kodem JKTEBOP i procedurą RV przy założonym e = 0, a ich jakość była porównywalna z dopasowaniami, w których e i ω były uwolnione. W przypadku gdy dopasowania z e = 0 były podobnej jakości (w sensie rms i χ^2), w dalszej analizie zakładane było e = 0 na stałe. Jednocześnie sprawdzane było czy prędkości systemowe poszczególnych składników $v_{\gamma,1}$ oraz $v_{\gamma,2}$ nie różnią się od siebie w granicach błędów wyznaczeń. Dopasowywana procedurą RV wartość przesunięcia $v_{\gamma,2} - v_{\gamma,1}$ była dla wszystkich układów małomasywnych nierozróżnialna od 0, zatem w dalszej analizie przyjęte zostało, że składniki zaiste mają jedną, wspólną prędkość systemową v_{γ} . Inna sytuacja (tzn. $v_{\gamma,2} \neq v_{\gamma,1}$) mogłaby świadczyć o znaczących błędach systematycznych pomiarów prędkości bądź o obecności trzeciego ciała w układzie. Wspomnieć jeszcze należy, że ze względu na wyraźne zaplamienie wszystkich omawianych układów, w powyższych krokach nie były wykorzystywane krzywe blasku uzyskane teleskopami Elizabeth czy PROMPT, gdyż JKTEBOP nie jest przystosowany do tego typu sytuacji. Uzyskane w powyższy sposób parametry fizyczne i orbitalne – P, T_0 , e, ω , i (z JKTEBOP), a, v_{γ} , $R_{1,2}/a$, q – użyte zostały w kolejnym kroku jako wartości startowe dla PHOEBE. W toku iteracyjnego dopasowania modelu parametry były poprawiane (w szczególności efemerydy), jednak główny nacisk w

tym kroku położony był na wyznaczenie wartości potencjałów Kopala i temperatur, a także dopasowanie konfiguracji plam. Przy dopasowaniu założone było albedo obu składników równe 0,5 (jak dla otoczek konwektywnych) oraz wartość współczynnika pociemnienia grawitacyjnego równa 0,32 (Lucy, 1967). Zakładana była również pierwiastkowa funkcja pociemnienia brzegowego (Diaz-Cordovez i Gimenez, 1992) ze współczynnikami automatycznie interpolowanymi przez PHOEBE z zaimplementowanych tablic van Hamme'a (1993).

Jak było wspomniane wcześniej, krzywe blasku układów zaćmieniowych nie niosą ze sobą zbyt wiele informacji na temat temperatur poszczególnych składników układu. Jedynie ich stosunek jest dobrze zdeterminowany, głównie przez głębokości zaćmień (na które wpływa obecność plam). Program PHOEBE dosyć dobrze radzi sobie z tym problemem, wykorzystując informacje na temat sumarycznej jasności układu i poszczególnych jasności składników w danych pasmach obserwacji wraz z zaimplementowanym zestawem kalibracji kolor-temperatura, kolor-jasność i poprawek bolometrycznych (Prša, 2006). Wymaga to jednak zadania w miarę dobrych wartości startowych temperatur składników. W tym celu wykorzystana została zdolność programu PHOEBE do wyznaczania strumieni w danym paśmie od obu składników osobno. Na tej podstawie szacowany był kolor V - I (lub $V - I_C$) każdego ze składników, po czym wynik porównany był z kalibracją kolor-temperatura efektywna, jaką podali Casagrande i in. (2006). Uzyskane w ten sposób zostały startowe wartości temperatur składników, które w dalszej analizie okazały się nie zmieniać o mniej niż kilkaset K, w zależności np. od zastosowanej konfiguracji plam.

W kodzie WD plamy są przybliżane okrągłymi obszarami o jednorodnym rozkładzie temperatury, charakteryzowanymi przez 4 parametry: długość l i szerokość astrograficzną ϑ (położenie na powierzchni gwiazdy), rozmiar kątowy ρ oraz kontrast $\tau \equiv T_{spot}/T_{phot},$ gdzie T_{spot} jest temperaturą powierzchni plamy a T_{phot} temperaturą "czystej" fotosfery, t.ż. w przypadku gwiazdy bez plam $T_{phot} = T_{eff}$. Konfiguracja plam była znajdowana w następujący sposób. Na podstawie występowania minimów i maksimów modulacji jasności szacowane były (bez automatycznego dopasowania), ilość plam w układzie i ich współrzędna długości na wybranym składniku. Rozmiar, kontrast i współrzedna szerokości były następnie dobierane tak, aby odtworzyć charakter zmian jasności poza zaćmieniami. Następnie uruchamiana była procedura dopasowująca parametry plamy oraz parametry fizyczne składników (np. Ω, T_{phot}) w celu sprawdzenia, czy możliwa jest zbieżność i czy uzyskane parametry są wiarygodne. Ze względu na degeneracje rozmiaru i kontrastu plamy, parametry te nie były dopasowywane jednocześnie. Częściowo degenerację tą znosiło wykorzystanie krzywych blasku w 2 pasmach. Również nieczęsto był dopasowywany automatycznie parametr szerokości gwiazdowej plamy, gdyż jest on słabo określony w zaćmieniowych krzywych blasku. Dostępny w kodzie WD model plam jest oczywiście bardzo uproszczony, zatem należy sie spodziewać dodatkowych niepewności parametrów fizycznych, wynikających stricte ze sposobu modelowania plam.

W celu upewnienia się, czy uzyskany model jest poprawny i sensowny, przeprowadzane były testy, polegające na wykonywaniu dopasowania parametrów fizycznych układu w oparciu o każdą krzywą blasku osobno. Model jest spójny (a ściślej, wyznaczony w oparciu o spójne dane fotometryczne), jeśli wyniki uzyskane z analizy pojedynczych krzywych blasku są ze sobą zgodne. Niezgodność wyników świadczyłaby o błędach systematycznych fotometrii, spowodowanych np. nieprawidłowo prowadzonymi obserwacjami czy błędną kalibracją. Sytuacja taka nie miała miejsca w przypadku omawianych układów; wszystkie pomyślnie przeszły ów test.

114 ROZDZIAŁ 4. UKŁADY ZAĆMIENIOWE ROZDZIELONE Z PRZEGLĄDU ASAS

Niepewności uzyskanych parametrów fizycznych nie były brane bezpośrednio z PHOEBE. W przypadku temperatur do podawanych przez PHOEBE odchyleń standardowych dodawany był w kwadraturze czynnik pochodzący od niepewności kalibracji fotometrycznej, wprowadzający bezpośrednio niepewność do startowych wartości temperatur. Czynnik ten okazywał się być dominujący, więc błędy wyznaczenia temperatury nie powinny być zaniżone ze względu na niedoszacowanie błędów formalnych. Z kolei formalne błędy potencjałów Ω , podawane przez PHOEBE, powiększane były o różnicę pomiędzy potencjałem z najlepszego dopasowania, a potencjałem uzyskanym z dopasowania przy założonych na stałe temperaturach, powiększonych lub pomniejszonych o wartość ich błędu ($T_{eff,1,2} + \pm \Delta T_{eff,1,2}$). W analogiczny sposób szacowany był błąd inklinacji, jako że inklinacja, promienie (związane z potencjałami Kopala) i temperatury gwiazd są ze sobą skorelowane. Potencjały $\Omega_{1,2}$ przeliczane były na wartości względne promieni $r_{1,2} = R_{1,2}/a$ przez zastosowanie relacji 4.2 i 4.4. Niepewności $\Delta r_{1,2}$ szacowane były w oparciu o identyczne wyliczenia, przy podstawieniu $\Omega_{1,2} \pm \Delta \Omega_{1,2}$, z jednoczesnym uwzględnieniem niepewności e i q, które jednak nie wnosiły znaczącego wkładu (niepewność stosunku mas jest w dużej mierze zawarta w $\Delta \Omega$).

Niepewność efemeryd szacowana była kodem JKTEBOP z krzywej blasku ASAS-a, poprzez procedurę Monte-Carlo z ilością iteracji 10000. Ze względu na długie pokrycie czasowe obserwacji przeglądu ASAS, uzyskane błędy powinny być bardziej wiarygodne, niż liczone na podstawie obserwacji kilku zaćmień, zarejestrowanych w okresie kilku tygodni, nawet jeśli fotometria była dużo lepszej jakości. Niepewności parametrów orbitalnych, w szczególności $K_{1,2}$, $a \sin i$, v_{γ} , $M_{1,2} \sin^3 i$ oraz q, szacowane były procedurą RV, również z oszacowaniem czynników systematycznych, tym razem metodą *bootstrap*, z uwzględnieniem niepewności okresu orbitalnego. Jeśli układ wykazywał niezerową ekscentryczność, ostateczne wartości błędów e oraz ω brane były bezpośrednio z PHOEBE.

Absolutne wartości parametrów fizycznych, takie jak masy, promienie, półoś orbity, jasności i odległość do systemu wraz z niepewnościami, wyznaczane były procedurą JKTABSDIM, dostępną wraz z kodem JKTEBOP, na podstawie wyznaczeń okresu, amplitud prędkości, inklinacji, ekscentryczności, promieni względnych i temperatur (wraz z niepewnościami) a także katalogowych jasności sumarycznych układu w różnych pasmach i zadanego E(B - V). W to miejsce użyte były wyznaczone z własnych pomiarów jasności w pasmach V oraz I, a także dostępne z przeglądu 2MASS (Cutri i in., 2003) pomiary w pasmach J, H oraz K. JKTABS-DIM oblicza jasności absolutne w każdym z pasm, stosując zestaw poprawek bolometrycznych (Bessel i in., 1998; Flower, 1996; Girardi i in., 2002) oraz wyznaczoną na podstawie temperatury jasność bolometryczną. Obliczone w ten sposób jasności absolutne porównywane są z mierzonymi jasnościami całego układu, w celu wyznaczenia odległości. Metoda ta pozwala jednocześnie oszacować E(B - V) w kierunku na obiekt poprzez dobieranie takiej jego wartości, aby odległości wyznaczane z jasności w różnych pasmach były ze sobą jak najbardziej zgodne. Ostateczna wartość odległości obliczana była jako średnia ważona z 8 osobnych wyznaczeń.

Powyższa procedura stosowana była w sposób niemal niezmieniony dla wszystkich omawianych układów. Jedynie dla ASAS-08 wymagany był dodatkowy krok, mianowicie uwzględnienie wkładu trzeciego składnika do sumarycznej jasności układu w danym paśmie. W przypadku ASAS-21 procedura modelowania była powtarzana wielokrotnie, gdyż wymagane było stworzenie całej rodziny modeli. Szczegóły opisane są poniżej, w częściach poświęconych analizie poszczególnych układów.

	ASAS-	·04	ASAS-	08	ASAS-	·09	ASAS-	21
Parametr	Wartość	±	Wartość	±	Wartość	±	Wartość	±
$P[\mathbf{d}]$	1,62221933	2,7e-7	1,528488572	5,4e-8	0,8974204	2,0e-6	0,7024303	3,0e-7
T_0 [JD-2450000]	1871, 16139	3, 4e-4	1869, 19935	1,4e-4	5205, 29490	3,0e-4	5009, 86436	9,0e-5
$K_1 [\rm km/s]$	106,47	0,23	101,96	0,33	126,9	1,3	126,1	1,0
$K_2 [\rm km/s]$	107, 21	0,20	104,29	0,29	127,4	2,7	149,4	1,3
$v_{\gamma} \mathrm{[km/s]}$	$54,\!54$	0,21	34,94	0,25	22,7	3,1	-16,5	$0,\!6$
q	0,9931	0,0029	0,9777	0,0042	0,996	0,023	0,844	0,015
$a \sin i [\mathrm{R}_{\odot}]$	6,853	0,010	6,233	0,013	4,510	0,052	3,823	0,023
e	0,0	(fix)	0,005	0,002	0,0	(fix)	0,011	0,005
$\omega[^{\circ}]$	—		84,0	$0,\!6$	—		80	30
$M_1 \sin^3 i [\mathrm{M}_{\odot}]$	0,8226	0,0024	0,703	0,003	0,767	0,018	0,825	0,010
$M_2 \sin^3 i [\mathrm{M}_{\odot}]$	0,8170	0,0024	$0,\!687$	0,003	0,764	0,018	0,696	0,009

Tablica 4.5: Parametry orbitalne omawianych układów

Uwaga: Wartości P, T_0, e oraz ω dla wszystkich układów pochodzą z ostatecznej analizy programem PHOEBE, w szczególności T_0 odnosi się do definicji przyjętej w tym programie.

4.4.2 Analiza spektroskopowa – parametry orbitalne

Parametry orbitalne wszystkich czterech omawianych małomasywnych układów zaćmieniowych przedstawione są w Tabeli 4.5. Pochodzą one częściowo z dopasowania orbity spektroskopowej procedurą RV, a częściowo z pełnego modelowania układów programem PHOEBE. W szczególności T_0 dla układów ekscentrycznych (ASAS-08 i -21) jest zgodny z definicją przyjmowaną przez ten program, zatem nie odpowiada dokładnie momentowi zaćmienia głównego, aczkolwiek, ze względu na bardzo małe wartości e, jest bardzo bliski. Niezerowa ekscentryczność tych układów została wykryta już na etapie analizy krzywej blasku z przeglądu ASAS kodem JKTEBOP. Potwierdzona została przy dopasowaniu orbity spektroskopowej (rozwiązania orbitalne z $e \neq 0$ wykazywały lepsze dopasowanie do pomiarów RV) oraz przy analizie krzywych blasku uzyskanych teleskopami Elizabeth i PROMPT programem PHOEBE – różnica faz orbitalnych przypadających na zaćmienia była wyraźnie różna od 0,5, co jest cechą charakterystyczną układów zaćmieniowych o orbitach eliptycznych.

Zebrane w Tabeli 4.5 wyniki wyraźnie pokazują różnice w jakości rozwiązań orbitalnych między układami obserwowanymi teleskopem Kecka a dwoma pozostałymi. Wysokiej jakości dane ze spektrografu HIRES pozwoliły na osiągnięcie w wyznaczeniu np. amplitud prędkości poziomu 0,2–0,3%, o rząd wielkości lepiej niż dla ASAS-09/21. Ma to oczywiście bezpośrednie przełożenie na późniejszą precyzję wyznaczeń mas składników. Warto również zwrócić uwagę jak jasność układu jest skorelowana z błędem wyznaczenia okresu orbitalnego z krzywej bla-sku przeglądu ASAS. Najlepiej wyznaczony okres ma najjaśniejszy z omawianych ASAS-08 – prawie 40 razy mniejszy błąd niż 6-krotnie słabszy ASAS-09.

Podobnie, ASAS-08 ma znacznie lepiej oszacowaną niepewność argumentu perycentrum niż drugi z ekscentrycznych układów – ASAS-21. Jednakże w tym przypadku jest to prawdopodobnie spowodowane ilością zaoberwowanych zaćmień oraz samą jakością pomiarów fotometrycznych, choć w pewnej mierze także spektroskopowych. Parametr ω szacowany jest z krzywej blasku w oparciu o momenty wystąpienia zaćmień. Dający więcej światła i obserwowany większym teleskopem ASAS-08 pozwala na lepsze ich wyznaczenie, tym bardziej, że jego zaćmienia są bardziej zbliżone do siebie w głębokości. Dodatkowo w trakcie obserwacji w SAAO udało się zarejestrować 6 zaćmień ASAS-08, zaś zestaw danych z teleskopów PROMPT, na których opierały się modele układu ASAS-21, obejmuje jedynie 3, znacznie gorzej próbkowane momenty minimów.

W kontekście stosunków mas, omawiana próbka układów jest zgodna z tzw. silną hipotezą bliźniąt (ang.: strong twin hypothesis), wg której w rozkładzie stosunków mas układów spektroskopowo podwójnych występuje wyraźny pik dla $q \gtrsim 0.95$ (Lucy, 2006). Inna wersja mówi o szerokim piku dla $q \gtrsim 0.85$ (Halbwachs i in., 2003). W obu przypadkach układ ASAS-21 znajduje się poza tym maksimum w rozkładzie stosunków mas. Czyni go to przypadkiem szczególnie pożądanym ze względu na testowanie modeli ewolucyjnych, gdyż przy takich samych niepewnościach trudniej jest dopasować pojedynczą izochronę do układu o małym q, niż do układu o $q \simeq 1$.

Z kolei układ ASAS-09 jest właśnie przykładem "gwiezdnego bliźniaka". Zmierzone amplitudy prędkości radialnych składników różnią się tylko o 0,5 km/s, czyli dużo mniej niż błędy ich wyznaczeń. Co prawda wyznaczenie opiera się na 4 widmach, ale formalne niepewności są na dobrym poziomie 1–2%. Do tej pory, spośród niewielu znanych małomasywnych układów zaćmieniowych tylko kilka wykazuje podobną charakterystykę. Są to: YY Gem (Torres i Ribas, 2002), BD -22 5866 (Shkolnik i in., 2008) i LP 133-373 (Vaccaro i in., 2007). Dokładne wyznaczenia parametrów fizycznych "bliźniąt", w szczególności ich masy i jasności, mogą służyć za test prawdziwości i stosowalności hipotezy Vogta (1926).

4.4.3 Analiza krzywych blasku – parametry fizyczne

ASAS-04: chłodne plamy i powiększone promienie

Modulacja jasności występująca poza zaćmieniami w krzywej blasku układu ASAS-04 początkowo była interpretowana jako efekt elipsoidalny. Bardziej szczegółowa analiza wykazała jednak drobne asymetryczności modulacji (w przypadku efektu elipsoidalnego modulacja byłaby symetryczna względem dowolnego z zaćmień) oraz generalne trudności w uzyskaniu sensownego modelu – jeśli gwiazdy byłyby na tyle wyraźnie spłaszczone, aby odtwarzać obserwowaną krzywą poza zaćmieniami, musiałyby mieć stosunkowo duże promienie, co przekładałoby się na znacznie szersze zaćmienia. Ostateczną interpretacją obserwowanych zmian jasności jest obecność conajmniej dwu chłodnych plam.

Ze względu na trudności w modelowaniu plam kodem WD, testowane scenariusze były na tyle uproszczone na ile to możliwe. Sprawdzane były różne konfiguracje dwu rozległych plam, pojawiających się w okolicach zaćmień. Zbieżność została uzyskana jedynie dla modelu, w którym obie plamy znajdują się na innych składnikach i nie są przesłaniane podczas zaćmień. Parametry modelu przedstawione są w Tabeli 4.6. Modelowa krzywa blasku, dla najlepszego dopasowania, porównana jest z obserwacjami na Rysunku 4.3.

Zebrane w Tabeli 4.6 parametry fotometryczne układu ASAS-04 (jak również ASAS-08) obliczone były procedurą JKTABSDIM w dwu przypadkach – z uwzględnieniem plam na powierzchni i po ich odjęciu. Warto zwrócić uwagę na dwie różne wartości temperatur podane w Tabeli 4.6. Podana w części z plamami temperatura efektywna – T_{eff}^S – jest, zgodnie z ogólnie przyjętą definicją, temperaturą związaną z dzielnością promieniowania przez prawo Stefana-Boltzmana: $L \sim \sigma (T_{eff}^S)^4$. Jednakże zaplamione obszary na powierzchni gwiazdy emitują mniej promieniowania niż "czysta" fotosfera, stąd T_{eff}^S jest niższa niż temperatura fotos-

feryczna T_{phot} , podana w części "*Po odjęciu plam:*". Wobec powyższego, podana w Tabeli 4.6 wartość T_{eff}^{S} odnosi się do sferycznego ciała doskonale czarnego o rozmiarach takich samych jak dana gwiazda, jednorodnie emitującego tyle samo energii co dana zaplamiona gwiazda (López-Morales i Ribas, 2005). Tak zdefiniowaną temperaturę efektywną można wyznaczyć z relacji:

$$T_{eff}^{S} = \left[1 - 0.5(1 - \tau^{4})(1 - \cos\rho)\right]^{1/4} T_{phot}, \qquad (4.5)$$

gdzie τ jest kontrastem a ρ rozmiarem kątowym plamy (López-Morales i Ribas, 2005). Wyznaczona dla ASAS-04 temperatra efektywna z uwzględnieniem plam różni się od temperatury fotosferycznej o dużo mniej niż wynosi podany błąd. Warto przypomnieć, że główny przyczynek do niepewności T wnosi kalibracja fotometryczna. Sama procedura dopasowania modelu daje przyczynek rzędu 30-50 K.

Efektywna temperatura zaplamionej gwiazdy użyta została do oszacowania odległości do układu. Wynikająca z tej temperatury i prawa Stefana-Boltzmana jasność bolometryczna została przeliczona na jasności absolutne w pasmach V, I, J, H oraz K i porównana z jasnościami obserwowanymi. Wynik 148 ± 5 pc został uzyskany przy założeniu E(B-V) = 0,13, dającym najlepszą zgodność poszczególnych wyznaczeń odległości.

Parametry fotometryczne obliczone zostały również w przypadku bez plam. Uzyskane w ten sposób jasności absolutne bolometryczna i w paśmie V, jak również temperatura nazywana "fotosferyczną", zostały użyte do porównania otrzymanych dla ASAS-04 wyników z modelami ewolucji gwiazdowej, co zostało opisane w dalszej części pracy. Warto zauważyć, uzyskaną dzięki dobrej jakości pomiarom, wysoką precyzję wyznaczeń mas (0,66 i 0,67% odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego) oraz promieni (0.59 i 0.6%), co czyni je bardzo przydatnymi z punktu widzenia testowania modeli ewolucyjnych. Zwrócić uwagę może jednak fakt iż dla podanych mas gwiazd uzyskane zostały wartości promienia i temperatur niezgodne z przewidywaniami modeli teoretycznych. Na przykład model BCAH98 (Baraffe i in, 1998) przewiduje dla ciągu głównego wartość promieni obu składników w okolicach 0.74 R_{\odot} – o kilkanaście procent mniejsze. Jest to sytuacja dosyć często występująca w przypadku układów małomasywnych. Z reguły jednak, równocześnie z mniejszymi promieniami, modele teoretyczne przewidują temperatury znacząco wyższe niż jest to obserwowane. Tymczasem dla ASAS-04 modele przewidują temperatury o ponad 200 K niższe. Składniki tego układu są za gorące jak na gwiazdy ciągu głównego o swoich masach i wykazują typy widmowe G8 (główny) i K1 (wtórny; Tokunaga, 2000). Może to wskazywać na bardzo późny etap ewolucji na ciągu głównym lub wręcz na odejście ASAS-04 od ciągu głównego.

ASAS-08: duże plamy i trzecie światło

W Tabeli 4.6 przedstawione są również wyniki modelowania układu ASAS-08. Również w tym przypadku w wyniku prób zbieżności rozwiązania, wybrany został scenariusz dwu chłodnych plam, po jednej na każdym składniku, przy czym jedna z nich (na składniku głównym) powinna sięgać obszarów biegunowych gwiazdy, aby odtworzyć quasi-sinusoidalną modulację jasności. Modelowe krzywe blasku najlepszego dopasowania są pokazane wraz z pomiarami na Rysunku 4.4. Lokalizacja i rozmiary plam w układzie ASAS-08 mogą się wydawać niezwykłe. Niemniej, plamy polarne podawane były jako wyjaśnienie krzywych blasku takich układów małomasywnych jak: CM Dra (Lacy, 1977), LP 133-373 (Vaccaro i in., 2007) czy NSVS 02502726 (Çakırlı i in., 2009). Teoretycznie występowanie takich obiektów wyjaśnili Schüssler i Solanki (1992), jako efekt przewagi siły Coriolisa nad wypornością. Również duże rozmiary plamy na składniku głównym (50% powierzchni gwiazdy) mogą być zastanawiające, aczkolwiek nie są czymś niespotykanym – przykładowo, krzywe blasku kilku spośród próbki siedmiu układów zaćmieniowych, jakie opisali Coughlin i Shaw (2007), były odtworzone przez modele, w których plamy zajmowały ponad połowę powierzchni gwiazdy.

W modelowaniu układu ważnym czynnikiem okazała się być obecność trzeciego ciała i jego wkład do jasności całego systemu. O ile w paśmie V oszacowania różnicy jasności ciała trzeciego i pary zaćmieniowej wydają się być wiarygodne (z satelity *Hipparcos* lub Montes i in., 2007), o tyle nie ma żadnych informacji na ten temat w paśmie I czy I_C . Wpływ trzeciego światła L_3 w paśmie I_C szacowany był zatem w programie PHOEBE. Niestety PHOEBE zezwala na dopasowywanie trzeciego światła albo we wszystkich pasmach na raz, albo wcale. Przy dopasowaniu L_3 w obu pasmach jednocześnie, uzyskany wkład do pasma V nie zgadzał się z obserwacjami. W związku z tym wykonanych zostało kilka modeli dla pewnego zakresu wartości $L_{3,I}$. Kryterium jakości modelu opierało się na χ^2 obydwu krzywych blasku, kształcie modelowej krzywej i sensowności uzyskanych parametrów.

Ustalone zostało, że niektóre parametry, w szczególności promienie, są bardzo wrażliwe na wartości $L_{3,I}$. Powyżej pewnej wartości, uzyskany promień R_1 okazywał się być mniejszy niż R_2 , co w przypadku gwiazd na ciągu głównym nie powinno mieć miejsca. Gdy wkład trzeciego ciała w paśmie I był zbyt mały, jego kolor (V - I) okazywał się mieć wartości niższe niż składniki pary zaćmieniowej, co oznaczałoby jego większą temperaturę. Zatem, jeśli 3-cie ciało jest grawitacyjnie związane z parą zaćmieniową, jak sugerują Montes i in. (2007), to powinno być jaśniejsze od składników pary w paśmie V, co nie jest jednak obserwowane. Niektóre modele były również odrzucone, gdyż nie odwzorowały obserwowanych głębokości zaćmień. Ostateczny poziom wpływu 3-ciego ciała w $I_C - 17\%$ – znaleziony był dla minimum sumy $\chi_V^2 + \chi_I^2$ i okazał się być kompromisowy względem poprzednio wspominanych ograniczeń. Co prawda, uzyskany promień R_1 jest nieznacznie mniejszy od R_2 , ale w granicach formalnych błędów można znaleźć $R_1 > R_2$. Niepewności wszystkich parametrów fizycznych układu ASAS-08, podane w Tabeli 4.6, uwzględniają niepewności w oszacowaniu L_3 , w wielu przypadkach będąc przez ten czynnik zdominowane. Na przykład błąd wyznaczeń potencjałów Ω z jednego modelu jest na poziomie 0,04, zaś pozostały wkład pochodzi właśnie od niepewności $L_{3,I}$. Uzyskane dla trzeciego składnika parametry fotometryczne zebrane są w Tabeli 4.7.

Podobnie jak dla ASAS-04, przy oszacowaniu odległości do ASAS-08 wykorzystana została koncepcja temperatury efektywnej gwiazdy zaplamionej (López-Morales i Ribas, 2005). Wyniki obliczone w różnych pasmach były najbardziej spójne dla $E(B-V) \simeq 0$ i po uśrednieniu dały 44 ± 9 pc. Jest to wynik zgodny z pomiarami satelity *Hipparcos* (45,8 ± 4,7 pc), co dodatkowo świadczy o poprawności opisanej w tej pracy analizy. Charakterystyki uzyskanego modelu układu ASAS-08 są zgodne z obserwowanymi dla gwiazd ciągu głównego w układach zaćmieniowych, łącznie z powiększonymi promieniami i obniżonymi temperaturami (fotosferycznymi). Ponownie, dzięki wysokiej jakości widmom z teleskopu Keck I, uzyskana została bardzo wysoka precyzja wyznaczeń mas (0,43 i 0,44%), jednakże na skutek obecności trzeciego światła, gorsza jest precyzja wyznaczeń promieni (1,6 i 2%), niemniej będąca wciąż poniżej kanonicznej granicy 3%, potrzebnej do skutecznego testowania modeli ewolucyjnych. Jak zo-

ASAS-04 ASAS-08 Główny Główny Wtórny Wtórny Wartość Wartość Parametr ++Wartość +Wartość +Inklinacja [°] $84,60 \pm 0,03$ $89,02 \pm 0,13$ $a [R_{\odot}]$ 3,430 0,008 3,4540,008 3,082 0,010 3,1520,009 0,0056 Masa $[M_{\odot}]$ 0,7030,0030,0030,84520,0056 0,8390 $0,\!687$ -0.12-0.12Potencjał Kopala 9,1300,025 9,202 0,026 9,96 9,72 $^{+0,06}_{+0,007}$ $^{+0,15}_{+0,011}$ Promień $[R_{\odot}]$ 0,694 0,699 0,848 0,005 0,833 0,005 -0.011-0.0140,005 4,5154,600 4,5850,016 4,5030,005 0,016 $\log g$ $v_{syn} \, \, [\rm km/s]$ $26,\!43$ 25,9522,9 23,1 $0,\!15$ $0,\!15$ 0.4 0,4 $V - I \, [mag]$ 0,830 0,1350,8940,1501,261,400,110,11Parametry plam: Długość [rad] 1,700,08 3,353,140,042,770,040,15Szerokość [rad] 0,85 0,06 1,0 0,02 0,1 1,3 0,30,711,55 $0,\!02$ Rozmiar [rad] 0,02 0,720,02 0,830,08 % powierzchni 12,1 0,4 12,40,749 $1 \\
 -0.005$ 16 $\frac{3}{-0,005}$ Kontrast 0,9750,002 0,002 0,9430,9860.967+0,000+0,004+0,002Z uwzględnieniem plam: Temp. efektywna [K] 5324200 4260200 4080 2005105200 M_{bol} [mag] 5,460,16 $5,\!68$ 0,176,87 0,217,03 0,24 $0,\!40$ $M_V \, [mag]$ $5,\!64$ 0,235,920,257,587,920,45Odległość [pc] 148 ± 5 44 ± 9 Po odjęciu plam: Temp. fotosfery [K] 5340200512543502004090 200200Stosunek temperatur $0,960 \pm 0,004^a$ $0,940 \pm 0,004^{a}$ -0.278-0.365-0,808 0,082 -0,909 0,087 $L \left[\log(L_{\odot}) \right]$ 0.0650.068 7,02 M_{bol} [mag] 5,450,165,660,176,780,200,22 M_V [mag] 5,620,22 5,900,247,440,357,90 0,40

Tablica 4.6: Absolutne wartości parametrów fizycznych układów ASAS-04 i ASAS-08, z uwzględnieniem plam i ich wpływu na obserwowane jasności.

^a Błąd stosunku temperatur nie uwzględnia niepewności kalibracji fotometrycznej, gdyż zależy tylko od głębokości zaćmień, związanych z fotometrią względną.

Parametr	Wartość	±
%strumienia w V	10,0	
%strumienia w I	17,0	1,2
V - I [mag]	$1,\!97$	$0,\!24$
$M_V [\mathrm{mag}]$	$9,\!40$	$0,\!52$

Tablica 4.7: Parametry 3-go ciała w modelu układu ASAS-08.

stanie dowiedzione w dalszej części pracy, obecność plam nie wpłynęła znacząco na pogorszenie wyznaczeń parametrów fizycznych.

ASAS-09: szybka ewolucja plam i rozwiązanie bazowe

W oparciu o dane ze stycznia 2010 uzyskane zostało rozwiązanie "bazowe", w którym założona została obecność jednej rozległej, chłodnej plamy, sięgającej obszarów biegunowych gwiazdy, w tym przypadku składnika wtórnego. Umieszczenie plamy na składniku głównym, zaćmiewanym krótko po maksimum widoczności plamy, prowadziłoby do uzyskania stosunku temperatur dalekiego od 1, co wydaje się mało prawdopodobne w przypadku gwiazd o identycznych masach.

Zanim rozwiązanie bazowe uznane zostało za poprawne, sprawdzone zostało, czy odtwarza inne krzywe blasku jedynie przez zmianę parametrów plam. Ze względu na niewielkie różnice w jasnościach pomiędzy zestawami, mające bezpośrednie źródło w rms kalibracji fotometrycznej, dopasowane także były poziomy jasności w każdym z pasm. Program PHOEBE jest w stanie tak wyznaczać te poziomy, aby ich stosunek (kolor V - I) odpowiadał temperaturze składnika. Wszystkie inne parametry były utrzymywane na poziomach uzyskanych z modelu bazowego.

Parametry uzyskanego modelu układu ASAS-09, odtwarzającego wszystkie zestawy danych, przedstawione są w Tabeli 4.8. Do danych ze stycznia 2008 dopasowany został model bez plam, zestaw z grudnia 2008 odtwarzany jest modelem z jedną chłodną plamą na składniku głównym, zaś z marca 2009 – jedną gorącą plamą ($\tau > 1$) również na składniku głównym. Modelowe krzywe pokazane są na Rysunku 4.5.

Zgodnie z tym co sugerował wyznaczony z prędkości radialnych stosunek mas, najlepiej pasujący model przewiduje niemal identyczne parametry fizyczne obu składników układu. Typowo, różnice pomiędzy wartościami parametrów są kilkukrotnie mniejsze niż niepewności ich wyznaczeń. Ze względu na zmienność plam, przy obliczaniu odległości do układu nie była wykorzystywana temperatura efektywna zaplamionej gwiazdy, jak to miało miejsce dla ASAS-04 i -08. Zamiast tego wykorzystane były temperatury fotosferyczne i jasność w maksimum blasku mierzona w paśmie V w przeglądzie ASAS. Również jasność w I oszacowana została na podstawie danych z tego przeglądu – kolor $(V - I)_{ASAS} = 1,12$ mag zaczerpnięty został z pracy Szczygieł i in. (2008). Wartość ta jest zgodna z podaną w Tabeli 4.8 wartością 1,17 mag. Szacowane na podstawie jasności w pasmach V, I, J, H oraz K odległości do układu dawały najbardziej spójne wyniki dla $E(B - V) \sim 0$.

Ze względu na gorszą niż dla ASAS-04 i -08 jakość danych i mniejszą ich liczbę, uzyskane precyzje wyznaczeń również są gorsze, aczkolwiek wciąż poniżej kanonicznej wartości 3%. Precyzja wyznaczeń mas to odpowiednio 2,33 i 2,34% dla głównego i wtórnego składnika układu ASAS-09 oraz 1,94 i 1,95% w przypadku promieni. Wartości te oczywiście mogą zostać znacznie poprawione, o ile wykonanych zostanie więcej pomiarów, zarówno prędkości radialnych, jak i jasności.

ASAS-21: szybka ewolucja plam i rodzina rozwiązań bazowych

ASAS-21 był trudniejszym przypadkiem do modelowania, niż ASAS-09. Po pierwsze ze względu na mierzalną ekscentryczność orbity, która przejawiała się w odstępach między momentami

minimów różnych niż $0.5P_{orb}$. Po drugie, ilość pomiarów fotometrycznych w zestawie wybranym do stworzenia modelu bazowego była znacznie mniejsza oraz cechowała się dużo gorszym próbkowaniem. Po trzecie w końcu, modulacja jasności poza zaćmieniami była bardziej skomplikowana i nie dało się w bezpośredni sposób odgadnąć jaka powinna być konfiguracja plam.

Krzywa blasku z lipca 2009 odznacza się dwoma minimami modulacji (nie mylić z zaćmieniami), występującymi w okolicach faz 0,3 i 0,8 (-0,2). Kształt modulacji pozwala bezpośrednio wykluczyć jedynie scenariusz dwóch chłodnych plam. Na powierzchni składników układu podwójnego rotujacych synchronicznie minimum blasku związane z widocznością plamy powinno trwać więcej niż pół okresu orbitalnego. Tymczasem minimum występujące w okolicy $\phi = 0,3$ trwa około $0,4P_{orb}$. ASAS-21 powinien rotować synchronicznie, gdyż po czasie kilku okresów orbitalnych wzór modulacji się powtarza. Stąd wnioskować można, iż przynajmniej jedno z maksimów powinno pochodzić od jasnej plamy o temperaturze większej niż obszar ją otaczający. Zatem cała modulacja pochodzi albo od dwu jasnych plam, albo od plamy jasnej oraz chłodnej, rozległej plamy, sięgającej obszarów biegunowych jednego ze składników, podobnie jak dla ASAS-08 i ASAS-09 (styczeń 2010). Plama taka powinna być najlepiej widoczna w okolicy $\phi = 0$, powodując pojaśnienie w pobliżu zaćmienia wtórnego, gdyż taka konfiguracja lepiej odtwarza dane niż w sytuacji, gdyby odpowiadała za pojaśnienie w okolicy $\phi = 0,1$.

Testowane były różne konfiguracje plam. Udało się stworzyć satysfakcjonujące dopasowania w sześciu przypadkach: z dwoma jasnymi plamami (zarówno w konfiguracjach na jednym jak i na dwóch składnikach, zaćmiewane bądź nie – 4 przypadki) oraz z jasną, zaćmiewaną plamą na składniku głównym (maksimum blasku w okolicy $\phi = 0,1$) i chłodną na dowolnym ze składników (2 przypadki). Uzyskane z tych rozwiązań poszczególne wartości $\Omega_{1,2}$, *i* oraz $T_{phot,1,2}$ zostały uśrednione z wagami zależnymi od ich błędów formalnych. Tak uzyskane średnie wartości prametrów zostały uznane za reprezentujące model "bazowy" i wykorzystane do odtworzenia innych zestawów danych, poprzez dopasowanie jedynie nowej konfiguracji plam. Użyte także zostały wraz z parametrami orbity spektroskopowej, do wyznaczenia absolutnych wartości parametrów fizycznych i odległości do układu. Podobnie jak dla ASAS-09, do oszacowania odległości wykorzystane zostały pomiary jasności z przeglądu ASAS, przy czym najlepsza zgodność uzyskana została dla $E(B-V) \sim 0, 1-0, 15$.

Otrzymane w powyższy sposób wartości parametrów układu ASAS-21 przedstawione są wraz z błędami wyznaczeń w Tabeli 4.8. Podane w niej błędy uwzględniają niepewności w kalibracji fotometrycznej. Krzywe blasku oparte na tych parametrach i różnych konfiguracjach plam, odtwarzających poszczególne zestawy danych, pokazane są na Rysunku 4.4, przy czym dla danych z lipca 2009 przedstawiony jest jeden z całej grupy uzyskanych modeli, zawierający dwie jasne, zaćmiewane plamy. Podobny schemat plam został wykorzystany w modelu odtwa-rzającym dane z czerwca 2009. Warto zauważyć, że pojaśnienie w okolicy zaćmienia wtórnego jest w tym przypadku nieznacznie większe w porównaniu z lipcem, zaś drugie pojaśnienie praktycznie się nie zmienia (co jest wyraźniej widoczne na Rysunku 4.10). Jest to argument za poprawnością zastosowania dwu jasnych plam do tych danych. Niemniej, scenariusz z jedną jasną i jedną ciemną plamą formalnie też odtwarzał dane bazowe, więc nie może być pominięty w samej analizie, gdyż mogłoby to doprowadzić do niedoszacowania błędów.

Zestaw danych z października 2009 z SAAO również jest opisany modelem z dwoma jasnymi plamami, aczkolwiek o innym położeniu. Możliwe jest, iż październikowa konfiguracja plam powstała bezpośrednio z tej obserwowanej w czerwcu i lipcu poprzez "migrację" plam we

		ASA	S-09		ASAS-21				
	Głów	wny Wtórny		Głów	Główny		ny		
Parametr	Wartość	±	Wartość	±	Wartość	±	Wartość	±	
Inklinacja [°]		86,55	$\pm 0,20$			$87,65 \pm 0$			
$a [m R_{\odot}]$	2,264	0,027	2,273	0,027	2,073	0,012	2,456	0,012	
Masa $[M_{\odot}]$	0,771	0,018	0,768	0,018	0,837	0,010	$0,\!698$	0,009	
Potencjał Kopala	6,866	0,040	6,887	0,040	5,358	0,030	$5,\!607$	0,037	
Promień [R _☉]	0,772	0,015	0,769	0,015	0,845	0,011	0,712	0,010	
$\log g$	4,549	0,014	4,552	0,011	4,502	0,008	4,577	0,009	
$v_{syn} [\rm km/s]$	43,5	$0,\!6$	43,3	$0,\!6$	60,9	$0,\!6$	51,3	$0,\!6$	
V - I [mag]	1,170	0,13	1,172	0,13	1,15	0,21	1,39	0,30	
T_{phot} [K]	4360	150	4360	150	4750	150	4220	180	
M_{bol} [mag]	6,53	0,10	6,54	0,10	5,96	$0,\!15$	6,85	0,19	
$M_V [mag]$	7,22	0,16	7,23	0,16	6,35	$0,\!14$	$7,\!65$	0,21	
Odległość [pc]	151 ± 9		± 9		126 ± 8				

Tablica 4.8: Absolutne wartości parametrów fizycznych układów ASAS-09 i ASAS-21.

współrzędnej długości astrograficzej. Z kolei dane z maja 2008 są bardzo dobrze odtworzone modelem z dwoma plamami chłodnymi.

Warto wspomnieć, iż sam fakt ewolucji plam gwiazdowych nie jest czymś nowym w astrofizyce, aczkolwiek ewolucja w tym tempie (skale czasowe rzędu tygodni) prawdopodobnie nie była obserwowana do tej pory. Być może zostało to wcześniej zaobserwowane dla bardziej masywnego (1,13 + 1,05 M_{\odot}) układu zaćmieniowego UV Leo (porównaj Kjurkchieva i Marchev 2007 z Heckert 2009) oraz dla układu zaćmieniowego przed ciągiem głównym ASAS J052821+0338.5 (1,38 + 1,3 M_{\odot}; Stempels i in., 2008), w krzywej blasku którego autorzy obserwują znaczące zmiany w czasie 110-dniowego okresu obserwacji.

Ewolucja plam w skalach dużo dłuższych – rzędu kilkuset dni (pojedynczych lat) – jest natomiast znana od dawna i odnotowana była chociażby dla zaćmieniowych układów rozdzielonych BD -22 5866 (Shkolnik i in., 2008), RS CVn (Rodonó & Cutispoto, 1994) i GU Boo (Windmiller i in., 2010), oraz półrozdzielonych ES Cnc (Pribulla i in., 2008) czy RT Lac (Çakırlı i in., 2003). Ostatni układ był systematycznie obserwowany w latach 1987-2000, co pozwoliło autorom na przeprowadzenie unikalnej i dokładnej analizy ewolucji plam na powierzchni składników tego aktywnego systemu. Zmienność w bardzo długich skalach czasu wykazują też zarówno ASAS-09 jak i ASAS-21, których krzywe blasku z przeglądu ASAS wykazują pseudo-okresowe zmiany z odpowiednio $P \sim 1000$ i 1600 d. Nie wykazują ich natomiast ASAS-04 i ASAS-08.

4.4.4 Aktywność gwiazdowa

O ile w przypadku gwiazd pojedynczych późnych typów poziom aktywności wyraźnie koreluje się z wiekiem (Hawley i in., 1999; West i in., 2008; Dupuy i in., 2009), o tyle w przypadku składników ciasnych układów podwójnych, aktywność wydaje się być wzbudzana przez obecność gwiazdowego towarzysza, zatem próby szacowania wieku na podstawie wskaźników aktywności nie zdają się na wiele. Zjawisko to występuje jednak powszechnie w tego typu obiektach i ma prawdopodobnie kluczowy wpływ na ich ewolucję.

Oprócz rozległych (i ewoluujących) plam, wszystkie omawiane układy małomasywne wykazują także inne przejawy aktywności gwiazdowej. Pierwszym z nich jest emisja w promienio-

waniu rentgenowskim, notowana chociażby w *ROSAT All-Sky Survey X-ray catalogue* (RASS; Voges i in., 1999). Zjawisko to jest przejawem aktywności koronalnej i okazuje się być bardzo powszechne wśród krótkookresowych układów zaćmieniowych. Szczygieł i in. (2008) pokazali, że przytłaczająca większość z 836 obiektów z przeglądu ASAS, mających swoje odpowiedniki w RASS, to właśnie tego typu układy.

Jak było wspomniane, López-Morales (2007) wykazała korelację pomiędzy promieniami układów małomasywnych a emisją rentgenowską, mierzoną w postaci stosunku jasności rentgenowskiej do bolometrycznej L_X/L_{bol} . Ponieważ wszystkie omawiane układy małomasywne mają zmierzony strumień w X oraz oszacowaną odległość i M_{bol} , można pokusić się o sprawdzenie zgodności relacji López-Morales z pomiarami uzyskanymi dla badanych układów. Stosunki jasności rentgenowskiej do bolometrycznej dla składników ASAS-04, przy założeniu liniowej korelacji pomiędzy L_X a prędkością rotacji, oszacowane zostały na $(L_X/L_{bol})_1 = 7.0 \pm 2.5$ $\times 10^{-4}$ i $(L_X/L_{bol})_2 = 8.4 \pm 3.0 \times 10^{-4}$, co w
g relacji López-Morales odpowiada 5 i 6% nadwyżce obserwowanych promieni względem modelu BCAH98 dla wieku 1 Gyr. Tymczasem mierzone wartości nadwyżki $\Delta R = (R_{obs} - R_{mod})/R_{mod}$ wynoszą odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego $13.0 \pm 0.7\%$ oraz $11.7 \pm 0.6\%$, co nie jest zgodne z omawianą relacją, nawet przy uwzględnieniu dużego rozrzutu punktów, na podstawie których była ona wyprowadzona. Założenie innego rodzaju korelacji między emisją X i rotacją nie zmienia tego obrazu, gdyż przewidywane prędkości rotacji składników są do siebie bardzo zbliżone. Niezgodność z relacją López-Morales wynikać może z saturacji emisji w X dla prędkości $v_{rot} \gtrsim 10$ km/s przy jednoczesnym nierównym rozdzieleniu strumienia w X pomiędzy składnikami (López-Morales zakłada w takim przypadku $L_{X,1} = L_{X,2}$, lub też ze statusu ewolucyjnego układu – ASAS-04 może kończyć swoją ewolucję na ciągu głównym.

W przypadku ASAS-08 analogiczne obliczenia dają $(L_X/L_{bol})_1 = 7.6 \pm 3.5 \times 10^{-4}$ i $(L_X/L_{bol})_2 = 9.5 \pm 4.0 \times 10^{-4}$. Mierzone nadwyżki promieni względem wybranej izochrony zestawu BCAH98 wynoszą odpowednio $\Delta R_1 = 8^{+1}_{-2}$ oraz $\Delta R_2 = 10.5^{+2}_{-1.5}\%$. Wynik ten jest w zgodzie z relacją López-Morales, ale plasuje ASAS-08 wyraźnie ponad nią, tzn. mierzone promienie są za duże jak na ten poziom emisji w X. Zastosowanie innej korelacji między L_X a v_{rot} również nie zmienia tego obrazu.

ASAS-09, mający niemal identycznych rozmiarów składniki, wydaje się zaprzeczać założeniu, że strumień w X jest rozdzielany między składnikami po równo (równy poziom aktywności), gdyż do każdego z zestawów danych fotometrycznych udaje się dopasować krzywą blasku z plamą na tylko jednym składniku. Porównanie z izochroną BCAH98 daje mierzoną nadwyżkę promieni 10,6 ± 3,2%, zaś L_X/L_{bol} jest na poziomie 7,3 ×10⁻⁴ (bez względu na wybór typu korelacji), co wypada wyraźnie powyżej i w tylko marginalnej zgodności z relacją López-Morales.

Ostatni z układów – ASAS-21 – powinien być najbardziej czuły na typ wykorzystanej korelacji między L_X a v_{rot} , gdyż promienie jego składników różnią się najbardziej między sobą. Składnik główny wykazuje nadwyżkę $\Delta R_1 = 12 \pm 2\%$ przy $L_X/L_{bol} = 5.8 \pm 0.3 \times 10^{-4}$, zaś składnik wtórny $\Delta R_2 = 11 \pm 2\%$ przy $L_X/L_{bol} = 11.5 \pm 0.3 \times 10^{-4}$. Zbliżone wartości nadwyżki wiążą się zatem z diametralnie różnymi stosunkami L_X/L_{bol} , przy czym tylko składnik główny potwierdza relację López-Morales. Warto zwrócić uwagę również na różnice między wartościami L_X/L_{bol} otrzymanymi dla ASAS-21 a tymi dla innych układów o podobnej nadwyżce promieni.



Rysunek 4.7: Fragmenty znormalizowanych do kontinuum widm układów ASAS-04 (góra) i ASAS-08 (dół) w sąsiedztwie lini H i K wapnia (lewo) i H_{α} (prawo). Linie składników głównych oznaczone są symbolami "P(...)", zaś wtórnych – "S(...)". Dla ASAS-04 linia Ca II H składnika głównego jest nałożona na H_{ε} wtórnego. Oba widma zostały wykonane 12 października 2005. Fazy orbitalne są podane.

Powyższa analiza wykazuje, że badane układy nie są zgodne z relacją pomiędzy poziomem aktywności gwiazdowej a obserwowanymi wartościami promieni, lub są z nią w marginalnej zgodności. Wszystkie omawiane układy leżą na płaszczyźnie (L_X/L_{bol}) - ΔR systematycznie ponad relacją podaną przez López-Morales (2007). Prawdopodobnym wytłumaczeniem jest załamanie się korelacji między L_X a prędkością rotacji przy $v_{rot} \gtrsim 10$ km/s (Stauffer i in., 1994; Delfosse i in., 1998), a także po części status ewolucyjny danego układu, w szczególności ASAS-04. Temat ten będzie poruszany w dalszej części pracy.

Oprócz emisji w promieniowaniu rentgenowskim (oraz w UV – ASAS-08), badane obiekty wykazują wyraźną emisję w liniach widmowych, szczególnie serii Balmera wodoru, będące przejawem aktywności chromosferycznej. Szerokości równoważne (EW) zidentyfikowanych i zmierzonych linii emisyjnych układów ASAS-04 i ASAS-08 zebrane są w Tabeli 4.9. Fragmenty

*	00	ASA	S-04	ASAS-08		
Linia	λ [Å]	Gł.	Wt.	Gł.	Wt.	
H_{α}	6563	$0,\!19$	-0,03	$0,\!65$	$0,\!55$	
${ m H}_{arepsilon}$	3970	$0,\!34$	0,36	$0,\!92$	$1,\!05$	
$Ca \ II \ H$	3968	$2,\!02$	$2,\!12$	3,17	$3,\!66$	
$Ca \ II \ K$	3934	$2,\!66$	2,79	5,31	5,55	
H_6	3889			$0,\!4$	$0,\!4$	

Tablica 4.9: Szerokości równoważne lini emisyjnych układów ASAS-04 i ASAS-08. Typowe niepewności wyznaczeń nie przekraczają 0,05 Å.

widm tych układów przedstawione są na Rysunku 4.7. Na bardzo dobrej jakości widmach z teleskopu Keck I wyraźnie widoczne są linie emisyjne zjonizowanego wapnia H oraz K dla obu składników w obu ukladach (silniejsze dla ASAS-08). ASAS-04 wykazuje również słabą linię emisyjną H_{α} składnika wtórnego oraz niemal wypełnioną składnika głównego. Widać też wyraźnie mierzalną emisję w H_{ε} . Linia H_{β} znalazła się w obszarze pomiędzy częściami mozaiki detektora spektrografu HIRES, zatem nie została zaobserwowana. Ślady emisji są również widoczne w H_{γ} i H_{δ} , aczkolwiek z powodu nałożenia się z innymi liniami nie było możliwe wiarygodne wyznaczenie ich *EW*. Nie została zidentyfikowana emisja w liniach helu (4027, 4473, 5877 i 6678 Å) ani w liniach D_1 i D_2 sodu.

Podobnie jak dla ASAS-04 sytuacja ma się dla ASAS-08, aczkolwiek linie emisyjne są dużo silniejsze. W szczególności H_{α} jest wyraźnie widoczna w emisji dla obu składników. Pomiary $EW_{H_{\alpha}}$ są zgodne z wartościami jakie wcześniej podali Christian i Mathioudakis (2002). Dodatkowo, w widmie ASAS-08 uwidoczniły się dla obu składników linie emisyjne H_6 (poza zakresem Rysunku 4.7). Wskazuje to jednoznacznie na dużo wyższy poziom aktywności tego układu w stosunku do ASAS-04, potwierdzony przez obecność znacznie większych plam.

Dla dwóch pozostałych obiektów uzyskane widma są dużo gorszej jakości. Dodatkowo linie Ca II H i K wapnia były poza zakresem długości fali spektrografów UCLES i GIRAFFE. Jednoznaczne konkluzje co do identyfikacji linii emisyjnych możliwe są jedynie dla H_{α}. Linia ta jest wyraźnie widoczna w emisji w dwóch z czterech widm układu ASAS-09, ale wiarygodne pomiary uzyskane były jedynie dla jednego z widm z 5 stycznia 2009 (TBD=2454837,2062). Uzyskane wartości $EW_{H_{\alpha}}$ wynoszą dla składnika głównego 0,25 ± 0,15 Å, zaś dla wtórnego 0,15 ± 0,1 Å. Oznacza to poziom aktywności mniejszy niż w przypadku ASAS-08, ale nieznacznie większy niż ASAS-04. Drugie z widm, na których linia ta jest zidentyfikowana w emisji, ma znacznie słabszy stosunek sygnału do szumu.

W przypadku ASAS-21 linia H_{α} została zidentyfikowana zarówno na widmach z Radcliffe/GIRAFFE jak i z AAT/UCLES. W pierwszym przypadku linia ta była jednak za blisko brzegu rzędu échelle, aby przy uzyskanym *SNR* możliwe były wiarygodne pomiary jej szerokości równoważnej. Emisja była wyraźna dla składnika głównego, jednak poza progiem detekcji dla wtórnego, co może jednak oznaczać, że absorpcyjna linia została "wypełniona" emisją do poziomu bliskiego kontinuum. Na jednym z widm z AAT/UCLES oba składniki okazały się być w emisji, co świadczy o zmienności H_{α} przynajmniej dla składnika wtórnego. Uzyskane wartości $EW_{H_{\alpha}}$ wynoszą dla składnika głównego $0,4 \pm 0,1$ Å, zaś dla wtórnego $0,5 \pm 0,1$ Å. Wskazuje to na poziom aktywności zbliżony do ASAS-08.

4.4.5 Wpływ plam na wyniki

Plamy na powierzchni składników omawianych układów są bodajże najważniejszą ich charakterystyką. Oprócz znaczącej modulacji krzywych blasku w obu pasmach, plamy mogą także zmieniać kształt krzywej prędkości radialnych (punkt 4.1.1). Aby uzyskane parametry orbitalne nie były obarczone dodatkowymi błędami systematycznymi, należałoby prowadzić obserwacje spektroskopowe niemal jednocześnie z fotometrycznymi, gdyż, jak zostało pokazane wcześniej, rozkład plam na powierzchni składników może się zmieniać w dosyć krótkich skalach czasowych (jak dla ASAS-09 i -21).

Niedawna analiza nowych i archiwalnych pomiarów fotometrycznych układu GU Boo, jaką

przeprowadzili Windmiller i in. (2010), bezpośrednio pokazuje wpływ plam i ich ewolucji na uzyskiwane wartości parametrów fizycznych składników układu, w szczególności mas i promieni. Autorzy poddali ponownej analizie pomiary w pasmach R oraz I, jakie opublikowali López-Morales i Ribas (2005). Dodatkowo przeanalizowali własne pomiary CCD w pasmach V, R oraz I, a także fotoelektryczne z pasm B, V, R oraz I. Różnica modulacji jasności poza zaćmieniami pomiędzy danymi starymi i nowymi, była bardzo wyraźna, niezbicie dowodząca ewolucji plam na powierzchni składników GU Boo. Do tych trzech zestawów danych dopasowywane były różne modele, zakładające różne ilości i konfiguracje plam, a ich wyniki były porównane między sobą i z rozwiązaniami opublikowanymi wcześniej (2 modele). Wybranych zostało również pięć najlepszych (w sensie χ^2) modeli. Wartości niektórych parametrów, np. R_2 , różniły się pomiędzy tymi modelami nawet o 4%, przy czym wartości najbardziej "odstające" od pozostałych okazały się mieć największe błędy formalne. Interesującym jest też, że największe różnice między wartościami poszczególnych parametrów fizycznych układu odnotowane były dla różnych dopasowań do tego samego zestawu danych.

Analiza, jaką przeprowadzili Windmiller i in. (2010) oraz odnotowana w niniejszej pracy szybka zmienność plam układów ASAS-09 i ASAS-21, dowodzą potrzeby wielokrotnego obserwowania i modelowania tego samego układu, w celu uzyskania bardzo dokładnych i wiarygodnych wartości jego parametrów. Niestety, dla żadnego z omawianych w niniejszej pracy nowych układów małomasywnych, nie ma więcej niż jednego konsystentnego czasowo i dającego pełne pokrycie fazy zestawu danych fotometrycznych. Dlatego należy rozważyć, jaki wpływ na niepewności wyznaczeń ma obecność plam oraz taka a nie ina ich konfiguracja.

Na Rysunku 4.8 przedstawiony jest wpływ plam na dopasowane modele układów ASAS-04 i -08. Na górnych panelach pokazane są trójwymiarowe rekonstrukcje układów w czasie zaćmień, pokazujące rozmiary i lokalizację plam. Na dolnych panelach pokazany jest wpływ tych plam na krzywe blasku i RV. Warto zwrócić uwagę jak obecność plam zmienia względne głębokości zaćmień. Różnicowe krzywe RV porównane są również z residuami najlepszego dopasowania orbitalnego (wraz z ostatecznymi błędami) pomiarów.

W przypadku ASAS-04 i ASAS-08 sprawdzane były różne opcje rozmieszczenia plam na poszczególnych składnikach i tylko te przedstawione pozwoliły na uzyskanie zbieżności w trakcie modelowania, zatem możliwość wprowadzenia niepewności z powodu złego wyboru konfiguracji staje się mało prawdopodobna, aczkolwiek nie wykluczona. ASAS-04 jest dużo jaśniejszy od GU Boo i rozrzut jego pomiarów fotometrycznych jest mniejszy. Analiza Windmillera i in. wykazała zgodność pomiędzy różnymi modelami na poziomie 1-3% (nie wliczając wspominanych wartości, wyznaczonych z największymi błędami). Uzyskana dla ASAS-04 precyzja około 0,6% wydaje się zatem prawdopodobna, a jeśli jest niedoszacowana, to o niewiele.

Z kolei w przypadku ASAS-08 głównym źródłem niepewności w wyznaczeniu większości parametrów fizycznych jest trzecie światło, uwzględnione w opisanej analizie, pogarszające precyzję wyznaczeń do poziomu 2%. To również czyni mało prawdopodobnym możliwość niedoszacowania błędów przy analizie krzywych blasku z powodu złego modelowania plam.

Również analiza krzywych RV układów obserwowanych teleskopem Keck I nie powinna być pod znaczącym wpływem plam, pomimo że pomiary RV wykonywane były dużo wcześniej niż fotometria. Dla obu przypadków rozpiętość czasowa spektroskopii wynosi około roku, zatem, przy prawdopodobnej ewolucji plam, ich wpływ przez ten czas zdołał się "uśrednić". Prawdopodobnym jest, że został on całkowicie uwzględniony w systematycznym czynniku dodanym



Rysunek 4.8: Plamy w układach zaćmieniowych ASAS-04 (lewo) i ASAS-08 (prawo). Góra: Trójwymiarowe rekonstrukcje systemów w czasie zaćmienia głównego ($\phi = 0,02$) i wtórnego ($\phi = 0,48$). Jednostką na osiach jest promień Słońca. Skala taka sama dla obu układów. Dól: Wpływ plam na krzywe blasku (wyżej) w paśmie V (linia gruba) i I (cienka) oraz krzywe RV (niżej) składników głównych (linia gruba) i wtórnych (cienka). Krzywe powstały jako wartość różnicy pomiędzy modelami uwzględniającymi plamy a modelami bez plam (efekt RM uwzględniony). Różnicowe krzywe RV nałożone są na residua dopasowania orbitalnego, takie same jak na Rys. 4.1.



Rysunek 4.9: Wpływ plam gwiazdowych zastosowanych w modelach układów ASAS-09 (lewo) i ASAS-21 (prawo) na krzywe prędkości radialnych składników głównych (góra) i wtórnych (dół). Modelom bazowym odpowiadają linie ciągłe. Modele układu ASAS-09 zawierają po jednej plamie (jak na Rys. 4.5), a układu ASAS-21 po dwie (jak na Rys. 4.6), przy czym jako bazowy wybrany został model z jasnymi, zaćmiewanymi plamami.

do formalnie wyznaczonych błędów pojedynczych pomiarów RV. Świadczy o tym skala modulacji zman krzywych ΔRV na Rys. 4.8, porównywalna z błędami pomiarów i mniejsza niż ich rozrzut. Oznacza to, iż podane dla układów ASAS-04 i ASAS-08 niepewności parametrów fizycznych są dobrze oszacowane.

Inaczej sprawa ma się w przypadku ASAS-09 i ASAS-21. Obserwacje spektroskopowe pierwszego przeprowadzone były w odstępie jedynie trzech dni oraz ponad miesiąc po obserwacjach fotometrycznych w SAAO (grudzień 2008), które na dodatek nie niosą żadnych informacji na temat odplamowej modulacji jasności w zakresie faz orbitalnych, dla których wykonana była spektroskopia. Widma ASAS-21 były co prawda wykonane w przeciągu dwóch lat, ale w dwóch kilkudniowych turach i również w dużym odstępie czasowym od fotometrii. W obu przypadkach zatem nie ma żadnych informacji na temat układu plam w momencie wykonania widm. Aby zatem w miarę wiarygodnie oszacować maksymalną niepewność wyznaczeń parametrów orbitalnych, pochodzącą od nieznajomości zaplamienia składników, wyznaczone zostały w programie PHOEBE syntetyczne krzywe prędkości radialnych, oparte o modele bazowe obu układów i modele od nich pochodne. Różnicowe krzywe RV powstały przez odjęcie krzywych syntetycznych uwzględniających plamy na powierzchni, od krzywych RV dla przypadku bez plam (przy czym w obu sytuacjach uwzględniany był efekt RM). Owe różnicowe krzywe RV dla różnych modeli układów ASAS-09 i ASAS-21 przedstawione są na Rysunku 4.9.

Krzywe RV układu ASAS-09 modyfikowane są, w zależności od modelu, o 1 - 1.5 km/s, wartość jak najbardziej mierzalną współcześnie. Odchylenie jest nawet większe dla modelu



Rysunek 4.10: Wpływ zaplamienia na krzywe blasku układów ASAS-09 (lewo) i ASAS-21 (prawo) w pasmach V (góra) i I. Modele identyczne jak na Rysunkach 4.5, 4.6 i 4.9. Kodowanie linii jak na Rys. 4.9. Dla przejrzystości, dla ASAS-21 dodana została linia na poziomie zero (kropkowana).

ze stycznia 2010, kiedy plama jest zaćmiewana. Nie ma to wpływu na wyznaczenia amplitud prędkości $K_{1,2}$, kluczowych do oszacowania mas, może mieć jednak znaczny wpływ przy modelowaniu efektu Rossitera-McLaughlina. Modulacja ΔRV jest znacznie większa w przypadku ASAS-21, zwłaszcza dla składnika wtórnego z modelu z czerwca 2009, gdzie sięga 4 km/s. Taki duży efekt wynika z wyboru jasnych plam do tego modelu, co podyktowane było w tym przypadku właśnie chęcią uzyskania jak największej wartości modulacji, aby bezpiecznie i wiarygodnie oszacować niepewności pochodzące od nieznajomości układu plam. Zastosowanie w tym przypadku konfiguracji innej niż podana daje modulację RV o mniejszej skali.

W celu bezpiecznego oszacowania niepewności wyznaczeń parametrów fizycznych obu układów, dodane zostały w kwadraturze czynniki 1 km/s do niepewności K_1 oraz 1,5 km/s do niepewności K_2 układu AAS-09. Analogicznie dla ASAS-21 dodane zostały czynniki 1,5 i 4 km/s do niepewności odpowiednio K_1 i K_2 . Warto pamiętać, że do błędów pojedynczych pomiarów RV układu ASAS-09 wczesniej zostały już dodane błędy systematyczne. Nie mialo to zaś miejsca w przypadku ASAS-21.

Powiększone niepewności $K_{1,2}$ zostały uwzględnione przy liczeniu nowych błędów takich parametrów jak q, a, $M \sin^3 i$, czy Ω (poprzez q), a w efekcie mas i promieni. Ostateczne wartości błędów tych wyznaczeń zebrane są w Tabeli 4.10. Ponieważ nowe wartości niepewności amplitud prędkości są porównywalne ze "starymi" (z Tabeli 4.5), również ostateczne błędy mas i promieni są podobnej skali co wyznaczone formalnie z modeli. Niemniej, błędy wyznaczeń mas składników systemu ASAS-21 wynoszą teraz 3,1 i 3,4% odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego (poprzednio ~1,2 i 1,3%), co jest wartością bliską, ale nieznacznie większą niż wymagana kanoniczna 3%. Precyzja wyznaczeń promieni pogorszyła się zaś do około 2%, ze

Parametr	Ostatecz	zny błąd
	ASAS-09	ASAS-21
$K_1 [\rm km/s]$	$1,\!6$	1,8
$K_2 [\rm km/s]$	3,1	4,2
q	0,027	0,027
$a [R_{\odot}]$	0,062	0,064
$M_1 \sin^3 i [M_{\odot}]$	0,022	0,026
$M_2 \sin^3 i [M_{\odot}]$	0,022	0,024
Ω_1	0,048	0,040
Ω_2	0,048	0,051
$M_1 [\mathrm{M}_{\odot}]$	0,022	0,026
$M_2 [\mathrm{M}_{\odot}]$	0,022	0,024
$R_1 [R_{\odot}]$	0,017	0,016
$R_2 \; [\mathrm{R}_{\odot}]$	0,017	0,015

Tablica 4.10: Ostateczne wartości błedów wyznaczeń orbitalnych i fizycznych parametrów układów ASAS-0 i ASAS-21.

względu na niepewność stosunku mas, uwzględnianego w potencjałach Kopala. Wpływ plam na ASAS-09 był mniejszy, stąd precyzja jest nieznacznie lepsza. Wynosi ona 2,9% w masach (obu składników) i 2,2% w promieniach.

Jednocześnie należy dodać, że wpływ plam na wartości błędów oszacowanych z analizy krzywej blasku (tzn. formalnych błędów parametrów, podanych w Tabeli 4.8), wynikający z niewłaściwego wyboru konfiguracji plam w modelu bazowym, powinien być pomijalny. Dla ASAS-09 wybór konfiguracji był niemal oczywisty, zaś model bazowy ASAS-21 i tak jest uśrednieniem sześciu modeli, z których każdy charakteryzował sie innym zaplamieniem. Wpływ samych plam na właściwe krzywe blasku pokazany jest na Rysunku 4.10. Przedstawione różnicowe krzywe w pasmach V oraz I powstały w sposób analogiczny jak krzywe ΔRV . Kodowanie linii oraz wykorzystane modele są również identyczne.

To co jest warte zauważenia, to skala modulacji jasności w zależności od długości fali (pasma). Wpływ plam w filtrze I jest około 2 razy mniejszy niż w V. W pasmach bliskiej podczerwieni – np. K – powinien być zatem jeszcze mniejszy. Wynika to bezpośrednio z faktu, że w interesującym nas zakresie temperatur różnica w ilości energii emitowanej z dwóch powierzchni o nieznacznie różnych temperaturach (np. chłodna plama i "czysta" fotosfera, $\tau \sim 1$), maleje wraz ze wzrostem długości fali. Ma to również swoje przełożenie na precyzję prędkości radialnych. Krzywe RV powinny być w mniejszym stopniu dotknięte obecnością plam w podczerwieni, niż w paśmie widzialnym, co zresztą bezpośrednio pokazali Figueira i in. (2010). Oznacza to również, że spekrografy échelle pracujące w większym zakresie długości fal powiny dawać większe błędy pojedynczych pomiarów prędkości, a w szczególnych przypadkach powinien być nawet widoczny trend w wartości prędkości radialnej mierzonej z jednego rzędu widma w funkcji numeru rzędu.

4.5 Status ewolucyjny

4.5.1 Kinematyka w Galaktyce

Dla wszystkich omawianych układów małomasywnych, podobnie jak dla BY Dra, wyznaczone zostały prędkości galaktyczne U, V, W, w celu nałożenia wstępnych ograniczeń na wiek i sta-

$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	0 1 0		0	U		U	
$\begin{tabular}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		μ_{lpha}	μ_{δ}	U	V	W	
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	Układ	[mas/yr]	[mas/yr]	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	Przynależność
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	ASAS-04	12,02(1,6)	-46,12(1,6)	-15,6(0,9)	-43,1(1,4)	-26,1(1,1)	Gruby/cienki dysk (str. Herkulesa?)
$ \begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$	ASAS-08	-183,7(1,9)	15,49(1,9)	-26,9(0,8)	-20,6(0,3)	-18,0(1,2)	Cienki dysk, żadna z YMG
ASAS-21 $70,2(1,0)$ $-109,9(1,1)$ $-40,6(2,6)$ $-56,1(4,0)$ $4,3(1,1)$ Strumień Herkulesa	ASAS-09	-20,3(3,9)	-18,8(2,8)	-4,5(2,9)	-21,0(3,0)	4,5(3,1)	Cienki dysk (grupa Plejad?)
	ASAS-21	70,2(1,0)	-109,9(1,1)	-40,6(2,6)	-56,1(4,0)	4,3(1,1)	Strumień Herkulesa

Tablica 4.11: Ruchy własne i prędkości galaktyczne omawianych układów wraz z domniemanymi przynależnościami. Błędy wyznaczeń podane są w nawiasach.

tus ewolucyjny systemów. Użyte zostały wyznaczone w niniejszej pracy wartości prędkości systemowych i odległości (wraz z niepewnościami) oraz wartości ruchów własnych z katalogu PPMX (ASAS-04 i -08; Röser i in., 2008) lub UCAC3 (ASAS-09 i -21; Zacharias i in., 2010). Wyniki obliczeń dla wszystkich układów zebrane są w Tabeli 4.11.

Lokalizacja układu ASAS-04 w przestrzeni prędkości (U, V, W) nie pozwala przypisać tego układu do żadnej ze znanych młodych grup kinematycznych (ang.: Young Moving Group; YMG), lub kandydatów na nie (Zhao i in., 2009). Układ ten zlokalizowany jest w obszarze przejściowym między grubym a cienkim dyskiem galaktycznym (Bensby i in., 2003; Nordström i in., 2004), blisko tzw. "strumienia Herkulesa" (ang.: *Hercules stream*; Seabroke i Gilmore, 2007). Struktura ta zawiera gwiazdy zarówno młode, jak i stare, przy czym wszystkie wykazują cechy kinematyczne typowe dla grubego dysku (Bensby i in., 2007). Gdyby ASAS-04 należał do grubego dysku, można by określić dolny limit wieku układu. Maksymalny wiek cienkiego dysku nie jest dobrze określony, jednak różni autorzy zgodnie podają wartości większe niż 8 Gyr (Jimenez i in., 1998). W takiej sytuacji ASAS-04 zaiste znalazłby się u kresu ewolucji na ciągu głównym, co czyni go bardzo interesującym obiektem do dalszych badań.

Z kolei lokalizacja w przestrzeni (U, V, W) układu ASAS-08 nie pozostawia żadnej wątpliwości co do przynależności do cienkiego dysku galaktycznego. Trudno jednakże powiązać ten układ z którąkolwiek ze znanych YMG, co prowadzi do wniosku, że system ten ma więcej niż około 1 miliard lat.

Do podobnego wniosku można dojść analizując kinematykę układu ASAS-09. Leży on w przestrzeni (U, V, W) dokładnie w cienkim dysku, blisko obszaru zajmowanego przez tzw. grupę Plejad, zwaną też Lokalną Asocjacją (Seabroke i Gilmore, 2007; Zhao i in., 2009). Uważa się, że struktura ta ma pomiędzy 20 a 150 Myr i metaliczność poniżej słonecznej (Montes i in., 2001). Jednakże z porównania z izochronami (patrz: niżej) wynika, iż ASAS-09 wykazuje zawartość metali co najmniej taką jak Słońce, zatem jego przynależność do grupy Plejad jest mało prawdopodobna.

Ostatni układ – ASAS-21 – plasuje się wyraźnie w (rozległym) obszarze przestrzeni (U, V, W) zajmowanym przez strumień Herkulesa, zatem system ten może mieć nawet 8 Gyr. Jest prawdopodobnie starszy niż ASAS-08 i ASAS-09, przy czym wydaje się wykazywać wyższy poziom aktywności, w sensie $(L_X/L_{bol})_1 + (L_X/L_{bol})_2$. Jest to prawdopodobnie związane z krótszym okresem orbitalnym a przez to z większymi prędkościami rotacji, o ile korelacja pomiędzy L_X a v_{rot} wciąż istnieje dla $v_{rot} \sim 50$ km/s.

4.5.2 Izochrony

W celu dokładniejszego określenia statusu ewolucyjnego badanych układów, wyniki opisanej analizy porównane zostały z czterema zestawami teoretycznych modeli ewolucji gwiazd, opisanymi w Punkcie 4.1.4. Założone oczywiście zostało, że składniki danego układu mają równy wiek i taki sam skład chemiczny. Za najważniejsze obserwable uznane zostały masy gwiazd, wyznaczone we wszystkich przypadkach z precyzją co najmniej porównywalną do 3%, a w przypadku obserwacji Keck I/HIRES dużo lepszą. Niepewności masy zależą głównie od jakości pomiarów RV oraz, w dużo mniejszym stopniu, od niepewności wyznaczenia inklinacji, gdyż ta jest bliska 90° i małe wartości błędów i nie przenoszą się na duże wartości, błędów mas, jak miało to miejsce dla BY Dra. Na błędy mas nie mają również wpływu, lub jest on marginalny, inne źródła niepewności, w szczególności kalibracja fotometryczna i trzecie światło. Dodatkowo, wg hipotezy Vogta, to właśnie ten parametr determinuje wartości pozostałych.

Drugim ważnym parametrem jest absolutna jasność bolometryczna M_{bol} . Jak było wspominane, małomasywne układy zaćmieniowe, pomimo niezgodności w promieniach i temperaturach, wykazują M_{bol} zgodne z przewidywaniami teoretycznymi (Torres, 2007; Morales i in., 2009b). Pomimo wpływu kalibracji fotometrycznej na niepewności M_{bol} , parametr ten w dalszej analizie wykorzystywany jest jako podstawowe kryterium wyboru izochrony odtwarzającej pomiary dla danego układu.

Kolejnym parametrem, jaki uznany został za ważny i przydatny w testowaniu zgodności teorii z obserwacjami, jest kolor V-I. W programie PHOEBE wielkość ta jest niemalże niezmiennicza względem zastosowanych temperatur gwiazd, zaś jej niepewność pochodzi praktycznie jedynie od kalibracji fotometrycznej. Podobnie ma się rzecz z jasnością absolutną w paśmie V, która dodatkowo obarczona jest błędami pochodzącymi z zastosowania różnych poprawek bolometrycznych w procedurze JKTABSDIM.

Pozostałe dwa parametry porównywane z modelami teoretycznymi to oczywiście promień i temperatura (w sensie fotosferycznej). Jednakże, ze względu na wielokrotnie wspominane rozbieżności pomiędzy teorią i obserwacjami, należy się raczej spodziewać, że wyznaczone promienie będą większe a temperatury niższe niż przewidują to izochrony.

Niemniej wyjątkiem w tym przypadku może okazać się ASAS-04. Na Rysunku 4.11 przedstawione są wyniki modelowania dla tego układu z teoretycznymi izochronami podanych zestawów w trzech przypadkach: (1) wczesny etap ciągu głównego i metaliczność słoneczna (*lewo*); (2) późny etap ciągu głównego i mniejsza metaliczność (środek); (3) odejście od ciągu głównego i metaliczność słoneczna. Ze względu na ograniczenia dostępności izochron w danych zestawach, w przypadku (2) izochrony zestawów GENEVA i BCAH98 mają niższe metaliczności niż dwa pozostałe, zaś w (3) izochrona BCAH98 pokazana jest dla innego wieku. Może być ona wykorzystana jako dolne ograniczenie wieku układu, gdyż zwykle przebiega blisko zaznaczonych zakresów błędów. Zwraca uwagę fakt, iż zestaw ten często odstaje od pozostałych dla takich samych lub podobnych t i Z, co jest wynikiem innej wartości parametru średniej drogi mieszania, zastosowanej w tym zestawie ($\alpha_{MLT} = 1$).

Izochrony w przypadkach (2) i (3) zostały wybrane tak, aby pasować do punktów na diagramie masa-jasność bolometryczna. Ponieważ w przypadku (1) linie leżą daleko od wyznaczeń, można z dużym prawdopodobieństwem stwierdzić, iż jeśli ASAS-04 ma mieć metaliczność zbliżoną do Słońca, to musi być układem wyewoluowanym. Warto również zauważyć (co już było



Rysunek 4.11: Porównanie różnych parametrów fizycznych w funkcji masy gwiazdy z różnymi modelami teoretycznymi dla układu ASAS-04. Lewa kolumna przedstawia izochrony wieku t = 1 Gyr i metaliczności słonecznej (Z = 0.02), środkowa – t = 6 Gyr, $Z \leq 0.01$ (0.01 dla PADOVA i Y², 0.008 dla GENEVA oraz 0.006 dla BCAH98), prawa – Z = 0.02 i t = 12 Gyr (za wyjątkiem BCAH98 – 8 Gyr). Wartości parametrów i błędy wzięte zostały z Tabeli 4.6.

wspomniane), że zarówno promienie jak i temperatury są dla tego układu większe niż przewidywane w tym scenariuszu. Izochrony t = 1 Gyr pasowałyby dla Z < 0,006, co jest jednak mało prawdopodone zważywszy chociażby na kinematykę w Galaktyce.

ASAS-04 jest przykładem znanego problemu, mianowicie degeneracji pomiędzy wiekiem i metalicznością pasujących modeli (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002). Podane wartości M i M_{bol} odtwarzane są, oprócz dwu pokazanych przykładów, chociażby przez izochronę t = 8 Gyr i Z = 0,012. Dla przypadku t = 6 Gyr, $Z \leq 0,01$ widzimy wspominane niezgodności promieni i temperatur (za wyjątkiem BCAH98 – inna metaliczność), zatem możemy te wartości traktować jako prawdopodobne (dla t = 8 Gyr i Z = 0,012 sytuacja wygląda podobnie, lecz niezgodności są mniejsze). Dla obu składników jednocześnie oszacować można wspólną wartość czynnika korygującego $\beta \equiv R_{obs}/R_{mod}$, która wyniosłaby ~1,055. Odpowiada to przesunięciu o $\Delta \log(T_{phot}) \simeq 0,012$, co pozwoliłoby na dopasowanie się pojedynczą izochroną do pomiarów.

Rozbieżności znikają dla $t \sim 10 - 11$ Gyr, w którym to przypadku promienie, temperatury jak i M_V oraz V - I zdają się być dobrze odtworzone. Dla 12 Gyr przewidywane promienie stają się większe niż obserwowane, podczas gdy na innych płaszczyznach dopasowanie jest wciąż dobre. Stąd 12 Gyr można uważać za górne ograniczenie na wiek układu. Warto przy tej okazji zauważyć że izochrona BCAH98 dla t = 8 Gyr i metaliczności słonecznej przewiduje największe promienie i najmniejsze temperatury, jednocześnie nie pasując do M_{bol} .

Na podstawie przedstawionego porównania można wysnuć wniosek, że rozbieżności miedzy obserwowanymi a modelowymi promieniami i temperaturami moga nie być znaczące dla gwiazd wyewoluowanych. Wydaje się to być potwierdzone przez niedawne odkrycie układu V69-47Tuc $(0.88 + 0.86 \text{ M}_{\odot})$ w słynnej gromadzie kulistej (Thompson i in., 2010). W jego przypadku kilka modeli teoretycznych skutecznie odtwarzało obserwowane wartości za pmocą jednej izochrony. Przy założeniu [Fe/H]=-0,70, oszacowany został wiek układu (i gromady) – 11,3 Gyr. Biorac pod uwagę podobne masy składników ASAS-04, można uznać niemal idealne dopasowanie dla t > 10 Gyr za bardzo prawdopodobne. Jednakże, V69-47Tuc ma dużo większy okres orbitalny (ok. 30 dni) i nie wykazuje (związanej z małymi separacjami) aktywności, prawdopodobnie odpowiedzialnej za zwiększanie promienia. W związku z tym, pomimo formalnie bardzo dobrej zgodności z obserwacjami izochron $t \sim 10-11$ Gyr dla $Z \sim 0.02$, należy przyjąć za bezpieczne oszacowanie wieku i metaliczności ASAS-04 w następujących przedziałach: t = 5 - 12 Gyr, Z = 0.008 - 0.2, z największym prawdopodobieństwem w zakresie wieku 8 – 11 Gyr i Z pomiędzy 0,012 a 0,018. Oznacza to, że ASAS-04 jest jednym z najstarszych znanych układów zaćmieniowych. Kilka innych znalezionych zostało ostatnio w różnych gromadach kulistych (patrz: Tabela 4.2). Znane są także obiekty pola, dla których oszacowany wiek jest rzędu 10 Gyr – UV Psc, CG Cyg, RW Lac, HS Aur i CM Dra – ale, za wyjątkiem ostatniego, wszystkie mają składniki masywniejsze niż ASAS-04.

Analogiczne porównania wyznaczonych parametrów z izochronami dla układu ASAS-08 przedstawione są na Rysunku 4.12. Przypadek (1) przedstawia, jak dla ASAS-04, wczesny etap ciągu głównego i metaliczność słoneczną; (2) ponownie słoneczna metaliczność ale dla późniejszego stadium ewolucji na ciągu głównym; (3) bardzo późny etap ewolucji na ciągu głównym (blisko odejścia) dla metaliczności większej niż słoneczna. Ponownie, ze względu na dostępność modeli, przypadek (3) nie przedstawia jednorodnej próbki modeli. W zestawie GENEVA nie są dostępne izochrony dla Z > 0,02 i mas poniżej 0,8 M_☉. Również zestaw BCAH98 nie jest obliczony dla takich metaliczności, aczkolwiek wykorzystana została "najstarsza" (8 Gyr)



Rysunek 4.12: To samo co na Rysunku 4.11 ale dla ASAS-08 i innych zestawień wiekmetaliczność: Z = 0.02 dla wieku t = 1 (lewo) i 5 Gyr (środek) oraz Z > 0.02 dla wieku t = 10 Gyr (prawo). W ostatnim przypadku izochrona zestawu GENEVA nie była dostępna dla mas poniżej 0,8 M_☉ zaś zestaw BCAH98 reprezentuje izochrona dla t = 8 Gyr i $Z \sim 0.02$, ale Y = 0.282.



Rysunek 4.13: Diagram $(V - I)/M_V$ z teoretycznymi izochronami dla t = 1 Gyr i Z = 0.02 wraz z wynikami uzyskanymi dla wszystkich 3 ciał systemu ASAS-08. Wartości i błędy zostały wzięte z Tabel 4.6 i 4.7. Model BCAH98 jest niedostępny dla mas poniżej 0.6 M_{\odot}.

dostępna izochrona z zestawu obliczonego dla Y = 0.282 i $\alpha_{MLT} = 1.9$ (normalnie Z = 0.275 lub 0.25 oraz $\alpha_{MLT} = 1$), jako że spełniała kryterium zgodności na diagramie M/M_{bol} .

Izochrony były wybierane według tego kryterium właśnie, co w przypadku ASAS-08 skutkowało określeniem statusu ewolucyjnego na etap ciągu głównego (z dużym prawdopodobieństwem). ASAS-08 jest ponownie przykladem degeneracji wieku i metaliczności, ale w tym przypadku ustalić można dolny limit Z na 0,012. Z kolei górna wartość Z nie powinna znacznie przekraczać 0,02, gdyż w takim przypadku pasują izochrony z zakresu wieku 8 – 10 Gyr, co jest w sprzeczności z charakterystyką kinematyczną układu.

Na ciągu głównym ASAS-08 wykazuje dobrze znane niezgodności promieni i temperatur. Wartości czynnika korygującego β różnią się w zależności od modelu, aczkolwiek we wszystkich przypadkach do obu składników dopasować można wartość ~1,09. Odpowiada to przesunięciu w temperaturach $\Delta \log(T_{phot}) \simeq 0.02$, które pozwala na dopasowanie pojedynczej izochrony.

Zauważyć można, że w okolicach $M \sim 0.7 \,\mathrm{M_{\odot}}$ różne zestawy przewidują różne wartości koloru V - I (jak i różne temperatury), co jest oczywiście związane z innym podejściem fizycznym w każdym z modeli. Dla ASAS-08 jedynie PADOVA i BCAH98 są zgodne w zakresie błędów z obserwowanymi wartościami V - I, przy czym PADOVA pasuje nieznacznie lepiej w przypadku 1 Gyr, zaś BCAH98 dla 5 Gyr. Wykorzystując te dwie izochrony i wyznaczenia M_V oraz V - I dla trzeciego ciała w układzie, można próbować oszacować jego masę.

Na Rysunku 4.13 przedstawione są izochrony wszystkich zestawów dla t = 1 Gyr i Z = 0,02 wraz z wartościami M_V oraz V - I wyznaczonymi dla wszystkich trzech ciał układu. Na płaszczyźnie $(V - I)/M_V$ do wyznaczeń składników pary zaćmieniowej pasują wszystkie modele, ale tylko PADOVA i BCAH98 jednocześnie do ich mas. PADOVA daje spójne oszacowanie masy składnika C w zakresie 0,43 - 0,5 M_{\odot}, zaś BCAH98 nie sięga poniżej 0,6 M_{\odot}, co jednak na omawianym diagramie wypada bardzo blisko brzegu wyznaczonych niepewności. Stąd można wnioskować, iż 0,6 M_{\odot} jest dobrym górnym oszacowaniem masy 3-go ciała. Przewidywana masa odpowiada późnemu typowi widmowemu K ($T_{eff} \sim 4000$ K; Harmanec, 1988), zaś

4.5. STATUS EWOLUCYJNY

sam kolor przewiduje raczej typ M2 ($T_{eff} \sim 3600$ K; Bessel i in., 1998). Kątowa separacja zmierzona przez satelitę *Hipparcos* 0,845" odpowiada rzutowanej odległości między gwiazdami 39 AU. Można się zatem spodziewać, że gwiazda o masie ~0,5 M_☉ będzie wywierać na parę zaćmieniową znaczący wpływ, potencjalnie wykrywalny przez długofalowe pomiary RV czy chronometraż zaćmień.

Rysunek 4.14 przedstawia porównanie z izochronami wyznaczeń parametrów układów ASAS-09 i ASAS-21. Zaznaczone zostały niepewności uzyskane z modelowania (Tabela 4.8), gdyż ostateczne wartości niepewności parametrów (Tabela 4.10) mogą być przeszacowane, zaś ich wykorzystanie nie zmieniłoby znacznie wyników dopasowania izochron – najlepiej pasująca izochrona pozostałaby nie zmieniona, powiększyłby się jedynie zakres dozwolonych izochron.

Trzy przedstawione przypadki kombinacji [t, Z] to: (1) t = 1 Gyr, Z = 0.02 (jak dla pozostałych przypadków); (2) t = 5 Gyr, Z = 0.02 (jak dla ASAS-08); (3) t = 1 Gyr, Z > 0.02, przy czym izochrona GENEVA ma Z = 0.04 i sięga jedynie do 0.8 M_☉, zestawy PADOVA i Y² mają Z odpowiednio 0.03 i 0.04, zaś izochrona BCAH98 przedstawiona jest dla Z = 0.02 i Y = 0.282. Ponownie, kombinacje [t, Z] wybierane były tak, aby odtwarzana była jasność bolometryczna.

ASAS-09 reprezentują bliskie siebie punkty w okolicy $M = 0,77 \,\mathrm{M_{\odot}}$. Widać, że w granicach błędów jasności bolometryczne odtworzone są w każdym z przypadków. Widać również standardowe niezgodności w promieniach i temperaturach. Izochroną przebiegającą najbliżej pomiarów na płaszczyznach M/R i M/T_{phot} jest BCAH98 dla $t = 1 \,\mathrm{Gyr}$ i Y = 0,282 (przypadek (3)). Model ten pasuje najlepiej do wszystkich pomiarów. Wszystkie zestawy dla przypadku (3) pasują do pomiarów zarówno M_{bol} , jak i V - I oraz M_V , co z kolei nie ma miejsca dla Z = 0,02, niezależnie od przyjętego wieku. Można zatem wnioskować, że ASAS-09 jest układem stosunkowo młodym, prawdopodobnie mającym około miliard lat, wzbogaconym o cięższe pierwiastki. Warto zauważyć, że bez względu na założony wiek, nie da się osiągnąć zgodności z pomiarami M_{bol} dla izochron o Z < 0,02. Jest to argument przeciwko przynależności ASAS-09 do Asocjacji Lokalnej (grupa kinematyczna Plejad). Dla przypadku (3) czynnik korekcyjny promieni β wyniósłby od 1,08 (BCAH98) do 1,13 (Y² i prawdopodobnie GENEVA). Odpowiada to przesunięciu $\Delta \log(T_{phot})$ od 0,016 do 0,027, co w każdym przypadku prowadziłoby do bardzo dobrej zgodności izochron z wyznaczeniami.

Inaczej wygląda porównanie z izochronami układu ASAS-21. Jasność absolutna w V jest najlepiej odtworzona dla przypadku (1), aczkolwiek w pozostałych izochrony są zgodne w granicach błędów. Najlepsza zgodność z wyznaczeniami M_{bol} występuje dla t = 5 Gyr, a najgorsza dla modeli z powiększoną zawartością metali. Z drugiej strony, przedstawione modele Z > 0,02lepiej odtwarzają temperatury, aczkolwiek dalekie są od otworzenia wartości promieni. Uznanie zatem za właściwą zawartość metali powyżej słonecznej, prowadziłoby do sytuacji niespotykanej w przypadku małomasywnych układów zaćmieniowych. Stąd wniosek, że ASAS-21 ma metaliczność zbliżoną do Słońca i ewoluuje na ciągu głównym, ale prawdopodobnie jego wiek zbliżony jest bardziej do 5 Gyr niż 1 Gyr, co sugeruje kinematyka i wartości M_{bol} składników. Marginalna niezgodność z wyznaczeniami koloru V - I w przypadku dwóch modeli (Y² i GENEVA) wynika zapewne z fizyki w nich zastosowanej, ale też być może po części z niepewności w oszacowaniu E(B - V). Dla przypadku (2) wartość czynnika korekcji promieni β (jeśli wspólna dla obu składników) wynosiłaby około 1,14 co daje $\Delta \log(T_{phot}) \simeq 0,029$ i ponownie bardzo dobrą zgodność izochron i pomiarów na płaszczyźnie $M/\log(T_{phot})$.



Rysunek 4.14: To samo co na Rys. 4.11, ale dla układów ASAS-09 i ASAS-21 i innych zestawień wiek-metaliczność: Z = 0.02 dla wieku t = 1 (lewo) i 5 Gyr (środek) oraz Z > 0.02 dla wieku $t=1~{\rm Gyr}$ (prawo). W ostatnim przypadku izochrona zestawu GENEVA nie była dostępna dla mas poniżej 0,8 ${\rm M}_{\odot}$ zaś zestaw BCAH98 reprezentuje izochrona dla $Z\sim0,02,$ ale Y=0,282.

138

Z powyższej analizy czterech nowo odkrytych, małomasywnych, aktywnych układów zaćmieniowych można wysnuć interesujące wnioski co do natury tych konkretnych obiektów, jak również całej klasy ciał niebieskich, które reprezentują. Każdy z omówionych układów jest interesujący ze względu na inną swoją cechę: ASAS-04 prawdopodobnie odchodzi od ciągu głównego, ASAS-08 ma gwiazdowego towarzysza, którego dalsza analiza mogłaby nałożyć dodatkowe ograniczenia na wiek i własności układu zaćmieniowego, ASAS-09 jest reprezentantem klasy "bliźniaków", potencjalnie przydatnych do weryfikacji fundamentalnej dla astrofizyki hipotezy Vogta, zaś ASAS-21 ma mały stosunek mas, szczególnie porządany przy testowaniu modeli ewolucyjnych. Ponadto dwa ostatnie wykazują szybką ewolucję plam na swojej powierzchni, nie wykluczoną w przypadku ASAS-04 i 08. Jeśli aktywność gwiazdowa jest związana z obserwowanymi wartościami promieni w sposób jaki opisali Chabrier i in. (2007), to wielokrotnie powtarzana analiza układów typu ASAS-09 i ASAS-21 powinna doprowadzić nie tylko do znacznego poprawienia wyznaczeń ich parametrów (co napewno jest możliwe dla tych dwóch obiektów) ale być może także do wykazania bezpośredniej korelacji między stanem aktywności a wartością promieni składników.

4.6 Próbka gwiazd z zakresu $1-2~M_{\odot}$

Obserwacje prowadzone na teleskopach Radcliffe'a i AAT zaowocowały także wyznaczeniami krzywych prędkości radialnych dla dużej próbki innych obiektów, co w powiązaniu z dostępną z przegladu ASAS fotometria, pozwoliło na uzyskanie ich parametrów fizycznych. Jak było wspomniane, w obserwacjach afrykańskich główny nacisk położony był na układy małomasywne, zatem większość obserwowanych obiektów była usuwana z próbki kandydatów na takowe. Z kolei słaby stosunek sygnału do szumu w wielu przypadkach powodował trudności w wyznaczeniu predkości radialnych składników, przez co dla kilku obiektów nie ma wiarygodnych pomiarów RV. W ostateczności, biorąc pod uwagę uzyskane prędkości oraz dostępne z przeglądu ASAS dane fotometryczne, jedynie dwa obiekty z tej próbki, dla których z krzywych RV wyznaczone zostały masy powyżej 1 M_{\odot} , poddane zostały dalszej analizie. Obserwacje prowadzone w Australii były zaś nakierowane na poszukiwanie planet pozasłonecznych metoda RV wokół stosunkowo jasnych układów zaćmieniowych. W wielu przypadkach warunki pozwalały na zastosowanie opisanej we wcześniejszym Rozdziale metody z komórką jodową, która to jest dostępna na spektrografie UCLES. Zebrane dane, w połączeniu z fotometrią z przeglądu ASAS, pozwoliły na wykonanie modelowania dla aż 16 układów, których składniki okazały się mieć masy z przedziału od 1 do 2 M_{\odot} . Obiekty z tego zakresu mas są nie mniej ciekawe niż gwiazdy mniej masywne, chociażby ze względu na niezgodności z modelami teoretycznymi, wynikającymi np. z niewłaściwego traktowania tzw. "przestrzeliwania", (ang. overshooting) w konwektywnym jądrze (dla $M \gtrsim 1,1 \,\mathrm{M}_{\odot}$; Clausen i in., 2010).

Tablica 4.12: Osiemnaście rozdzielonych układów zaćmieniowych z katalogu ASAS, o masach powyżej 1 M_{\odot} , dla tkórych wyznaczone zostały parametry fizyczne. W kolumnie "T/S" (Teleskop/Spektrograf) "A/U" oznacza AAT/UCLES, a "R/G" – Radcliffe/GIRAFFE. Jeśli układ był znany wcześniej, w kolumnie "Nowy" oznaczony jest jako "N" oraz podana jest odpowiednia referencia. Jasności katalogowe podane w magnitudo.

ASAS ID	Inna nazwa	T/S	Odl. [pc]	V	J	Η	K	Sp.T.	Nowy
010538-8003.7 CD-80 28		R/G		10,10	8,49	8,04	7,83	K2	Т
$010934 - 4615.9^a$	AI Phe, HD 6980	A/U	256	8,60	7,30	6.94	6.82	G8	N(1)
014616 - 0806.8	BD-08 308	A/U		10,52	9,43	9,15	9,05	G2	Т
023631 + 1208.6	BD+11 359	A/U		9,75	8,70	8,51	8,42	F7	Т
042041 - 0144.4	HIP 20267	A/U	116	8,70	7,53	7,25	$7,\!19$	G3,5	Т
$042724 - 2756.2^{b}$	IDS04234-2810 A	A/U		9,89	8,98	8,84	8,71	F6	Т
$053003-7614.9^{ab}$	UX Men, HD 37513	A/U	101	8,23	7,20	6,98	6,92	F7	N(2)
071626 + 0548.8	TYC 176-2950-1	A/U		10, 19	8,97	8,65	8,57	G6	Т
085524 - 4411.3	CD-43 4765	A/U		10,04	9,00	8,80	8,76	F7	Т
150145 - 5242.2	HD 132553	A/U		9,58	8,46	8,20	8,19	G0	Т
155259-6637.8	HD 141344	A/U		8,99	7,97	7,75	$7,\!69$	F7	Т
155358 - 5553.4	HD 141857	A/U		9,56	8,45	8,28	8,15	G0	Т
$162637 - 5042.8^{b}$	HD 147827	A/U		9,81	8,69	8,44	8,37	G1	Т
174626 - 1153.0	BD-11 4457	R/G		10,81	8,59	8,16	8,07	$K_{4,5}$	Т
185512 - 0333.8	HD 175375	A/U		10,16	9,12	8,97	8,92	F6	Т
193044 + 1340.3	V415 Aql, HD231630	A/U	910	10,41	9,55	9,27	9,18	F6	N(3)
195113 - 2030.2	HD 187533	A/U		9,77	8,63	8,41	8,34	G1	Т
213429-0704.6	BD-07 5586	A/U		10,53	9,47	9,24	9,15	G0	Т

 a Fotometria jest dostępna w katalogu ASAS, ale układ nie jest rozpoznany jako zmienna.

 b Gwiazda ma fizycznego lub/i widzialnego towarzysza.

Uwaga: Odległości ("Odl.") na podstawie wyznaczeń paralaks z satelity Hipparcos (Perryman i in., 1997), za wyjątkiem V415 Aql (Brancewicz i Dworak, 1980). V oznacza maksymalną jasność podaną w katalogu ASAS, J, H oraz K pochodzą z katalogu 2MASS (Cutri i in., 2003). Typ widmowy oszacowany na podstawie zależności $T_{eff}/V - K$ dla karłów (Tokunaga, 2000).

Referencje: (1) Andersen i in. 1988; (2) Andersen i in. 1989; (3) Brancewicz i Dworak 1980.

4.6.1 Obiekty

Na potrzeby obserwacji teleskopem AAT ze spektrografem UCLES wybrane zostały układy rozdzielone o typie widmowym późniejszym niż F5, mające V - K > 1,1 oraz jaśniejsze niż $V \simeq 11$ mag. Ograniczenie na jasność spowodowane było potrzebą skrócenia czasu obserwacji tak, aby nie pogorszyć precyzji wyznaczeń prędkości radialnych. Dodatkowo odrzucane były układy o stosunkowo długo trwających zaćmieniach oraz wykazujące znaczną modujację jasności poza zaćmieniami, aby odrzucić układy ze składnikami o bardzo dużych promieniach. Dwa obiekty z obserwacji teleskopem Radcliffe'a ze spektrografem GIRAFFE, mające wartości V - K przekraczające 2, dołączone zostały do tej próbki ze względu na wyznaczone dla nich wartości mas składników.

Ostatecznie, opisywana próbka układów ze składnikami o masach pomiędzy 1 a 2 M_{\odot} zawiera osiemnaście układów, z czego trzy znane były wcześniej. Są to AI Phe (ASAS J010934-4615.9), UX Men (ASAS J053005-7614.9) oraz V415 Aql (ASAS J193044+1340.3), przy czym dla ostatniego nie było do tej pory znane rozwiązanie orbitalne, czy wiarygodne wyznaczenie parametrów fizycznych. Krótka charakterystyka wszystkich 18 układów zebrana jest w Tabeli 4.12.

4.6.2 Spektroskopia i prędkości radialne

Widma układów ASAS J010538-8003.7⁵ oraz ASAS J174626-1153.0 wykonane zostały w czerwcu i październiku 2006 teleskopem Radcliffe'a w SAAO, z wykorzystaniem instrumentu GI-RAFFE. Tak jak dla układu ASAS-21, rozdzielczość wynosiła 40000, czas ekspozycji 3600 s, zaś ze względu na większą jasność tych układów, uzyskany został $SNR \sim 35$ -70, w zależności od warunków atmosferycznych. Proces redukcji CCD, ekstrakcji widma oraz kalibracji długości fali odbywał się w identyczny sposób jak dla układu ASAS-21.

Obserwacje na Teleskopie Anglo-Australijskim ze spektrografem UCLES miały miejsce w ciągu 11 nocy pomiędzy wrześniem 2008 a styczniem 2009. Podobnie jak w przypadku małomasywnych ASAS-09 i ASAS-21, uzyskane widma miały rozdzielczość około 60000. Dla większości przypadków zastosowany został czas ekspozycji 900 s, co w dobrych warunkach pogodowych pozwalało na osiągnięcie $SNR \sim 90$, jednak najczęściej pomiędzy 30 a 65. W przeciwieństwie do układów małomasywnych, w przypadku tych obiektów celem obserwacji było poszukiwanie planet pozasłonecznych, zatem wykonywane były także obserwacje z komórką jodu, zgodnie z wymaganiami metody Konackiego, opisanymi w poprzednim Rozdziale. Ekspozycje takie miały jendak miejsce tylko w sprzyjających warunkach, kiedy przy zastosowaniu komórki możliwy był do osiągnięcia SNR > 30. Aby skutecznie szukać planet wymagany jest $SNR \sim 50$, aczkolwiek redukcja, rozwiązanie długości fali oraz wyznaczenie prędkości radialnych możliwe jest także przy niższej wartości. Jeśli do kalibracji wykorzystana została lampa ThAr (ekspozycja bez I₂), procedura redukcji CCD, ekstrakcji widma i kalibracji długości fali była identyczna jak dla australijskich obserwacji układów ASAS-09 i ASAS-21.

Podobnie jak w przypadku wszystkich innych układów opisywanych w niniejszej pracy, prędkości radialne składników mierzone były metodą TODCOR (Zucker i Mazeh, 1994) w oparciu o syntetyczne widma wzorcowe, uzyskane kodami ATLAS9 i ATLAS12 (Kurucz, 1995). Obserwacje dwóch układów – AI Phe oraz UX Men – były na tyle liczne, że możliwe było zastosowanie rozplątywania tomograficznego (jak dla BY Dra, ASAS-04 i ASAS-08). Dla obu tych układów wykonanych było 8 widm z komórką jodu, co jest minimalną ilością potrzebną do skutecznego rozplątania widm. Uzyskiwana tą metodą precyzja rzędu 2-5 m/s (Konacki, 2009; Konacki i in., 2009, 2010) wymaga większego stosunku sygnału do szumu i większej liczby pojedynczych widm, aczkolwiek i tak dla AI Phe, pomimo dużego seeingu, udało się uzyskać bardzo dobry rms = 62 i 24 m/s odpowiednio dla składnika głównego wtórnego. Dla UX Men rms jest już znacznie większy (210 i 270 m/s) ze względu na rotacyjne poszerzenie linii.

Wszystkie wykorzystane do analizy prędkości radialne opisywanych układów zebrane zeostały w Tabeli 4.13. Podobnie jak w innych opisywanych wcześniej przypadkach, uzyskane formalne błędy RV okazały się być niedoszacowane i nie dawały zredukowanego χ^2 dopasowania orbity bliskiego 1. Aby to osiągnąć dodawane były w kwadraturze czynniki systematyczne, tak aby uzyskać $\chi^2 \simeq 1$. W ogólności dla każdej gwiazdy w każdym układzie ich wartość była inna i szacowana była w każdym przypadku niezależnie. W Tabeli 4.13 zebrane są błędy ostateczne. Podana jest również metoda kalibracji dla każdego pomiaru z osobna – "t" oznacza kalibrację za pomocą lampy ThAr, zaś "i" za pomocą jodu.

 $^{^5 \}rm W$ dalszej części pracy przyjmowana jest następująca notacja: ASAS J010538-8003.7 = A
010538. Dla pozostałych – analogicznie.

Tablica 4.13: Pojedyncze pomiary prędkości radialnych, dla opisywanych układów zaćmieniowych. σ_v oznacza błąd ostateczny prędkości. Podana jest też metoda kalibracji długości fali: "i" oznacza komórkę z jodem, "t" – lampę ThAr.

ASAS ID	BID	211	<u>Γ</u> τ	$Q = C_1$	110	σ	$Q = C_2$	Kalih
Horio ID	[2450000 +]	[km/s]	[km/s]	[km/s]	[km/s]	[km/s]	[km/s]	(t/i)
	[= 100000 +]	[mm/s]	[/.0]	Doga Padal	iffo /CIDAE	[[1111/0]	(0/1)
010538 8003 7	4007 4184	13 767	1 358	0 360	25 806	1.055	0.244	+
010000-0000.1	4007,4104	18,101	1 300	-0,305	-20,090	2 004	-0,244 2.148	ι +
	4008,5031	-40,402	3.061	0,210 2.011	62 420	6 141	-2,140 6 570	ι +
	4010,5241	-05,502	2,552	2,011 2.570	64.431	0,141 3.179	1 571	ι +
174626 1153 0	3003 5470	51 205	1 810	2,313	147.011	2 830	0.258	ι +
174020-1155.0	3003,5410	57 488	2,310	-0,047	151 550	2,030	1,208	ι +
	3005 3660	168 210	2,470	2,038	-101,000	2 340	-1,750	ι +
	3906 3570	24 759	1,140 1 410	-0.074	-125 532	1,340 1,430	-0.507	t
	3300,3310	24,103	1,410	-0,014	-120,002	1,450	-0,001	U
014616 0006 0	UKI 4749 1105	aay ooserw	owane za	1 5 4 1	AI/UCLES	0 200	0.444	:
014010-0800.8	4748,1195	-20,264	0,700	-1,541	95,132	0,322	0,444	1
	4748,1301	-20,239	0,719	-0,813	96,055	0,320	0,584	t
	4836,9694	-0,589	0,718	-0,688	74,374	0,346	0,674	t ·
	4836,9832	-1,255	0,706	-0,236	75,848	0,327	0,901	1
000601 + 1000 6	4838,0049	-41,409	0,706	1,294	119,609	0,331	-1,786	1
023631 + 1208.6	4727,1755	59,391	0,661	-0,605	-58,277	0,676	-0,438	t
	4748,1731	90,371	0,576	0,218	-93,688	0,453	0,076	t
	4837,0081	-59,088	1,178	0,921	86,165	0,593	1,012	t
	4838,0297	73,434	0,693	0,091	-73,876	0,940	-0,139	t
0.400.41.01.4.4.4	4839,9661	-71,914	0,815	-0,525	98,097	0,619	-0,627	t
042041-0144.4	4727,2386	37,134	0,333	-0,149	-41,185	0,295	0,485	1
	4748,2447	-52,421	0,340	-0,330	56,302	0,307	-0,109	1
	4837,0846	54,426	0,333	-0,022	-60,852	0,295	-0,357	1
	4838,1014	-13,658	0,334	0,453	14,537	0,301	-0,188	1
0.40504.0550.0	4840,0839	-62,234	0,335	-0,016	67,706	0,299	0,182	1
042724-2756.2	4748,2317	-46,626	0,092	0,018	92,797	0,102	0,017	1
	4837,0945	-49,127	0,053	0,026	95,203	0,057	0,029	1
	4838,0716	-38,469	0,047	-0,082	84,879	0,049	-0,008	1
071000 + 0740 0	4840,0494	53,716	0,077	0,101	-3,094	0,081	-0,091	1
071626 + 0548.8	4837,1459	-29,687	0,209	-0,084	60,114	0,209	-0,030	1
	4837,1565	-29,637	0,213	0,177	60,644	0,213	0,292	t ·
	4838,1523	-50,603	0,212	0,180	81,076	0,212	0,419	1
	4838,1628	-51,036	0,211	-0,476	80,916	0,218	0,125	t
005504 4411 9	4840,1227	-13,610	0,217	-0,415	44,157	0,227	0,199	t
085524-4411.3	4837,1658	88,902	0,153	-0,043	-55,966	0,187	-0,032	t ·
	4837,1788	88,908	0,106	-0,119	-55,867	0,161	0,162	1
	4838,2003	67,964	0,559	0,163	-31,948	0,949	-0,126	t
	4840,1752	-36,290	0,169	0,079	87,072	0,294	0,081	t
150145 5040 0	4840,1872	-37,096	0,134	-0,326	87,617	0,279	0,168	1
150145-5242.2	4727,8800	-22,856	0,433	-0,017	31,536	0,404	-0,240	1
	4746,8978	-84,121	0,425	0,404	92,804	0,402	0,217	1
155050 0005 0	4747,8818	-49,147	0,417	-0,470	58,758	0,392	0,130	1
155259-6637.8	4726,8822	-28,252	0,138	-0,075	43,217	0,053	0,064	1
	4747,8951	103,241	0,162	-0,182	-65,103	0,071	0,030	1
	4748,8874	66,360	0,148	0,076	-34,587	0,058	-0,040	i
	4840,2618	99,190	0,240	0,265	-61,463	0,115	-0,063	i

		Tabli	ca 4.13:	ciąg dai	lszy				
ASAS ID	BJD	v_1	σ_{v_1}	$O - C_1$	v ₂	σ_{v_2}	$O - C_2$	Kalib.	
	[2450000 +]	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	(t/i)	
155358-5553.4	4725,8940	-53,747	0,245	-0,045	65,831	0,118	-0,039	i	
	4726,8693	-84,018	0,123	0,342	97,428	0,058	-0,394	i	
	4746,9343	89,580	0,162	-0,356	-83,583	0,076	0,356	i	
	4748,8984	-69,368	0,132	-0,101	82,366	0,064	0,241	i	
162637 - 5024.8	4725,9654	-5,360	0,052	0,697	-55,937	0,332	-0,912	\mathbf{t}	
	4726,9048	-48,709	0,054	-0,006	-4,294	0,337	0,406	\mathbf{t}	
	4727,9052	-83,688	0,046	-0,206	36,225	0,366	-0,115	\mathbf{t}	
	4747,9195	-62,294	0,068	0,704	11,584	0,446	-0,582	\mathbf{t}	
185512 - 0333.8	4724,9488	21,467	0,207	-0,935	-63,071	0,290	1,184	\mathbf{t}	
	4726,9390	-96,468	0,064	-0,207	78,198	0,183	0,152	\mathbf{t}	
	4746,9608	62,064	0,087	0,320	-111,946	0,122	-0,544	\mathbf{t}	
193044 + 1340.3	4726,9783	-49,255	0,155	0,277	80,940	0,084	-0,094	\mathbf{t}	
	4727,9801	-68,078	0,086	0,110	100,998	0,188	-0,588	\mathbf{t}	
	4747,9736	-47,881	0,216	-0,203	79,187	0,324	0,144	\mathbf{t}	
195113 - 2030.2	4724,9114	-74,087	0,358	-0,617	82,055	0,516	-0,525	\mathbf{t}	
	4725,0293	-72,957	0,367	0,001	$82,\!638$	0,461	0,761	\mathbf{t}	
	4725,9803	-44,384	0,378	0,445	42,941	0,546	0,061	\mathbf{t}	
	4727,9442	51,471	0,349	-0,281	-90,995	0,415	0,004	\mathbf{t}	
	4727,9567	52,053	0,169	0,003	-91,450	0,429	-0,040	i	
	$4748,\!9997$	50,112	0,345	0,248	-88,400	0,396	-0,019	\mathbf{t}	
	4749,0133	50,088	0,168	-0,149	-88,821	0,411	0,078	i	
213429-0704.6	4726,0762	-8,783	2,483	-3,445	-37,554	1,499	-0,818	\mathbf{t}	
	4727,0779	-86,844	2,353	0,271	49,419	0,859	0,087	\mathbf{t}	
	$4748,\!0581$	$37,\!655$	2,359	1,261	-81,116	0,860	0,172	t	
	Ukła	ady observ	owane za	pomocą A.	AT/UCLES	,			
	dla których v	vykonane z	ostalo tor	nograficzne	e rozplątywa	nie widm			
010934 - 4615.9	4726, 1839	-50,010	0,067	0,039	46,563	0,032	-0,005	i	
	4727, 1199	-54,702	0,065	0,008	51,034	0,030	-0,012	i	
	4728, 1348	-54,588	0,068	-0,082	50,879	0,032	0,029	i	
	4748,1047	-10,478	0,065	0,042	8,647	0,031	0,037	i	
	4749,1254	-29,290	0,068	-0,095	26,506	0,036	-0,034	i	
	4836,9479	30,615	0,066	0,032	-30,809	0,031	0,023	i	
	4837,9913	37,186	0,067	-0,067	-37,231	0,029	0,000	i	
	4839,9391	45,639	0,064	-0,051	-45,336	0,029	-0,009	i	
053003-7614.9	4726,2312	10,474	0,186	0,089	88,834	0,132	-0,112	i	
	4727,2714	$126,\!622$	0,182	-0,284	-31,545	0,137	0,028	i	
	4747,2639	25,567	0,186	-0,128	72,924	0,141	-0,196	i	
	4748,2774	131,771	0,201	-0,388	-36,657	0,130	0,492	i	
	4837,1270	$75,\!675$	0,180	-0,124	21,225	0,125	0,178	i	
	4838,1106	-31,653	0,180	-0,027	131,483	0,125	-0,060	i	
	4838,1334	-32,599	0,181	0,104	132,385	0,125	0,391	i	
	4840.0952	122.517	0.183	-0.190	-26.918	0.136	-0.107	i	

Tablica 4 13: ciaa dalszu

ASAS ID	Rozw.	P	T_0 (phoebe)	K_1	K_2	v_{γ}	q	a
		[d]	JD-2450000	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$	$[\rm km/s]$		$[R_{\odot}]$
010538-8003.7	t-a	8,069406(6)	1873,449(6)	73,6(1,6)	73,3(2,4)	-5,8(7)	1,003(31)	23,4(5)
010934-4615.9	iod^a	24,59241(8)	3247, 184(3)	51,16(3)	49,11(2)	-0,750(12)	1,0418(8)	47,855(19)
014616-0806.8	mix	5,940047(25)	1878,427(7)	76,2(1,1)	84,2(8)	35,0(6)	0,905(16)	18,79(16)
023631 + 1208.6	t-a	3,604913(8)	2449,258(2)	85,8(4)	102,3(3)	6,2(2)	0,839(7)	13,40(4)
042041-0144.4	iod	6,47649(2)	1943,030(6)	74,27(38)	81,48(38)	-17,2(1)	0,911(7)	19,76(7)
042724 - 2756.2	iod	8,94657(5)	1873,707(7)	74,0(4)	70,7(4)	7,79(4)	1,047(8)	25,6(1)
053003 - 7614.9	iod^a	4,181096(3)	2019,2755(11)	87,31(12)	89,90(8)	48,86(5)	0,9712(16)	14,639(12)
071626 + 0548.8	mix	11,55478(6)	2426,025(8)	61,2(3)	62,1(3)	15,6(3)	0,986(7)	27,5(1)
085524 - 4411.3	mix	7,040274(14)	1875,092(4)	68,0(1)	77,50(12)	21,23(7)	0,8772(19)	20,279(22)
150145 - 5242.2	iod	5,976930(76)	1927, 389(7)	89,1(7)	88,9(7)	4,6(7)	1,002(10)	21,01(11)
155259 - 6637.8	iod	5,744754(22)	1931,664(6)	93,47(12)	76,98(6)	11,00(5)	1,214(2)	19,367(15)
155358 - 5553.4	iod	5,691743(23)	1933, 457(6)	94,59(5)	90,67(9)	4,83(4)	1,043(1)	20,877(11)
162637 - 5042.8	t-a	8,87621(5)	1939, 350(11)	65,67(17)	77,39(35)	-28,5(1)	0,852(2)	25,16(5)
174626 - 1153.0	t-a	3,011055(7)	1956, 245(3)	116, 2(9)	96,2(1,5)	-57,2(7)	1,21(2)	12,63(11)
185512 - 0333.8	t-a	5,795527(15)	1972,545(4)	80,40(5)	96,37(10)	-17,08(5)	0,834(1)	20,257(13)
193044 + 1340.3	t-a	4,925489(16)	2731,560(4)	91,34(55)	98,0(6)	13,5(5)	0,93(1)	18,44(8)
195113 - 2030.2	mix	7,04335(5)	1976,202(9)	65,41(14)	90,71(21)	-8,1(1)	0,7211(23)	21,873(35)
213429-0704.6	t-a	5,672517(8)	1884,2545(25)	75,(2)	79,3(7)	-21,0(7)	0,95(3)	17,24(24)
ASAS ID	e	ω	i	M_1	M_2	R_1	R_2	T_{2}/T_{1}
		[0]	[0]	$[M_{\odot}]$	$[M_{\odot}]$	$[R_{\odot}]$	$[R_{\odot}]$	
010538 - 8003.7	0,0	_	80,4(6)	1,380(55)	1,384(55)	3,16(33)	4,06(41)	0,72(3)
010934 - 4615.9	0,187(4)	110,1(9)	84,4(5)	1,2095(11)	1,2600(11)	1,82(5)	2,81(7)	0,820(15)
014616 - 0806.8	0,067(45)	100(5)	86,1(7)	1,335(25)	1,208(24)	1,57(53)	1,42(52)	1,014(80)
023631 + 1208.6	$_{0,0}$		87,4(9)	1,357(8)	1,138(7)	1,82(36)	1,28(29)	0,988(18)
042041 - 0144.4	0,132(5)	342,2(9)	88,5(3)	1,293(9)	1,179(9)	1,59(29)	1,43(26)	0,99(11)
042724 - 2756.2	0,012(4)	238(24)	86(1)	1,383(13)	1,449(13)	2,2(1)	2,16(8)	0,94(3)
053003 - 7614.9	0,0		89,86(15)	1,2229(15)	1,1878(15)	1,321(36)	1,285(37)	0,992(18)
071626 + 0548.8	0,21(5)	52(10)	88,2(7)	1,055(8)	1,041(8)	1,65(3)	1,18(2)	0,988(10)
085524 - 4411.3	0,0	—	86,4(2)	1,2040(27)	1,0562(25)	1,87(2)	1,634(16)	0,996(6)
150145 - 5242.2	0,0	—	84,7(3,4)	1,766(21)	1,769(21)	2,86(14)	2,81(14)	1,004(27)
155259 - 6637.8	$_{0,0}$		84,5(8)	1,352(3)	1,644(4)	1,83(15)	2,81(15)	0,984(35)
155358 - 5553.4	$_{0,0}$		86,3(9)	1,847(6)	1,927(6)	2,73(28)	2,99(30)	0,97(5)
162637 - 5042.8	0,019(10)	341(2)	85,6(3)	1,469(8)	1,246(7)	2,55(33)	2,25(33)	0,98(4)
174626 - 1153.0	$_{0,0}$		81,4(5)	1,44(3)	1,74(3)	1,99(12)	2,64(17)	0,95(3)
185512-0333.8	0,0108(3)	45(2)	87,4(1,4)	1,813(6)	1,513(5)	1,7(3)	1,5(4)	0,87(4)
193044 + 1340.3	0,0	—	87,6(7)	1,798(16)	1,675(15)	2,97(9)	2,34(8)	0,974(16)
195113 - 2030.2	0,0		83,4(3)	1,646(8)	1,187(6)	2,74(13)	2,03(11)	0,994(18)
213429-0704.6	0,0937(8)	170(10)	89(1)	1,10(3)	1,04(3)	1,27(23)	1,24(22)	0,96(3)

Tablica 4.14: Parametry fizyczne i orbitalne omawianych układów, wraz z błędami wyznaczeń (w nawiasach).

 $^{a}\,$ Widma rozplątane tomograficznie

4.6.3 Modelowanie

Do modelowania układów i wyznaczania ich parametrów fizycznych, zastosowane zostały te same kody jak dla układów małomasywnych, tzn.: (1) procedura dopasowująca orbitę spektroskopową; (2) kod JKTEBOP (Southworth i in., 2004a,b), pracujący tylko na pojedynczej krzywej blasku; (3) program PHOEBE (Prša i Zwitter, 2005), pracujący na pełnym zestawie danych. Procedura wyznaczania parametrów fizycznych oraz ich niepewności, była również bardzo zbliżona do tej opisanej przy układach małomasywnych, aczkolwiek w kilku aspektach znacznie uproszczona (jedna krzywa blasku, brak plam). Pierwszy etap zakładał użycie danych z katalogu ASAS oraz kodu JKTEBOP do wyznaczenia początkowych wartości okresu P i czasu T_0 , w tym kodzie definiowanego jako moment zaćmienia głównego. Kod ten pozwolił również na bardzo dobre początkowe oszacowanie ekscentryczności e układów, w kilku przypadkach stosunkowo dużej oraz argumentu perycentrum ω .

Ponieważ obserwacje z komórką jodową prowadzone były w bardzo zmiennych warunkach, zmienna też była ich jakość, jak również nie dla wszystkich układów widma z zastosowaniem I₂ były za każdym razem wykonywane. Z tego względu rozwiązania dzielą się na trzy grupy, w zależności od jakości rozwiązania orbitalnego opartego o widma z I₂, względem rozwiązania opartego o kalibrację lampą ThAr. Dla siedmiu układów zastosowanie I₂ dało znacząco lepsze wyniki niż kalibracja jedynie lampą ThAr, lub rozwiązanie oparte o obie kalibracje. Dla czterech
Tablica 4.15: Fazy przypadające na momenty zaćmień 8 opisywanych układów ekscentrycznych.

ASAS ID	φ_{pri}	φ_{sec}
010934-4615.9	0,01815	$0,\!47633$
014616 - 0806.8	0,00320	$0,\!49647$
042041 - 0144.4	$0,\!95698$	$0,\!53672$
042724 - 2756.2	0,00247	$0,\!49756$
$071626 {+} 0548.8$	$0,\!96371$	$0,\!54653$
162637 - 5042.8	$0,\!99426$	$0,\!50569$
185512 - 0333.8	$0,\!99759$	0,50243
213429-0704.6	0,02914	$0,\!47022$



Rysunek 4.15: Wyniki modelowania 18 omawianych układów. Lewe panele przedstawiają prędkości radialne oraz ich residua w funkcji fazy, razem z najlepszymi dopasowaniami orbit. Symbole pełne oznaczają składnik główny, puste – składnik wtórny. Trójkąty oznaczają pomiary kalibrowane za pomocą lampy ThAr, gwiazdki zaś – za pomocą jodu. Podany jest także *rms* dopasowania orbitalnego. Prawe panele prezentują w funkcji fazy orbitalnej fotometrię z przeglądu ASAS wraz z najlepszym dopasowaniem modelu fizycznego, zgodnie z parametrami z Tabeli 4.14, a także residua dopasowania.



Rysunek 4.15: ciąg dalszy



Rysunek 4.15: ciąg dalszy



Rysunek 4.15: ciąg dalszy



Rysunek 4.15: ciąg dalszy

kolejnych układów do modelowania wykorzystane zostały pomiary z obu rodzajów kalibracji, jako że liczba pojedynczych widm z I₂ była za mała, lub uzyskiwany *rms* był porównywalny dla obu przypadków. Pozostałe siedem układów, w tym dwa obserwowane w SAAO, maja rozwiązania oparte jedynie o pomiary RV kalibrowane lampą ThAr.

W przypadku, gdy uzyskana z kodu JKTEBOP ekscentryczność orbity była zgodna w granicach błędu z zerem, procedura wyznaczająca orbitę spektroskopową dopasowywała jedynie prędkość systemową v_{γ} , półamplitudy prędkości K_1 , K_2 oraz fazę początkową, w tym przypadku utożsamianą z momentem maksymalnej różnicy prędkości radialnych, zaś *e* było ustalone na 0. Dla układów określonych jako ekscentryczne, procedura również dopasowywała *e* oraz ω , a także moment przejścia przez perycentrum. Dla kilku układów ilość pomiarów RV okazała się być niewystarczająca do wyznaczenia 6 wolnych parametrów. Wówczas przy dopasowaniu orbity zakładane były wartości *e* oraz ω uzyskane wcześniej z krzywej blasku.

Ostateczne wartości parametrów orbitalnych i fizycznych badanych układów wyznaczane były za pomocą programu PHOEBE. W przypadku mierzalnych ekscentryczności, znamienna w skutkach okazała się być definicja momentu T_0 , używana w tym programie (opisana przy okazji układu ASAS-04). Na potrzeby pracy przyjęte zostało, że wyznaczona wartość T_0 ma przewidywać występowanie bliżej fazy $\varphi = 0$ zaćmienia *glębszego*. Innymi słowy, zgodnie z definicją T_0 oraz składników głównego i wtórnego, zastosowanymi w PHOEBE, za składnik główny uznany został *jaśniejszy* składnik pary, zakrywany podczas głębszego zaćmienia. Zaznaczyć należy, iż ze względu na dostępność jedynie jednej krzywej blasku, nie były wyznaczane jasności bolometryczne, czy absolutne składników, jak również absolutne wartości ich temperatur efektywnych. Szacowany był jedynie stosunek temperatur, który w takich przypadkach powinien być stosunkowo dobrze określony (Prša, 2006).

4.6.4 Wyniki

Wyniki modelowania dla wszystkich 18 układów zebrane są w Tabeli 4.14 oraz na poszczególnych panelach Rysunku 4.15. Należy pamiętać, iż czas T_0 jest podany wg. definicji PHOEBE, co dla układów ekscentrycznych oznacza niezgodność z momentami zaćmień. Fazy orbitalne odpowiadające momentom zaćmień w 8 ekscentrycznych układach, podane zostały w Tabeli 4.15. φ_{pri} oznacza fazę zaćmienia głównego (głębszego, bliższego fazy 0), zaś φ_{sec} – wtórnego.

Dokładność wyznaczenia mas i promieni

Dzięki dobrym pomiarom prędkści radialnych oraz nienajgorszym wyznaczeniom kątów nachylenia orbity, udało się uzyskać całkiem dobrą precyzję wyznaczeń masy, pomimo niewielkiej ilości pojedynczych pomiarów. Tylko dla pięciu układów względny błąd $\Delta M/M$ jest większy niż 1%. Są to: obserwowane teleskopem Radcliffe'a A010538 (4% dla obu składników) i A174626 (1,8 oraz 2,5% odpowiednio dla składnika głównego), a także z próbki AAT/UCLES: A0146161 (1,9 i 2,0%), A150145 (1,2% dla obu) oraz A213429 (2,7 i 2,9%). Najlepsze precyzje wyznaczenia mas dały układy, których widma były rozplątywane tomograficznie, t.j.: A053003 (UX Men; 0,164 i 0,168%) oraz A010934 (AI Phe), dla którego uzyskana została najlepsza precyzja w tej próbce oraz jedna z najlepszych w literaturze (Konacki i in., 2010): 0,091 oraz 0,087 procent odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego. Przypomnieć warto, że dla obu tych układów wykonanych zostało jedynie 8 widm oraz, że UX Men ma linie widmowe znacznie poszerzone rotacyjnie.

Trzy inne układy wyróżniające się formalną precyzją wyznaczeń masy to: A085524 (0,22 i 0,24%; trzy widma kalibrowane lampą ThAr, dwa komórką jodową), A155259 (0,22 i 0,25%; cztery widma kalibrowane I₂) oraz A155358 (0,32 oraz 0,31%; cztery widma kalibrowane I₂). Podobny poziom precyzji (~0,4%) postulowany był w literaturze dla kilku układów zaćmieniowych, np.: AD Boo, VZ Hya czy WZ Oph (Clausen i in., 2008), jednakże w tych przypadkach liczba pomiarów RV sięgała 100. Wyniki podane w Tabeli 4.14 uwzględniają niepewność wyznaczenia inklinacji. Precyzja wyznaczenia $M \sin^3 i$ w omawianych przypadkach jest naturalnie lepsza niż samej masy, przykładowo dla AI Phe wynosi 0,08% dla obu składników.

W przeciwieństwie do mas, wartości promieni nie zostały oszacowane równie dokładnie, głównie z powodu nienajlepszej jakości zastosowanej fotometrii. Dane z przegladu ASAS, z jednej strony dostarczają danych już od 9 lat i dla badanych układów dają pełne pokrycie fazy orbitalnej, z drugiej zaś obarczone są dużym rozrzutem, często przekraczającym 0,1 magnitudo (w sensie $\sim 6\sigma$). Jednoczesnie, kiedy zaćmienia trwają stosunkowo krótko i nie zajmują dużej części okresu orbitalnego, liczba pomiarów przypadających na jedno zaćmienie jest niewielka, często poniżej 20, przy kilkuset dla całego zestawu danych. Powyższe fakty mają bezpośrednie przełożenie na jakość wyznaczeń takich parametrów jak suma i stosunek promieni, stosunek temperatur czy inklinacja. W najgorszym przypadku – A014616 – precyzja wyznaczeń promieni wynosi około 30%. Siedem innych układów ma promienie składników wyznaczone z precyzją pomiędzy 10 a 20%. Po drugiej stronie skali znajduje się kilka układów ze względną precyzją wyznaczeń promieni na poziomie 3% i lepiej. Są to: A010934(AI Phe; 2,7 i 2,5% odpowiednio dla składnika głównego i wtórnego), A053003 (UX Men; 2,7 i 2,9%), A071626 (1,9 i 1,7%), A085524 (1,1 i 1,0%) oraz A193044 (V415 Aql; 3,0 i 2,8%). Powyższe wyniki moga być oczywiście znacznie poprawione jeśli wykorzystałoby się dokładniejsze pomiary fotometryczne.

Oszacowanie wieku i statusu ewolucyjnego

Jak było wielokrotnie wspominane, precyzja na poziomie 3% wystarzcza do przeprowadzenia rygorystycznych testów modeli ewolucyjnych. W omawianej próbce nie ma zbyt wielu przykładów spełniających to kryterium dla wyznaczeń mas i promieni jednocześnie, ale wciąż, dzięki porównaniu z modelami teoretycznymi, jesteśmy w stanie z dużym prawdopodobieństwem określić status ewolucyjny układu i wskazać kilka potencjalnie interesujących przypadków. Rysunek 4.16 przedstawia na płaszczyźnie masa-promień wyniki wyznaczeń tych parametrów dla 18 omawianych układów (wraz z błędami), porównane z izochronami zestawu Y² (Yi i in., 2001; Demarque i in., 2004) dla metaliczności słonecznej oraz wartości wieku: 2 i 100 milionów oraz 1,6 i 5 miliardów lat.

Pełen zestaw izochron dla metaliczności słonecznej został wykorzystany do oszacowania wieku każdego z układów. Na płaszczyźnie M/R najlepiej pasująca izochrona wybierana była "na oko", zatem poniżej przedstawione wyniki nie są ani ostateczne, ani w żaden sposób wiążące, a jedynie są sugestią do ewentualnych dalszych badań nad interesującymi układami. Jak widać na Rys. 4.16, wiele układów zajmuje obszar na którym izochrony młodego wieku (np. 2 Myr) nakładają się na izochrony dużo "starsze" (1,6 i 5 Gyr). Spore błędy wyznaczeń



Rysunek 4.16: Masy (oś X, w $[M_{\odot}]$) i promienie (oś Y, w $[R_{\odot}]$) wszystkich 18 omawianych układów wraz z ich błędami, porównane z zestawem izochron Y² dla metaliczności słonecznej i wartości wieku 0,002, 0,1, 1,6 oraz 5 Gyr. Każda izochrona przedstawiona jest linią ciągłą oraz podpisana. Linie przerywane łączą składniki tej samej pary.

promieni oznaczają, że wiele układów daje się w granicach błędów odw
zorować przez oba rodzaje izochron. Dotyczy to aż 14 obiektów, przy czym dla większości z nich wybór optymalnej izochrony nie był oczywisty. Aby zwiększyć pewność wyboru odpowiedniej izochrony, a więc określenie statusu ewolucyjnego, sprawdzony został również stosunek temperatur przewidywany przez dany model dla gwiazd o podanych masach, oraz porównany ze stosunkiem T_{eff} wyznaczonym z krzywych blasku.

Trzy z układów wydają się dobrze pasować do "młodych" izochron: A042724 (dwa możliwe rozwiązania to wiek 0,002 i 3,0 Gyr), A085524 (0,003 i 7,0 Gyr) oraz A162637 (0,015 i 4,0 Gyr). Cztery inne układy – A174626 (0,002 i 2,0 Gyr), A193044 (V415 Aql; 0,0015 i 1,5 Gyr), A195113 (0,0015 i 3,0 Gyr) oraz A213429 (0,008 i 6,0 Gyr) – również wydają się lepiej pasować do izochron reprezentujących etap ewolucji przed ciągiem głównym, aczkolwiek nie jest to aż tak jasne jak dla poprzednich trzech systemów. Obiekty te mogą być o tyle ciekawe, iż jest znanych jedynie kilka przykładów układów zaćmieniowych ewoluujących przed ciągiem głównym (Stempels i in., 2008).

Układy A014616 (0,006 i 3,0 Gyr), A042041 (0,006 i 4,0 Gyr), A155259 (0,002 i 2,5 Gyr) oraz A155358 (0,0015 i 1,2 Gyr) wykazują lepszą zgodność z izochronami "starszymi". Dla sześciu innych obiektów – A010538 (4,0 Gyr), A010934 (AI Phe; 5,0 Gyr), A023631 (3,5 Gyr), A053003 (UX Men; 2,75 Gyr), A071626 (8,0 Gyr) oraz A185512 (0,4 Gyr) znaleziona została tylko jedna izochrona odtwarzająca pomiary w satysfakcjonujący sposób, przy czym dla AI Phe oraz UX Men wartości te są bliskie wartościom literaturowym (Lastennet i Valls-Gabaud, 2002). Ostatni układ – A150145 – złożony jest z dwóch niemal identycznych gwiazd (podobnie

4.6. PRÓBKA GWIAZD Z ZAKRESU 1 – 2 M_{\odot}

jak ASAS-09), więc do oszacowania jego wieku potrzebne są inne wskazówki.

Warto zauważyć, że prawdopodobnie najstarszy układ – A071626 (8,0 Gyr) – mający stosunkowo krótki okres orbitalny ($P \sim 11,5$ d) ma najbardziej eliptyczną orbitę z całej próbki: $e \simeq 0,21$. Ma również bardzo dobre wyznaczenia mas składników ($\sim 0,8\%$) i niezłe (poniżej 2%) wyznaczenia ich promieni, co czyni oszacowanie jego wieku dosyć wiarygodnym. Być może jest to dobry przykład układu, w którym ekscentryczność orbity wzbudzana jest przez trzecie ciało.

Porównanie z literaturą

Parametry orbitalne i fizyczne układów A010934 (AI Phe) oraz A053003 (UX Men) są znane od przełomu lat 80-ych i 90-ych XX wieku. Dla AI Phe najbardziej aktualne prędkości radialne i parametry orbity spektroskopowej podali Andersen i in. (1988), zaś pełne rozwiązanie orbitalne, na podstawie tych samych pomiarów RV oraz krzywych blasku w wielu pasmach (prawie pełne krzywe w U, B, V, R, I, u, v, b, y oraz zaćmienie główne w 3 pasmach UV satelitarnych) podali Milone i in. (1992). Niedawno Karami i Mohebi (2007) poddali ponownej analizie ten sam zestaw prędkości radialnych, uzyskując dokładniejsze wyniki, aczkolwiek są one sporne, gdyż autorzy prawdopodobnie nie uwzględnili w swojej analizie wszystkich niepewności (np. okresu orbitalnego), przez co najwyraźniej uzyskali zaniżone błedy wyznaczeń parametrów orbitalnych.

Analiza i modelowanie opisane w niniejszej pracy wykonane zostały wyłącznie w oparciu o zupełnie nowe pomiary RV z zastosowaniem komórki jodowej oraz dostępną w przeglądzie ASAS fotometrię. W Tabeli 4.16 przedstawione jest porównanie wyników tej pracy z tymi, jakie podali Andersen i in. (1988) oraz Milone i in. (1992). Nowe wartości parametrów fizycznych i orbitalnych są w ogólności zgodne z poprzednimi wyznaczeniami. Warto zauważyć, że na podstawie jedynie 8 pomiarów RV dla każdego ze składników, wyniki są kilkukrotnie bardziej dokładne niż te, które uzyskali Andersen i in. (1988) na podstawie 46 widm. Niestety, wykorzystanie jednej, mało dokładnej krzywej blasku nie może dać wyników lepszych niż krzywe blasku z 12 pasm (Milone i in., 1992), mimo iż ich pokrycie fazowe nie było idealne. Niepewności wyznaczeń promieni są zatem dużo większe niż znane z wcześniejszych badań. Jednocześnie, rozwiązanie przedstawione w niniejszej pracy zbiegło się do nieco innej wartości inklinacji, a co za tym idzie sumy promieni, niż w przypadku poprzednich analiz, co wyjaśnia niezgodność w absolutnych wartościach mas. Jednakże samo $M \sin^3 i$ jest w bardzo dobrej zgodności z danymi literaturowymi, przy czym kilkukrotnie bardziej dokładne.

W przypadku UX Men najdokładniejszą dotychczas analizę przedstawili Andersen i in. (1989), w oparciu o pomiary RV z instrumentu CORAVEL oraz krzywe blasku w pasmach u, v, b, y. Porównanie tych wyników, z uzyskanymi w niniejszej pracy, przedstawione jest w Tabeli 4.17. Ponownie wyniki są ze sobą zgodne, aczkolwiek parametry orbitalne oraz $M \sin^3 i$ zostały w tej pracy wyznaczone z kilkukrotnie lepszą dokładnością, pomimo iż wykonanych zostało 8 widm, zaś Andersen i in. (1989) dysponowali 29 pomiarami dla składnika głównego i 31 dla wtórnego. W niniejszej analizie układu, w przeciwieństwie do Andersena i in., wartość ekscentryczności była ustalona na 0. Uwolnienie parametrów e oraz ω nie poprawiło jakości rozwiązania (w sensie rms) jak również doprowadziło do wartości e nie rozróżnialnej od 0. Niemniej, znikoma, niezerowa ekscentryczność może być wzbudzana przez trzecią gwiazdę, którą w odległości kątowej 0,75 asec wskazali Tokovinin i in. (2006).

154 ROZDZIAŁ 4. UKŁADY ZAĆMIENIOWE ROZDZIELONE Z PRZEGLĄDU ASAS

Zmienność fotometryczna A193044 = V415 Aql znana była od lat 30-ych XX wieku (Hoffmeister, 1936), aczkolwiek do tej pory nie były znane prędkości radialne układu. Jedyną analizę krzywej blasku wykonali Brancewicz i Dworak (1980), opierając się jednak na okresie orbitalnym dwukrotnie krótszym niż rzeczywisty, na dodatek nie podając niepewności wyznaczeń. Wyniki ich analizy w porównaniu z wynikami niniejszej pracy, zestawione są w Tabeli 4.18. Jeśli dwukrotnie zwiększyć podaną przez nich wartość P, to uzyska się dosyć dobrą zgodność z wynikami niniejszej pracy, czy też z okresem podawanym w przeglądzie ASAS ($P_{ASAS} = 4,925352$ d). Oczywiście, wartości pozostałych podanych w Tabeli 4.18 parametrów, które podali Brancewicz i Dworak (1980), jak również wyznaczenie odległości do układu (Tabela 4.12), są obarczone dużym błędem.

Parametr	Andersen	Milone	Ta
	i in. (1988)	i in. (1992)	praca
$P[\mathbf{d}]$	24,592	325(8)	24,59241(8)
$K_1[\rm km/s]$	50,9	5(8)	51,16(3)
$K_2[\rm km/s]$	49,2	0(8)	49,11(2)
$v_{\gamma}[\rm km/s]$	-1,8	4(4)	-0,750(12)
q	1,03	4(2)	1,0418(8)
$M_1 \sin^3 i \left[{ m M}_{\odot} ight]$	1,19	4(4)	1,1922(10)
$M_2 \sin^3 i [\mathrm{M}_\odot]$	1,23	4(5)	1,2421(10)
$a [\mathrm{AU}]$	0,2225(2)	0,2223(3)	0,22371(9)
e	0,1890(67)	0,1889(5)	0,187(4)
ω [°]	$109,\!60(67)$	109,78(3)	110,1(9)
$i [^{\circ}]$	88,45(3)	88,45(1)	84,4(5)
$M_1 [\mathrm{M}_{\odot}]$	1,195(4)	1,190(6)	1,2095(11)
$M_2 [\mathrm{M}_{\odot}]$	1,236(5)	1,231(5)	1,2600(11)
$R_1 \; [\mathrm{R}_\odot]$	1,816(24)	1,762(7)	1,82(5)
$R_2 \; [\mathrm{R}_\odot]$	2,930(48)	2,931(7)	2,81(7)
T_{2}/T_{1}	0,794(27)	0,816(31)	0,820(15)

Tablica 4.16: Porównanie wyników niniejszej pracy z literaturą dla AI Phe.

Tablica 4.17: Porównanie wyników niniejszej pracy z literaturą dla UX Men.

Parametr	Andersen	Ta
	i in. (1989)	praca
P[d]	4,181100(1)	4,181096(3)
$K_1[\rm km/s]$	87,41(25)	87,31(12)
$K_2[m km/s]$	90,28(17)	89,90(8)
$v_{\gamma} [m km/s]$	48,47(17)	48,86(5)
q	0,968(3)	0,9712(16)
$M_1 \sin^3 i [{ m M}_\odot]$	1,238(6)	1,2229(15)
$M_2 \sin^3 i [\mathrm{M}_\odot]$	1,198(7)	1,1878(15)
$a~[{ m R}_{\odot}]$	14,678(25)	14,639(12)
$e\sin\omega$	0,0025(50)	0,0(fix)
$e\cos\omega$	0,00083(7)	0,0(fix)
$i \ [^\circ]$	89,6(1)	89,86(15)
$M_1 [\mathrm{M}_{\odot}]$	1,238(6)	1,2229(15)
$M_2 [\mathrm{M}_{\odot}]$	1,198(7)	1,1878(15)
$R_1 [R_{\odot}]$	1,348(13)	1,321(36)
$R_2 [R_{\odot}]$	1,274(13)	1,285(37)
T_{2}/T_{1}	0,993(32)	0,992(18)

Tablica 4.18: Porównanie wyników niniejszej pracy z literaturą dla V415 Aql

Parametr	Brancewicz i	Ta
	Dworak (1980)	praca
P [d]	2,462730	4,925489(16)
$a [R_{\odot}]$	$11,\!60$	18,44(8)
$R_1 [{ m R}_\odot]$	3,26	2,97(2)
$R_2 [R_{\odot}]$	4,05	2,82(8)
T_2/T_1	0,918	0,974(16)

Spis treści

1	Wstęp			
	1.1	Gwiaz	dy późnych typów	5
		1.1.1	Definicja	5
		1.1.2	O konwekcji	6
		1.1.3	Znaczenie gwiazd późnych typów i układów podwójnych	8
	1.2	Stresz	czenie wyników pracy	9
	1.3	Publik	acje	15
2	Ast	rometr	ia układów wizualnie podwójnych za pomocą teleskopów z syste-	
	man	ni opty	yki adaptywnej.	19
	2.1	Wstęp		19
	2.2	Observ	wacje	23
		2.2.1	Instrumentarium	23
		2.2.2	Badane obiekty	24
	2.3	Metod	y analizy danych	24
		2.3.1	Wyznaczanie położeń gwiazd	24
		2.3.2	Porównanie gaussoidy eliptycznej i instrumentalnego PSF-u.	29
		2.3.3	Wariancja Allana	31
	2.4	Efekty	systematyczne	31
		2.4.1	Wpływ korekcji AO i pola widzenia	31
		2.4.2	Refrakcja atmosferyczna	32
		2.4.3	Geometria i orientacja detektora CCD	43
	2.5	Wynik	d	50
		2.5.1	Wyniki pomiarów i ich porównanie ze znanymi orbitami	50
		2.5.2	Krótko- i długoterminowa stabilność astrometryczna	51
		2.5.3	Możliwości wykrywania planet	56
3	Fizy	vczne i	orbitalne parametry układów spektroskopowo podwójnych	61
	3.1	Param	etry orbitalne układów spektroskopowo podwójnych	61
		3.1.1	Układy spektroskopowo podwójne – SB2	61
		3.1.2	Astrometria interferometryczna	63
		3.1.3	Precyzyjne prędkości radialne układów SB2	65
		3.1.4	Oddziaływania pływowe i grawitacyjne w ciasnych układach podwójnych	68

SPIS TREŚCI

	3.2	Przypadek BY Dra
	3.3	Obserwacje i metody analizy
		3.3.1 Astrometria PTI
		3.3.2 Spektroskopia
		3.3.3 Modelowanie orbity
	3.4	Wyniki
		3.4.1 Parametry fizyczne i orbitalne BY Dra
		3.4.2 Wiek i metaliczność \ldots 82
		3.4.3 Wzajemne ustawienie momentów pędu
		3.4.4 Wielokrotność
4	Ukł	ady zaćmieniowe rozdzielone z przegladu ASAS 87
	4.1	Układy zaćmieniowe w astrofizyce
		4.1.1 Krzywe blasku układów zaćmieniowych
		4.1.2 Testowanie modeli ewolucvinych
		4.1.3 Zgodność modeli z obserwacjami gwiazd późnych typów a aktywność 91
		4.1.4 Zastosowane modele ewolucyjne
	4.2	Próbka obiektów z przeglądu ASAS
		4.2.1 ASAS J045304-0700.4 (ASAS-04)
		4.2.2 ASAS J082552-1622.8 (ASAS-08)
		4.2.3 ASAS J093814-0104.4 (ASAS-09)
		4.2.4 ASAS J212954-5620.1 (ASAS-21)
	4.3	Obserwacje
		4.3.1 Obserwacje spektroskopowe
		4.3.2 Obserwacje fotometryczne
	4.4	Analiza
		4.4.1 Procedura modelowania i wyznaczania niepewności
		4.4.2 Analiza spektroskopowa – parametry orbitalne
		4.4.3 Analiza krzywych blasku – parametry fizyczne
		4.4.4 Aktywność gwiazdowa
		4.4.5 Wpływ plam na wyniki
	4.5	Status ewolucyjny
		4.5.1 Kinematyka w Galaktyce
		4.5.2 Izochrony
	4.6	Próbka gwiazd z zakresu 1 – 2 M_{\odot}
		4.6.1 Obiekty
		4.6.2 Spektroskopia i prędkości radialne
		4.6.3 Modelowanie
		4.6.4 Wyniki

Bibliografia

Abazajian, K.N., i in. 2009, ApJS, 182, 543

- Al-Shukri, A.M., McAlister, H.A., Hartkopf, W.I., Hutter, D.J., Franz, O.G. 1996, AJ, 111, 393
- Allard, P.H., Hauschildt, F., Baron, E. 1999, ApJ, 512, 377
- Albrecht, S., Reffert, S., Snellen, I., Quirrenbach, A., Mitchell, D. S. 2007, A&A, 474, 565
- Albrecht, S., Reffert, S., Snellen, I.A.G., Winn, J.G. 2009, Nature, 461, 373
- Alexander, M.E. 1973, Ap&SS, 23, 459
- Alexander, D.R., Ferguson, J.W. 1994, ApJ, 437, 879
- Andersen, J., Nordström, B., Garcia, J.M., Gimenéz, A. 1987, A&A, 174, 107
- Andersen, J., Clausen, J.V., Gustaffson, B., Nordström, B., van den Berg, D. 1988, A&A, 196, 128
- Andersen, J., Clausen, J.V., Magain, P. 1989, A&A, 211, 346
- Bagnuolo, W.G., Jr., Gies, D.R. 1991, ApJ, 376, 266
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., Hauschildt, P.H. 1998, A&A, 337, 403
- Barnes, E.S., Evans, D.S., Moffet, T.J. 1978, MNRAS, 183, 285
- Barstow, M.A., Bond, H.E., Burleigh, M.R., Holberg, J.B. 2001, MNRAS, 322, 891
- Bayless, A.J., Orosz, J.A. 2006, ApJ, 651, 1155
- Bean, J.L., Seifahrt, A., Hartman, H., Nilsson, H., Reiners, A., Dreizler, S., Henry, T.J., Wiedemann, G. 2009, ApJ, 711, L19
- Bean, J.L., Seifahrt, A., Hartman, H., Nilsson, H., Wiedemann, G., Reiners, A., Dreizler, S., Henry, T.J. 2010, ApJ, 713, 410
- Beatty, T.G., i in. 2007, ApJ, 663, 573
- Becker, A.C., i in. 2008, MNRAS, 386, 416

- Bedford, D.K., Fuensalida, J.J., Arevalo, M.J. 1987, A&A, 182, 264
- Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I. 2003, A&A, 410, 527
- Bensby, T., Oey M. S., Feltzing S., Gustafsson B. 2007, ApJ, 655, L89
- Benvenuto, O.G., De Vito, M.A. 2004, MNRAS, 352, 249
- Berger, D.H., i in. 2006, ApJ, 644, 475
- Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., Nasi, E. 2008, A&A, 484, 815
- Bertelli, G., Nasi, E., Girardi, L., Marigo, P. 2009, A&A, 508, 355
- Bessel, M.S., Castelli, F., Plez, B. 1998, A&A, 333, 231
- Beust, H., Corpron, P., Siess, L., Forestini, M., Lagrange, A.-M. 1997, A&A, 320, 478
- Bisnovatyi-Kogan, G.S. 2002, Stellar Physics 2: Stellar Evolution and Stability, Springer-Verlag, Berlin
- Blake, C.H., Torres, G., Bloom, J.S., Gaudi, B.S. 2008, ApJ, 684, 635
- Boden, A.F., w: Lawson, P.R. (ed) 1999, Principles of Long Baseline Stellar Interferometry, JPL Publication, Pasadena, pp.9-30
- Boden, A.F., Lane, B.F. 2001, ApJ, 547, 1071
- Bopp, B.W. 1974, ApJ, 193, 389
- Bopp, B.W., Evans, D.S. 1973, MNRAS, 164, 343
- Bopp, B.W., Noah, P., Klimke, A. 1980, AJ, 85, 1386
- Boss, A.P., i in. 2009, PASP, 121, 1218
- Bouvier, J. 1990, AJ, 99, 946
- Brancewicz, H.K., Dworak, T. Z. 1980, AcA, 30, 501
- Çakırlı, Ö., İbanoğlu, C. 2010, MNRAS, 401, 1141
- Cakırlı, Ö., İbanoğlu, C., Djurašević, G., Erkapić, S., Evren, S., Taş, G. 2003, A&A, 405, 733
- Çakırlı, Ö., İbanoğlu, C., Güngör, C. 2009, NewA, 14, 496
- Caldwell, J.A.R., i in. 1993, SAAO Circulars, 15, 1
- Cameron, P.B., Britton, M.C., Kulkarni, S.R. 2009, AJ, 137, 83
- Cargile, P.A., Stassun, K.G., Mathieu, R.D. 2008, ApJ, 674, 329
- Carpenter, J.M. 2001, AJ, 121, 2851

BIBLIOGRAFIA

- Casagrande, L., Portinari, L., Flynn, C. 2006, MNRAS, 373, 13
- Catelan, M. 2007, AIPC, 930, 39, arXiv:astro-ph/0703724v1
- Chabrier, G., Baraffe, I. 1997, A&A, 327, 1039
- Chabrier, G., Gallardo, J., Baraffe, I. 2007, A&A, 472, L17
- Chauvin, G., i in. 2004, A&A, 425, L29
- Chauvin, G., i in. 2005, A&A, 438, L29
- Chevalier, C., Ilovaisy, S.A. 1997, A&A, 326, 228
- Christian, D.J., Mathioudakis, M. 2002, AJ, 123, 2796
- Chugainov, P.S. 1966, IBVS, 122, 1
- Ciddor, P.E., 1996, Appl. Opt., 35, 1566
- Claret, A., Torres, G., Wolf, M. 2010, A&A, 515, 4
- Clausen, J.V., Gyldenkerne, K., Grønbech, B. 1977, A&A, 58, 121
- Clausen, J.V., i in. 2008, A&A, 487, 1095
- Clausen, J.V., i in. 2010, przyjęta do A&A, arXiv:1004.1903v1 [astro-ph.SR]
- Carlsberg Meridian Catalog Number 14, 2006, Copenhagen University Obs., Institute of Astronomy, Cambridge, UK, Real Instituto y Observatorio de la Armada en San Fernando
- Cochran, W.D., Redfield, S., Endl, M., Cochran, A.L. 2008, A&A, 488, 763
- Colavita, M.M. 1999, ApJ, 510, 505
- Coughlin, J.L., Shaw, J.S. 2007, JSARA, 1, 7
- Creevey, O.L., i in. 2005, ApJ, 625, L127
- Cristaldi, S., Rodono, M. 1968, IBVS, 252, 2
- Cristaldi, S., Rodono, M. 1970, A&AS, 2, 223
- Cristaldi, S., Rodono, M. 1971, A&A, 12, 152
- Croll, B., i in. 2005, ApJ, 648, 607
- Cutri, R.M., i in. 2003, *The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources*, University of Massachusetts and Infrared Processing and Analysis Center (IPAC/California Institute of Technology)
- Darwin, G.H. 1879, Phil. Trans. Roy. Soc., 170, 1
- Davis, R.S. 1992, Metrologia, 29, 67

- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., Yi, S.K. 2004, ApJS, 155, 667
- Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C., Mayor, M. 1998, A&A, 331, 581
- Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Burnet, M., Perrier, C. 1999, A&A, 341, L63
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., Beuzit, J.-L., Udry, S., Perrier, C., Mayor, M. 2000, A&A, 364, 217
- Demory, B.-O., i in. 2009, A&A, 505, 205
- Diaz-Cordovez, J., Gimenez, A. 1992, A&A, 259, 227
- Dimitrov, D.P., Kjurkchieva, D.P. 2010, przyjęta do MNRAS, arXiv:1005.0260v1 [astro-ph.SR]
- Devor, J., i in. 2008, ApJ, 687, 1253
- Dommanget, J., Nys, O. 2002, Observations et Travaux, 54, 5
- Donati, J.-F. 2003, ASPC, 307, 41
- Donati, J.-F., i in. 2006, Science, 311, 633
- Dupuy, T.J., Liu, M.C., Ireland, M.J. 2009, ApJ, 692, 729
- Durisen, R.H., Mejia, A.C., Picket, B.K., Hartquist, T.W. 2001, ApJ, 563, L157
- Dvorak, R. 1984, Ce. Mec., 34, 369
- Eaton, J. A. 2008, ApJ, 681, 562
- ESA 1997, The Hipparchos and Tycho Catalogues, SP-1200
- Etzel, P.B. 1981, Photometric and Spectroscopic Binary Systems, 111
- Fabrycky, D.C., Tremaine, S. 2007, ApJ, 669, 1298
- Fabrycky, D.C., Winn, J.N. 2009, ApJ, 696, 1230
- Figueira, P., i in. 2010, A&A, 511, 55
- Fischer, D.A., Marcy, G.W. 1992, ApJ, 396, 198
- Fleming, T.A., Gioia, I.M., Maccacaro, T. 1989, ApJ, 340, 1011
- Flower, P.J. 1996, ApJ, 469, 355
- Ford, E.B., Kozinsky, B., Rasio, F.A. 2000, ApJ, 535, 385
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., Chiosi, C. 2000, A&AS, 141, 371
- Girardi, L. i in. 2002, A&A, 391, 195

BIBLIOGRAFIA

- Głębocki, R., Stawikowski, A. 1995, AcA, 45, 725
- Guinan, E.F., Maloney, F.P. 1985, AJ, 90, 1519
- Halbwachs, J.L., Mayor, M., Udry, S., Arenou, F. 2003, A&A, 397, 159
- Harmanec, P. 1988, BAICz, 39, 329
- Harrington, R.S. 1968, AJ, 73, 190
- Harrington, R.S. 1969, Ce. Mec., 1, 200
- Hawley, S.L., Reid, I.N., Tourtellot, J.G. 1999, ASPC, 158, 63
- Hayward, T. L., Brandl, B., Pirger, B., Blacken, C., Gull, G.E., Schoenwald, J., Houck, J.R. 2001, PASP, 113, 105
- Hebb, L., Wyse, R.F.G., Gilmore, G., Holtzman, J. 2006, AJ, 131, 555
- Heckert, P.A. 2009, IBVS, 5912, 1
- Heintz, W.D. 1974, ApJ 195, 411
- Henry, T.J., Jao, W.-C., Subasavage, J.P., Beaulieu, T.D., Ianna, P.A., Costa, E., Méndez, R.A. 2006, AJ, 132, 2360
- Hoffmeister, C. 1936, AN, 225, 401
- Hog, E., i in. 2000, A&A, 355, L27
- Holman, M., Wiegert, P.A. 1999, AJ, 117, 621
- Huélamo, N., i in. 2009, A&A, 503, 873
- Hube, D.P., Couch, J.S. 1982, Ap&SS, 81, 357
- Hut, P. 1981, A&A, 92, 167
- Hut, P. 1981, A&A, 99, 126
- Iglesias, C.A., Rogers, F.J. 1996, ApJ, 464, 943
- Irwin, J., i in. 2007, MNRAS, 380, 541
- Irwin, J., i in. 2009, ApJ, 701, 1436
- Jenkins, L.F. 1952, General catalogue of trigonometric stellar parallaxes
- Jimenez R., Flynn C., Kotoneva E. 1998, MNRAS, 299, 515
- Johnson, D.R.H., Soderblom, D.R. 1987, AJ, 93, 864

- Kallrath, J., Milone, E.F. 1999, Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis, Springer, Nowy York
- Kałużny, J., Ruciński, S.M., Thompson, I.B., Pych, W., Krzemiński, W. 2007, AJ, 133, 2457
- Kałużny, J., Thompson, I.B., Ruciński, S.M., Krzemiński, W. 2008, AJ, 136, 400
- Kaplan, G.H., Hughes, J.A., Seidelmann, P.K., Smith, C.A., Yallop, B.D. 1989, AJ, 97, 1197
- Karami, K., Mohebi, R. 2007, ChJAA, 7, 558
- Kharchenko, N.V. 2001, Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel, 17, 409
- Kim, Y.-C., Demarque, P., Yi, S.K., Alexander, D.R. 2002, ApJS, 143, 499
- Kjurkchieva, D.P., Marchev, D.V. 2007, MNRAS, 381, 663
- Konacki, M. 2005a, ApJ, 626, 431
- Konacki, M. 2009, IAUS, 253, 141
- Konacki, M., Muterspaugh, M., Kulkarni, S.R., Hełminiak, K.G. 2009, ApJ, 704, 513
- Konacki, M., Muterspaugh, M., Kulkarni, S.R., Hełminiak, K.G. 2010, złożona do ApJ, arXiv:0910.4482v1 [astro-ph.SR]
- Kopal, Z. 1954, Jodrell Bank Annals, 1, 37
- Kopal, Z. 1959, Close Binary Systems, Chapman & Hall, Londyn
- Kopeikin, S.M., Ozernoy, L.M. 1999, ApJ, 523, 771
- Kozai, Y. 1962, AJ, 67, 591
- Kron, G.E. 1952, ApJ, 115, 301
- Kroupa, P. 2002, Science, 295, 82
- Krzemiński, W. 1969, w: Kunar, S. (ed.), Low Luminosity Stars, Gordon and Breach Publishing Co., Londyn, p.57
- Krzemiński, W., Kraft, R.P. 1967, AJ, 72, 307
- Kuiper, G.P. 1941, ApJ, 93, 133
- Kurucz, R.L. 1995, ASPC, 78, 205
- Lacy, C.H. 1977, ApJ, 218, 444
- Lacy, C.H., Torres, G., Claret, A., Vaz, L.P.R. 2005, AJ, 130, 2838
- Lada, C.J. 2006, ApJ, 640, L63

- Lampton, M., Lieu, R., Schmitt, J.H.M.M., Bowyer, S., Voges, W., Lewis, J., Wu, X. 1997, ApJS, 108, 545
- Landolt, A.U. 1992, AJ, 104, 340
- Lastennet, E., Valls-Gabaud, D. 2002, A&A, 396, 551
- Lastennet, E., Fernandes, J., Valls-Gabaud, D., Oblak, E. 2003, A&A, 409, 611
- Lane, B.F., Muterspaugh, M.W. 2004, ApJ, 601, 1129
- Latham, D.W., Mathieu, R.D., Milone, A.A.E., Davis, R.J. 1992, IAUS, 151, 471
- Law, N.M., Hodgkin, S.T., McKay, C.D. 2008, MNRAS, 384, 150
- Lejeune, T., Shaerer, D. 2001, A&A, 366, 538
- Lejeune, T., Cusisinier, F., Buser, R. 1997, A&AS, 125, 229
- Lejeune, T., Cusisinier, F., Buser, R. 1998, A&AS, 130, 65
- López-Morales, M. 2007, ApJ, 660, 732
- López-Morales, M., Ribas, I. 2005, ApJ, 631, 1120
- López-Morales, M., Shaw, J.S. 2007, ASPC, 362, 26
- López-Morales, M., i in. 2006, złożona do ApJ, arXiv:astro-ph/0610225
- Lucke, P.B., Mayor, M. 1980, A&A, 92, 182
- Lucy, L.B. 1967, ZAp, 6, 89
- Lucy, L.B. 2006, A&A, 457, 629
- Lyytinen, J. A&A, 383, 197
- Maceroni, C., Montalbán, J. 2004, A&A, 426, 577
- Machida, M.N., Matsumoto, T., Hanawa, T., Tomisaka, K. 2005, MNRAS, 362, 382
- Marcy, G.W., Butler, R.P. 1992, PASP, 104, 270
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Grönewegen, M.A.T., Silva, L., Granato, G.L. 2008, A&A, 482, 883
- Mathar, R.J. 2004, Appl. Opt., 43, 928
- Mathar, R.J. 2007, Journal of Optics, A 9, 470-476, arXiv:physics/0610256v2
- Mayor, M., Mermilliod, J. C. 1984, IAUS, 105, 411
- Mazeh, T. 2008, EAS Publ. Ser., 29, 1, arXiv:0801.0134v1 [astro-ph]

- 166
- Mazeh, T., Shaham, J. 1979, A&A, 77, 145
- McLaughlin, D.B. 1924, ApJ, 60, 22
- Meibom, S., Mathieu, R.D. 2005, ApJ, 620, 970
- Melo, C.F.H., Covno, E., Alcalá, J.M., Torres, G. 2001, A&A, 378, 898
- Metchev, S.A. 2006, Rozprawa doktorska, California Institute of Technology, Stany Zjednoczone – Kalifornia
- Metchev, S.A, Hillenbrand, L.A. 2004, ApJ, 617, 1330
- Metchev, S.A., Eisner, J.A., Hillenbrand, L.A., Wolf, S. 2005, ApJ, 622, 451
- Michelson, A. A. 1920, ApJ, 51, 257
- Michelson, A. A., Pease, F. G. 1921, ApJ, 53, 249
- Milone, E.F., Stagg, C.R., Kurucz, R.L. 1992, ApJS, 79, 123
- Monet, D., i in. 1998, The PPM USNO-A2.0 Catalogue
- Montes, D., Lópes-Santiago, J., Gálvez, M.C., Fernández-Figueroa, M.J., De Castro, E., Cornide, M. 2001, MNRAS, 328, 45
- Montes, D., Crespo-Chacón, I., Gálvez, M.C., Fernández-Figueroa, M.J. 2007, IAUS, 240, 459
- More, J., Sorenson, D., Garbow, B., Hillstrom, K. 1984, The MINPACK Project, w: Cowel, W. (ed.), Sources and Development of Mathematical Software, Prentice-Hall.
- Morales, J.C., i in. 2009a, ApJ, 691, 1400
- Morales, J.C., Torres, G., Marschall, L.A., Brehm, W. 2009b, ApJ, 707, 671
- Morris, S.L., Naftilan, S.A. 1993, ApJ, 419, 344
- Münch, G. 1944, ApJ, 99, 271
- Neuhäuser, R., Seifahtr, A., Röll, T., Bedalov, A., Mugrauer, M. 2007, IAUS, 240, 261, arXiv:astro-ph/0610547
- Nordström, B., i in. 2004, A&A, 418, 989
- Oppenheimer, B.R., Golimowski, D.A., Kulkarni, S.R., Matthews, K., Nakajima, T., Creech-Eakman, M., Durrance, S.T. 2001, AJ, 121, 2189
- Perryman, M.A.C., i in. 1997, A&A, 323, L49
- Pettersen, B.R., Olah, K., Sandmann, W.H. 1992, A&AS, 96, 497
- Petrova, A.V., Orlov, V.V. 2003, Ap, 46, 329

- Pigulski, A., Pojmański, G., Pilecki, B., Szczygieł, D. 2009, AcA, 59, 33
- Pojmański, G. 1997, AcA, 47, 467
- Pojmański, G. 2002, AcA, 52, 397
- Polomski, E., Vennes, S., Thorstensen, J.R., Mathioudakis, M., Falco, E.E. 1997, ApJ, 486, 179
- Popper, D.M. 1953, PASP, 65, 278
- Popper, D.M. 1994, AJ, 108, 1091
- Popper, D.M., Etzel, P.B. 1981, AJ, 86, 102
- Popper, D.M., Lacy, C.H., Frueh, M.L., Turner, A.E. 1986, AJ, 91, 383
- Pravdo, S.H., Shaklan, S.B. 1996, ApJ, 465, 264
- Pravdo, S.H., Shaklan, S.B. 2009, ApJ, 700, 623
- Pribulla, T., i in. 2008, MNRAS, 391, 343
- Prša, A., Zwitter, T. 2005, ApJ, 628, 426
- Prša, A. 2006, PHOEBE Scientific Reference, University of Ljubljana
- Reid, I.N., Cruz, K.L., Allen, P., i in. 2004, AJ, 128, 463
- Ribas, I. 2003, A&A, 398, 239
- Roe, H.G. 2002, PASP, 114, 450
- Rogers, F.J., Iglesias, C.A. 1995, ASPC, 78, 78
- Rogers, F.J., Swenson, F.J., Iglesias, C.A. 1996, ApJ, 456, 902
- Rodonó, M., Cutispoto, G. 1994, Mem. Soc. Astron. Italiana, 65, 83
- Röser, S., Bastian, U. 1982, A&AS, 74, 449
- Röser, S., Schilbach, E., Schwan, H., Kharchenko, N.V., Piskunov, A.E., Scholz, R.-D. 2008, A&A, 488, 401
- Rossitrer, R.A. 1924, ApJ, 60, 15
- Różyczka, M., Kałużny, J., Pietrukowicz, P., Pych, W., Mazur, B., Catelan, M., Thompson, I.B. 2009, AcA, 59, 385
- Schüssler, M., Solanki, S.K. 1992, A&A, 264, L13
- Seabroke, G.M., Gilmore, G. 2007, MNRAS, 380, 1348

- Shakura, N.I. 1985, Soviet Astronomy Letters, 11, 224
- Shkolnik, E., Liu, M.C., Reid, I.N., Hebb, L., Cameron, C., Torres, C.A., Wilson, D.M. 2008, ApJ, 682, 1248
- Shubert, G., Walterscheid, R.L., w: Cox, A.N. (ed.) 2000, Allen's Astrophysical Quantities, 4th edition, AIP Press, Nowy York, p.239
- Simon, M., Bender, C., Prato, L. 2006, ApJ, 644, 1183
- Simons, D.A., Henry, T.J., Kirkpatrick, J.D. 1996, AJ, 112, 2238
- Simpson, E.K., i in. 2010, przyjęta do MNRAS, arXiv:0912.3643v1 [astro-ph.EP]
- Southworth, J., Maxted, P.F.L., Smalley, B. 2004a, MNRAS, 351, 1277
- Southworth, J., Zucker, S., Maxted, P.F.L., Smalley, B. 2004b, MNRAS, 355, 986
- Söderhjelm, S. 1999, A&A, 341, 121
- Starchenko, S.V., Jones, C.A. 2002, Icarus, 157, 426
- Stassun, K.G., Mathieu, R.D., Vaz, L.P.R., Stroud, N., Vrba, F.J. 2004, ApJS, 151, 357
- Stassun, K.G., Mathieu, R.D., Cargile, P.A., Aarnio, A.N., Stempels, E., Geller, A. 2008, Nature, 453, 1079
- Stassun, K.G., Hebb, L., López-Morales, M., Prša, A. 2009, IAUS, 258, 161 arXiv:0902.2548v1 [astro-ph.SR]
- Stauffer, J.R., Caillaut, J.-P., Gagne, M., Prosser, C.F., Hartmann, L.W. 1994 ApJS, 91, 625
- Stempels, H.C., Hebb, L., Stassun, K.G., Holtzman, J., Dunstone, N., Glovienka, L., Frandsen, S. 2008, A&A, 461, 747
- Stein, R., Brandenburg, A., Nordlund, A. 1992, ASPC, 26, 148
- Stone, R. C. 1996, PASP, 108, 1051
- Szczygieł, D.M., Socrates, A., Paczyński, B., Pojmański, G., Pilecki, B. 2008, AcA, 58, 405
- Thompson, D., Egani, E., Sawicki, M. 2001a, NIRC-2. The Keck New-Infrared AO Camera. Pre-ship testing, California Institute of Technology
- Thompson, I.B., Kałużny, J., Pych, W., Burley, G., Krzemiński, W., Paczyński, B., Persson, S.E., Preston, G.W. 2001b, AJ, 121, 3089
- Thompson, I.B., Kałużny, J., Ruciński, S.M., Krzemiński, W., Pych, W., Dotter, A., Burley, G.S. 2010, AJ, 139, 329
- Tokovinin, A.A., Thomas, S., Sterzik, M., Udry, S. 2006, A&A, 450, 681

- Tokunaga, A.T., w: Cox, A.N. (ed.) 2000, Allen's Astrophysical Quantities, 4th edition, AIP Press, Nowy York, p.143
- Torres, G. 2007, ApJ, 671, L65
- Torres, G., Ribas, I. 2002, ApJ, 567, 1140
- Torres, G., Andersen, J., Gimenéz, A. 2010, A&A Rev., 18, 67
- Vaccaro, T.R., i in. 2007, ApJ, 661, 1112
- van de Kamp, P. 1967, Principles of Astrometry, Freeman, San Francisco
- van der Bliek, N.S., Manfroid, J., Bouchet, P. 1996, A&AS, 119, 547
- van Hamme, W. 1993, AJ, 106, 2096
- van Leeuwen, F. 2007 A&A, 474, 653
- Vida, K., Oláh, K., Kõvári, Zs., Korhonen, H., Bartus, J., Hurta, Zs., Posztobányi, K. 2009, A&A, 504, 1021
- Voges, W., i in. 1999, A&A, 349, 389
- Vogt, H.H. 1926, Astron. Nachr., 226, 301
- Vogt, S.S., Fekel, F. 1978, ApJ, 234, 958
- West, A.A., i in. 2007, AJ, 135, 785
- Wilson, R.E. 1979, ApJ, 234, 1054
- Wilson, R.E. 2006, ASPC, 349, 71
- Wilson, R.E., Devinney, R.J. 1971, ApJ, 166, 605
- Wilson, R.E., Sofia, S. 1976, ApJ, 203, 182
- Windmiller, G., Orosz, J.A., Etzel, P.B. 2010, ApJ, 712, 1003
- Yi, S.K., Demarque, P., Kim, Y.-C., Lee, Y.-W., Ree, C.H., Lejeune, T., Barnes, S. 2001, ApJS, 136, 417
- Young, T.B., i in. 2006, MNRAS, 370, 1529
- Zacharias, N., i in. 2010, AJ, 139, 418
- Zahn, J.-P. 1966, AnAp, 29, 489
- Zahn, J.-P. 1977, A&A, 57, 383
- Zahn, J.-P. 1989, A&A, 220, 112

- Zahn, J.-P., Bouchet, I. 1989, A&A, 223, 112
- Zapatero Osorio, M., Lane, B.F., Pavlenko, Ya., Martín, E.L., Britton, M., Kulkarni, S.R. 2004, ApJ, 615, 958
- Zhang, K., Jones, C.A. 1997, Geophys. Res. Lett., 24, 2869
- Zhao, J., Zhao, G., Chen, Y., 2009, ApJ, 692, L113
- Zucker, S., Alexander, T. 2007, ApJ, 654, L83
- Zucker, S., Mazeh, T. 1994, ApJ, 420, 806
- Zuckerman, B., Webb, R.A., Becklin, E.E., McLean, I.S., Malkan, M.A. 1997, AJ, 114, 805