Uniwersytet
im. Adama Mickiewicza
w Poznaniu

Praca magisterska

Modelowanie układów zaćmieniowych BD002862 i HD67894

Rafał Szudera

Kierunek: Fizyka
Specjalność: Astronomia

Promotor:
Dr hab. Tadeusz Jopek
Opiekun:
Dr Wojciech Dimitrow

Nr albumu:
291904

Instytut Astronomii

Poznan 2009

Oświadczenie autora

Ja, niżej podpisany Rafał Szudera oświadczam, że praca ta została napisana samodzielnie i wykorzystywała (poza zdobytą na studiach wiedzą) jedynie wyniki prac zamieszczonych w spisie literatury.

....
(Podpis autora)

Oświadczenie promotora

Oświadczam, że praca spełnia wymogi stawiane pracom magisterskim.

....
(Podpis promotora)

Spis treści

Streszczenie

Niniejsza praca przedstawia wyniki badań dwóch układów podwójnych zaćmieniowych: BD-002862 oraz HD 67894. Układy te nie były wcześniej badane spektroskopowo oraz nie modelowano ich metodą Wilsona-Devinney. Dane fotometryczne pochodzą z przeglądów ASAS oraz SAVS. Jedna z krzywych zmian blasku została udostępniona przez K. Kamińskiego z OA UAM Poznań. Na Poznańskim Teleskopie Spektroskopowym wykonano 11 widm pierwszego obiektu oraz 38 widm drugiego obiektu.

Obserwacje spektroskopowe zostały zredukowane za pomocą pakietu IRAF. Następnie na ich podstawie zostały wyznaczone prędkości radialne korzystając z metody jednowymiarowej korelacji krzyżowej oraz pomiaru przesunięć dopplerowskich poszczególnych linii. Dla pierwszego z badanych układów, stosując korelację jednowymiarową, uzyskano dwie krzywe prędkści radialnych. W widmie drugiego układu odkryto wiele linii emisyjnych, natomiast korelacja jednowymiarowa dała w rezultacie jeden głowny pik korelacyjny oraz wiele mniejszych. Pomierzono także prędkości radialne poszczególnych linii emisyjnych. Odkryto linie emisyjne o podwójnym profilu, charakterystyczne dla układów zawierających dysk akrecyjny.

Parametry opisujące analizowane układy wyznaczono za pomocą programu PHOEBE bazującego na metodzie Wilsona - Devinney. Dla układu BD-002862 zbadano także zgodność z trekami ewolucyjnymi oraz wyznaczono odległość do układu. Dla układu HD 67894 zaprezentowano fakty obserwacyjne oraz przedstawiono hipotezy na ich wytłumaczenie. Uzyskane modele stanowią podstawę do planowania przyszłych badań tych obiektu.

Abstract

The following work summarizes the study of two eclipsing binaries: BD-002862 and HD67894. They were not researched in spectroscopy earlier and they were not modeled by Wilson-Devinney method. We have obtained photometric data mostly from the ASAS survey and SAVS survey, but also form K. Kaminski from OA UAM Poznan. The spectroscopic data were collected by observation team on the Poznan Spectroscopic Telescope. They have optained 11 spectras for the first object and 38 spectras for the second object.

Data were reduced in IRAF program, and radial velocities were obtained in FXCOR program, based on a one dimentional cross-correlation function analysis, and in RVIDLINES program which measures the doppler shift of single spectrall lines. For the first object, using FXCOR, we have received two radial velocity curves. In the spectras of the second object we have discovered many emission lines, some of them with a double profile characteristic of an accretion disk. One dimentional cross-correlation gave us only one RV curve but besides main maximum of the correlation function there were many smaller correlation picks.

Physical and orbital parameters of two studied eclipsing binaries have been estimated using PHOEBE, a program based on Wilson-Devinney method. For BD-002862 we have also tested the results with the evolutionary tracks nad calculated the distance to the object. For HD 67894 we have summarized the observational facts and presented hypotheses of their explanation. Our findings are a good base for further observations and studies regarding these two objects.

Wprowadzenie

Układy podwójne gwiazd, z punktu widzenia współczesnej astrofizyki, stanowią bardzo istotną i różnorodną grupę obiektów. Wiele prac przeglądowych z tej dziedziny (np. Abt, 1983, Latham et al. 1992, Pinfield et al. 2003) wskazuje, że prawie połowę ze znanych nam gwiazd, stanowią właśnie układy podwójne lub wielokrotne. Ich liczebność w połączeniu z faktem, że można je dostrzec zarówno w różnych zakątkach naszej galaktyki, w gromadach – zamkniętych i otwartych, halo galaktycznym oraz w innych galaktykach sprawia, że stanowią one idealne laboratorium do rozmaitych badań astrofizycznych.

Jedną z największych zalet układów podwójnych jest możliwość bezpośredniego wyznaczenia mas poszczególnych gwiazd wchodzących w skład układu, bez konieczności dokonywania zewnętnych kalibracji jak np. w oparciu o diagram kolor–jasność lub zależność masa-jasność. W celu wyznaczenia masy obiektów niezbędne jest zbadania ich wzajemnego ruchu wokół wspólnego środka mas.

Układy podwójne gwiazd możemy podzielić, ze względu na metody obserwacji, na trzy główne grupy:

- wizualne,
- spektroskopowe,
- zaćmieniowe.

W przypadku układów wizualnie podwójnych można zaobserwować zarówno oba składniki jak i ich wzajemny ruch. Z kolei układy spektroskopowe rozpoznaje się po periodycznych przesunięciach linii w ich widmach na skutek efektu Dopplera, spowodowanego ruchem orbitalnym. Układy podwójne zaćmieniowe, które stanowią główną tematyke tej pracy, są układami, w których oba składniki się okresowo nawzajem zasłaniają. Przekłada się to na zmiany jasności układu, co widać w postaci minimów w krzywych blasku.

Układy zaćmieniowe

Z przedstawionego wcześniej podziału gwiazd podwójnych, układy podwójne zaćmieniowe gwiazd stanowią najcenniejsze źródło informacji o parametrach fizycznych gwiazd. Poza wspomnianą wcześniej bezpośrednią możliwością wyznaczenia mas gwiazd, dzięki obserwacji zaćmień w takich układach możemy uzyskać informacje o:

- promieniach gwiazd - poprzez analize kształtu zaćmień,
- nachyleniu orbity układu - poprzez analize kształtu zaćmień,
- mimośródzie - na podstawie położenia minimów w krzywej zmiany blasku,
- stosunku temperatur powierzchniowych - związany ze stosunkiem głębokości zaćmienia pierwotnego do wtórnego,
- okresie orbitalnym - wyznaczany na podstawie odstępu między dwoma głównymi lub wtórnymi zaćmieniami,
- występowaniu dodatkowych efektów jak:
  — pociemnienie grawitacyjne
  — pociemnienie brzegowe
  — plamy na powierzchni gwiazd
  — inne.

Cel Pracy

Celem niniejszej pracy było zbadanie dwóch układów podwójnych zaćmieniowych. W tym celu wykonano obserwacje spektroskopowe, które wraz z fotometrią z literatury posłużyły do uzyskania modeli układów. Wybrano obiekty, które nie były dotychczas badane spektroskopowo pod kątem pomiaru prędkości radialnych. Dane fotometryczne pochodzą z polskich projektów ASAS (All Sky Automated Survey) oraz SAVS (Semi Automatic Variability Search). Jedna z krzywych zmian blasku została udostępniona przez K. Kamińskiego, który wykonał obserwacje na 20cm teleskopie. Do redukcji danych spektroskopowych oraz do pomiaru prędkości radialnych wykorzystano pakiet IRAF. Modele zostały stworzone w oparciu o metodę Wilsona-Devinney, która stanowi rdzeń programu PHOEBE (Physics Of Eclipsing Binaries).

Rozdział 1

Wyznaczanie parametrów gwiazd zaćmieniowych

1.1. Klasyfikacja układów zaćmieniowych

Układy zaćmieniowe można sklasyfikować w dwojaki sposób, według klasyfikacji fenomenologicznej i morfologicznej. Klasyfikacja fenomenologiczna opiera się na pierwszych krzywych zmian blasku wyznaczonych dla zaobserwowanych układów. Klasyfikacja morfologiczna natomiast opiera się na właściwościach układów podwójnych, gdzie kształty gwiazd opisane są, zgodnie z modelem Roche'a, przez powierzchnie ekwipotencjalne.

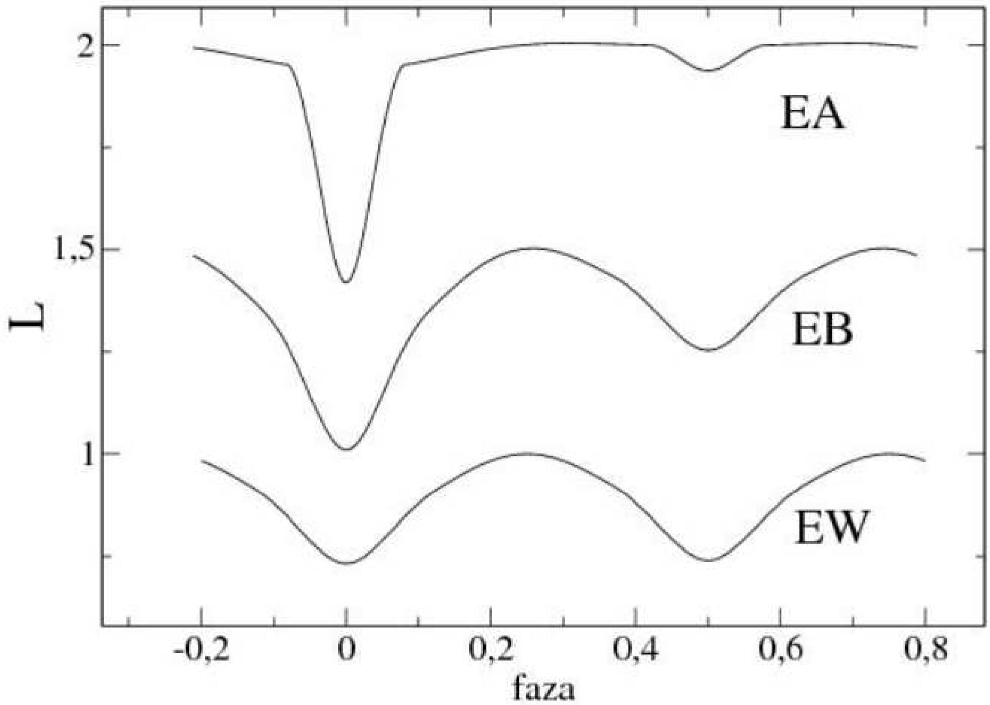
1.1.1. Klasyfikacja fenomenologiczna

Podział układów zaćmieniowych na trzy grupy, wynikający z różnic zaobserwowanych z krzywych zmian blasku:

- układy typu Algola
  obserwuje się małe amplitudy zmiany blasku, połączone z płaskimi maksimami i różną głebokością minimów,

- układy β Lyr
  obserwuje się efekt elipsoidalny, związany z rozciągłym kształtem przynajmniej jednego składnika, co powoduje ciągłe zmiany blasku, także poza zaćmieniami,

- układy W UMa
  obserwuje się ciągłe zmiany blasku oraz minima zbliżonej głebokości, dodatkowo okres między zaćmieniami jest mniejszy niż w poprzednich dwóch typach.



Rysunek 1.1. Klasyfikacja fenomenologiczna (EA - typ Algola, EB - typ β Lyr, EW - typ W UMa) (Dimitrow, 2007).

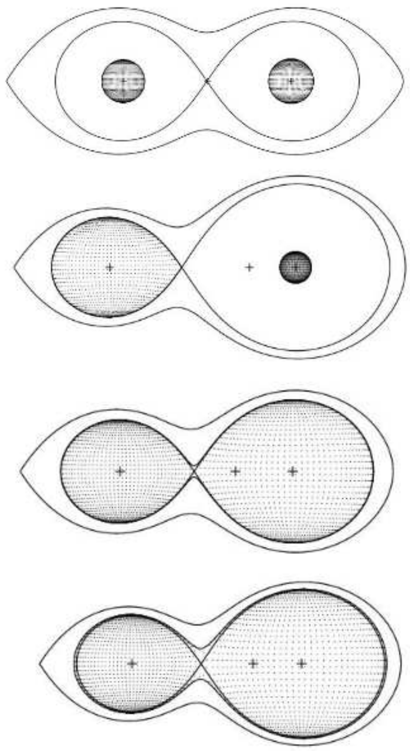
1.1.2. Klasyfikacja morfologiczna

Podział układów zaćmieniowych na cztery grupy,odzwierciedla różnice w ich właściwościach fizycznych, a dokładniej sposób w jaki składniki danego układu wypełniają krytyczną powierzchnię Roche'a. Jest to powierzchnia ekwipotencjalna, która wyznacza maksymalną granicę rozmiaru, jaki może osiągnąć pojedyńczy składnik układu. Krytyczna powierzchnia Roche'a ogranicza dwie strefy (Roche Lobes), które stykają się w punkcie Lagrangea L_1 i w których znajdują się oba składniki ograniczone powierzchniami ekwipotencjalnymi. Podział morfologiczny przedstawia się następująco:

- układy rozdzielone (ang. detached systems)
  składniki w niewielkim stopniu wypełniają krytyczną powierzchnię Roche'a, zachowując prawie sferyczne kształty,

- układy półrozdzielone (ang. semi-detached systems)
  jeden ze składników ma tak duże rozmiary, że wypełnia swoją krytyczną powierzchnię Roche'a, możliwy jest także wypływ masy z tej gwiazdy poprzez punkt Lagrange'a L_1,

- układy kontaktowe (ang. contact systems)
  oba składniki wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a, w punkcie L1 dochodzi do kontaktu między składnikami,



Rysunek 1.2. Klasyfikacja morfologiczna: układ rozdzielony, półrozdzielony, kontaktowy i ponadkontaktowy o maksymalnych możliwych rozmiarach (źródło: katalog gwiazd podwójnych CALEB)

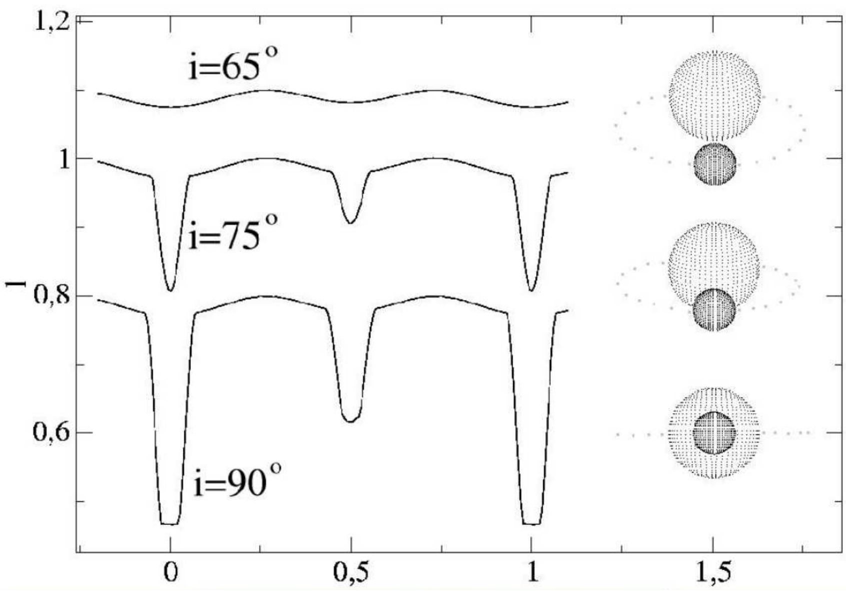
- układy ponadkontaktowe (ang. over-contact systems)
  oba składniki przepełniają powierzchnie Roche'a, tworząc wspólną powierzchnię w kształcie hantli.

1.2. Źródła informacji o gwiazdach

1.2.1. Fotometria

Najczęściej stosowaną i najbardziej dostępną w dzisiejszych czasach metodą gromadzenia danych astronomicznych są obserwacje fotometryczne. Dają nam one informacje o względnej jasności badanych obiektów na sferze niebieskiej. Najistotniejsza, z punktu widzenia układów podwójnych, jest możliwość obserwacji zmian ich jasności. Oba składniki przy odpowiednim nachyleniu ich orbity do linii łączącej badany układ z obserwatorem, mogą się nawzajem przysłaniać co w kontekście obserwacji przekłada się na zmiany ilości promieniowania jakie dociera do obserwatora. Krzywa blasku, na której widać takie charakterystyczne zmiany jasności, może wskazywać, że mamy do czynienia właśnie z układem podwójnym zaćmieniowym.

Zaletą tej metody gromadzenia danych jest niewątpliwie jej efektywność. Dzięki współczesnym detektorom CCD, możliwe jest obserwowanie jednocześnie sporego wy-



Rysunek 1.3. Wpływ nachylenia orbity układu na kształt LC (Dimitrow, 2007). a) brak zaćmień - zmiany elipsoidalne, b) zaćmienie częściowe, c) zaćmienie całkowite centralne.

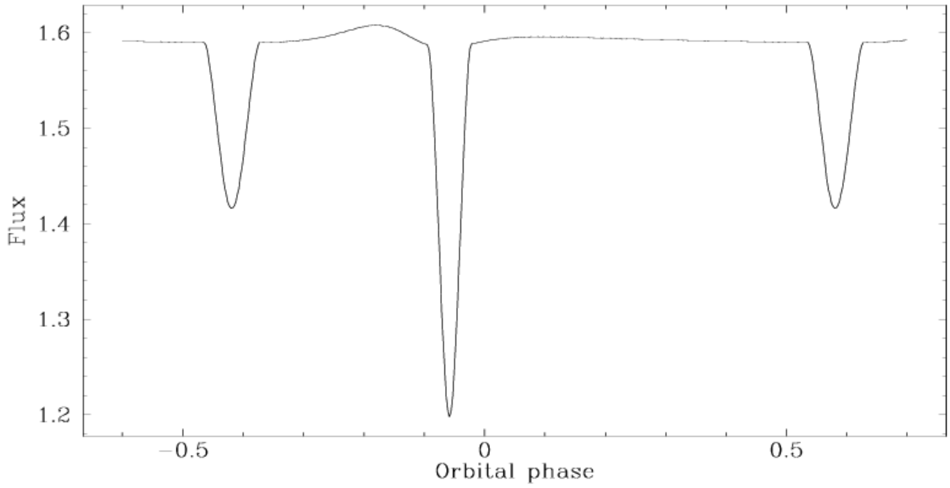
cinka nieba a następnie, dzięki komputerom, wykonanie dla wszystkich znajdujących się na tym obszarze obiektów fotometrii. Coraz popularniejsze stają się też automatyczne fotometry które dokonują przeglądów nieba, obserwując dany wycinek sfery niebieskiej wiele razy, co ułatwia wykrycie zmienności obiektów.

Powstawanie krzywej zmiany blasku

Krzywa zmiany blasku (Light Curve, **LC**) uzyskana z obserwacji fotometrycznych ukazuje zmiane janości składników obserwowanego układu na skutek wzajemnych zaćmień. Kształt krzywej zależy w głownej mierze od nachylenia orbity, rozmiarów gwiazd i separacji składników.

Jeżeli układ podwójny stanowią gwiazdy o rozmiarach znacznie mniejszych niż ich wzajemna separacja, wtedy czynnikiem decydującym o możliwości zaobserwowania zaćmień jest nachylenie orbity. W takim przypadku zaćmienia występują tylko w okolicach nachylenia $i \approx 90°$. Tak ścisłe ograniczenie nachylenia orbity ulega złagodzeniu wraz ze zwiększeniem rozmiarów gwiazd. Jeśli składniki układu mają różne rozmiary, odpowiadające zaćmieniu minimum LC jest płaskie (dla $i \approx 90°$). Dla nachylenia $i = 90°$ mamy do czynienia z zaćmieniami centralnymi, natomiast dla zaćmień o $i < 90°$ mowa jest o zaćmieniach niecentralnych. W takiej sytuacji gwiazda, która zaćmiewa, nie znajduje się dokładnie na linii obserwator–gwiazda zaćmiewana, ale w dalszym ciągu w trakcie zaćmienia znajduje się w całości na tle tarczy gwiazdy zaćmiewanej. W przypadku granicznym dochodzi do zaćmienia stycznego. Przy mniejszych niż graniczna wartościach nachylenia następują zaćmienia częściowe (część tarczy gwiazdy zaćmiewającej znajduje się poza tarczą gwiazdy zaćmiewanej). Obserwacyjnie przekłada się to na mniejszą amplitudę zmian jasności.

Znaczący wpływ na zmianę kształtu LC mają rozmiary i kształty składników ukła-



Rysunek 1.4. Asymetria maksimów i przesunięcie fazowe minimów na skutek eliptyczności orbity układu

du. Przybliżenie gwiazd przez kule lub elipsoidy obrotowe, jakie stosowano kiedyś, nie daje dobrych rezultatów ze względu na małą dokładność takich przybliżeń, zwłaszcza dla składników mocno odkształconych pływami. Za dobre przybliżenie faktycznego kształtu i rozmiaru danej gwiazdy przyjmuje się obecnie opisanie jej przez potencjał powierzchniowy Ω, którego wartość zależy od sił grawitacyjnych oraz sił odśrodkowych. Niskie wartości potencjału wskazują na duże rozmiary gwiazdy o niesferycznym wydłużonym kształcie (zbliżonym do kropli), natomiast wyższe wartości coraz bardziej przybliżają kształt gwiazdy do kuli. W przypadku gwiazd niesferycznych obserwowany jest efekt elipsoidalny na krzywej zmian blasku w fazach 0.25 i 0.75, objawiający się charaktyrystycznymi wybrzuszeniami krzywej (rys. 1.9).

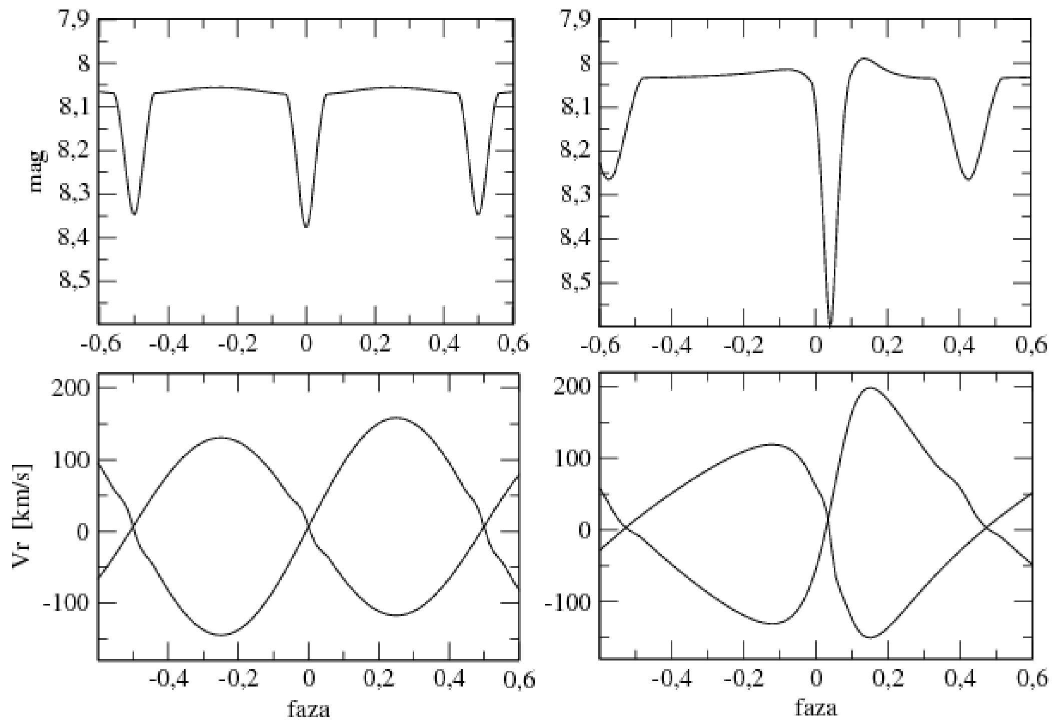
Na kształt krzywej blasku mają wpływ także separacja składników układu oraz mimośród. Orbity gwiazd w układach o małej separacji ulegają ukołowieniu na skutek wzajemnych sił pływowych. Część obserwowanych układów stanowią jednak układy rozdzielone o orbitach eliptycznych. Obserwowane jest w ich przypadku przesunięcie fazowe minimum zaćmienia wtórnego w stosunku do minimum zaćmienia pierwotnego, które nie wynosi 0.5, tak jak w przypadku orbit kołowych. Zniekształcone są także maksima, które są w przypadku orbit eliptycznych asymetryczne. Ruch po eliptycznej orbicie powoduje, że powierzchnie zaćmiewane w minimum głównym i wtórnym są różne.

1.2.2. Spektroskopia

Spektroskopia pozwala nam badać ruchy gwiazd na podstawie przesunięcia dopplerowskiego linii widmowych, możemy się więc dowiedzieć czy dany obiekt się do nas zbliża, czy się od nas oddala. Dzięki takiej analizie dla układu podwójnego lub wielokrotnego możliwe jest wyznaczenie nie tylko prędkości całego układu, ale także prędkości z jaką poszczególne składniki poruszają się wokół wspólnego środka masy.

Układy zaćmieniowe w widmach których widać linie absorbcyjne pochodzące od obu składników nazywamy układami spektroskopowo podwójnymi i oznaczamy jako SB2 (Spectroscopic Binaries 2). Jeśli w widmie widać tylko linie jednego składnika, wtedy mamy do czynienia z układami typu SB1. Są to układy w których słabszy składnik ma zbyt mała jasność obserwowaną aby mógł być dostrzeżony przy pomocy używanego teleskopu.

Badania spektroskopowe układów zaćmieniowych stanowią jedyną bezpośrednią metodę wyznaczenia mas składników. Umożliwiają także oszacowanie temperatury składników oraz analizę składu chemicznego ich atmosfer. Natomiast na podstawie poszerzenia linii widmowych można między innymi ustalić prędkość rotacji na powierzchni danej gwiazdy. Badania spektroskopowe wymagają przyrządu zdolnego roz-



Rysunek 1.5. Porównie krzywych zmian blasku i zmian prdkoci radialnych dla układu o kołowej orbicie(na lewo) i eliptycznej orbicie $e = 0.4$ (po prawej) (Dimitrow, 2007)

szczepić swiatło docierajace od danego obiektu na sferze niebieskiej. Uzyskane w ten sposób widmo pozwala nam badać natężenie promieniowania elektromagnetycznego w zależności od długości fali. Różne atomy i cząsteczki pobudzone do świecenia wysyłają promieniowanie o określonej długości fali. Dla takiej długości fali powstaje w widmie obiektu linia emisyjna. Jeśli promieniowanie napotyka na swojej drodze na chłodny gaz, część promieniowania zostanie pochłonięta a w widmie powstaną linie absorbcyjne odpowiadające długości fali związanej z cząsteczkami wchodzącymi w skład tego gazu.

Krzywa prędkości radialnych

Badając przesunięcia linii widmowych, powstałe na skutek efektu Dopplera, w odniesieniu do laboratoryjnych wzorców długości fali, możemy uzyskać wartość prędkości gwiazdy emitującej promieniowanie. Prędkości radialne składników układu podwójnego zaćmieniowego zmieniają się wraz z ruchem orbitalnym. Składniki naprzemian zbliżją się i oddalają od obserwatora, poruszając się wokół wspólnego środka masy. Te zmiany prędkości składników przedstawione są na krzywej prędkości radialnych **(RV)**, która w istocie złożona jest z dwóch krzywych, po jednej dla każdego składnika. Krzywe te przecinają się w punkcie wskazującym prędkość heliocentryczną środka masy układu. W tych punktach składowa prędkości składników w kierunku do obserwatora jest równa prędkości środka mas układu (V_γ)

Na kształt krzywej prędkości radialnych, największy wpływ wywierają stosunek mas składników **q**, półoś wielka **a**, mimośród orbity **e** oraz długość periastrum ω. Stosunek mas M_2 do M_1 jest odwrotnie proporcjonalny do stosunku amplitud zmian prędkości radialnych K_1 i K_2 na krzywej RV

$$q = \frac{M_2}{M_1} = \frac{K_1}{K_2}, \tag{1.1}$$

tak więc im większa jest różnica mas składników, tym większa jest różnica amplitud, przy czym gwiazdę o większej masie cechuje większa amplituda. Amplituda jest wprost proporcjonalna do półosi wielkiej i odwrotnie proporcjonalna do okresu, co wynika ze wzoru (Kubiak, 1994):

$$a \sin i = (K_1 + K_2) \cdot P \cdot 0.01976, \tag{1.2}$$

gdzie K_1 i K_2 są podane w km/s, P jest okresem orbitalnym podanym w dobach, natomiast a jest to półoś względna podana w promieniach Słońca.

Krzywa RV dla układów o kołowej orbicie przypomina złożenie dwóch krzywych sinusoidalnych. Dla orbit eliptycznych przebieg krzywych może znacznie odbiegać od przebiegu sinusoidalnego. Dla orbit eliptycznych krzywe RV są także asymetryczne względem fazy zero (rys. 1.5).

1.3. Metoda Wilsona–Devinney

Dysponując obserwacjami fotometrycznymi i spektroskopowymi badanego układu zaćmieniowego, można stworzyć jego fizyczny model. Jedną z metod, która na bazie krzywej zmiany blasku i krzywej prędkości radialnych, pozwala na stworzenie takiego modelu jest metoda Wilsona-Devinney (WD), powstała w 1971 roku (Wilson & Devinney, 1971).

1.3.1. Model Roche'a

W metodzie WD zastosowany jest model Roche'a, który dobrze opisuje kształty obu składników, które są zależne od oddziaływań grawitacyjnych oraz sił odśrodkowych działających w układzie. Zakłada on, że źródłem pola grawitacyjnego są dwa krążące wokół siebie punkty materialne.

Przyjętym na potrzeby metody układem odniesienia jest układ rotujący z pocztkiem znajdującym się w środku składnika o większej masie. Oś X skierowana jest w stronę drugiego składnika. Jest to układ nieinercjalny tak więc występują w nim siły bezwładności. Prędkość z jaką oba składniki rotują wokół wspólnego środka masy wynika z trzeciego prawa Keplera i ma postać:

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{d^3}}. \tag{1.3}$$

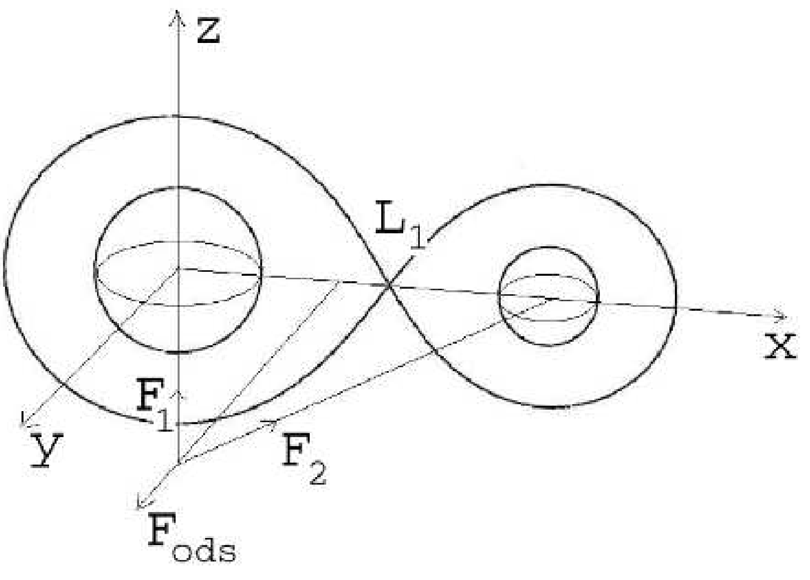
Kształty składników zależą od sił grawitacyjnych pochodzących od obu składników oraz od siły odśrodkowej związanej ze środkiem masy układu (rys. 1.6). Powstałe pole jest polem zachowawczym a jego potencjał określony jest wzorem (Kopal, 1959):

$$-\Psi(x, y, z) = G\frac{M_1}{R_1} + G\frac{M_2}{R_2} + \frac{\omega^2}{2}\tilde{r}, \tag{1.4}$$

gdzie $\tilde{r}$ jest wartością wektora łączącego środek masy układu z cząstką próbną, umieszczoną w odległości R_1 od masy M_1 oraz w odległości R_2 od masy M_2 (rys. 1.7).

Decydujący wpływ na potencjał w pobliżu składników układu ma ich pole grawitacyjne. Im dalej od składników, tym większą rolę odgrywa siła odśrodkowa. Jesli w pobliżu układu znajduje się cząstka próbna, to porusza się ona na skutek działania trzech sił: grawitacyjnej pochodzącej od pierwszego składnika, grawitacyjnej pochodzącej od drugiego składnika oraz siły dośrodkowej (Dimitrow, 2007)(rys. 1.6).

Oba składniki układu otoczone są dwoma owalnymi strefami, tak zwanymi strefami Roche'a (Roche lobes), które stykają się w punkcie Lagrange'a L_1 (rys. 1.6). Strefy



Rysunek 1.6. Układ odniesienia przyjęty w metodzie WD. Środek układu znajduje się w środku gwiazdy o większej masie, L1 oznacza punkt Lagrangea. Siły F1 i F2 to siły grawitacyjne pochodzące od obu składników, F_{ods} - siła odśrodkowa skierowana wzdłuż linii łączącej środek masy układu z cząstką próbną (Dimitrow, 2007).

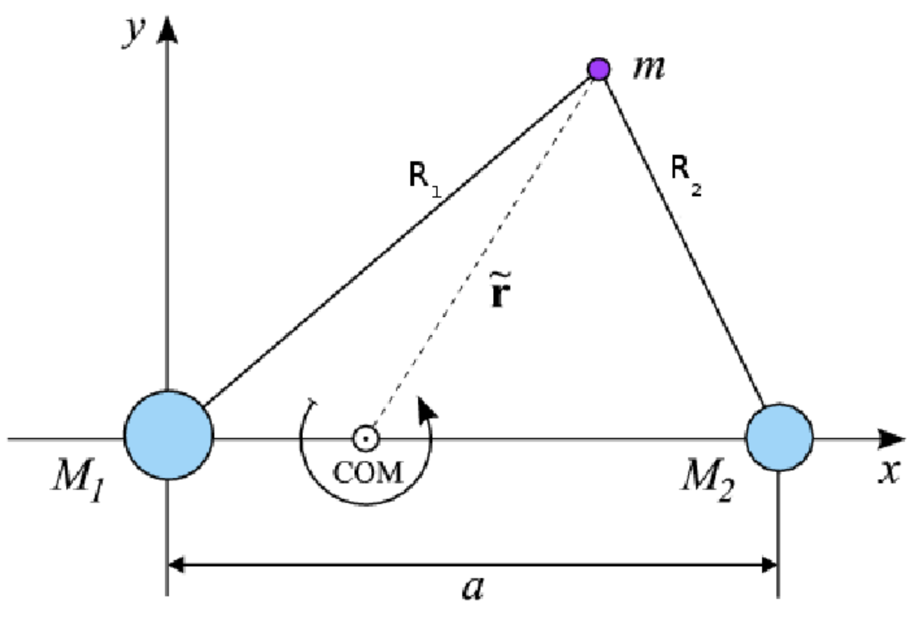
ograniczone są *powierzchnią ekwipotencjalną*. Nazywamy ją krytyczną powierzchnią Roche'a (rys. 1.10). Wyznacza ona maksymalną granicę rozmiaru, jaki może osiągnąć pojedyńczy składnik układu. Trzecia strefa, przechodzaca przez punkt Lagrange'a L_2, zawiera w sobie dwie poprzednie i stanowi maksymalny rozmiar układu ponadkontaktowego. Czwarta strefa to przestrzeń pozostała. Materia gwiazdy, która mogłaby się do niej przedostać przez punkt L_2 stopniowo oddala się od układu, jednak bezpośrednie całkowanie numeryczne ruchu cząstek wypływających z L_2 pokazuje, że większość z nich trafia z powrotem do układu (Czerny, 1996).

Metoda WD korzysta ze znormalizowanego potencjału Roche'a Ω postaci:

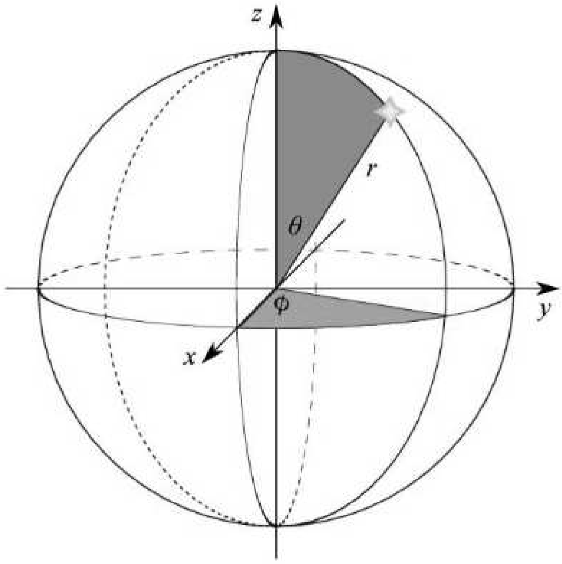
$$\Omega = -\frac{\Psi d}{GM_1} - \frac{1}{2}\frac{q^2}{q+1}. \tag{1.5}$$

Do tej pory potencjał w modelu Roche'a przedstawiony był w kartezjańskim układzie współrzędnych x,y,z, jednak w przypadku zagadnień astronomicznych wygodniej jest stosować ukąd współrzędnych sferycznych (rys. 1.8). Jeśli wyrazimy potencjał we współrzędnych sferycznych i przyjmiemy odległość między składnikami równą jedności, to wzór na potencjał Ω wygląda następująco:

$$\Omega(r,q) = \frac{1}{r} + q\left[\frac{1}{\sqrt{1-2\lambda r + r^2}} - \lambda r\right] + \frac{1}{2}(q+1)r^2(1-\nu^2), \tag{1.6}$$



Rysunek 1.7. Geometria układu podwójnego. COM(Center of mass) oznacza środek masy układu, a odległość między składnikami, R_1 i R_2 to odległości między masą próbną m a oboma składnikami, natomiast wektor $\tilde{r}$ wskazuje odległość masy próbnej od środka masy układu (Prsa, 2006)



Rysunek 1.8. Prawoskrętny układ współrzędnych sferycznych: kąt biegunowy θ, kąt azymutalny ϕ i promień r (Prsa, 2006).

gdzie λ i ν są zmiennymi pomocniczymi zdefiniowanymi zależnościami:

$$\lambda = \cos\phi \sin\theta \tag{1.7}$$

$$\nu = \cos\theta \tag{1.8}$$

Powyższe równanie umożliwia znalezienie rozmiarów i kształtu składników układu o rotacji synchronicznej i orbicie kołowej. Z racji tego, że składnik w modelu Roche'a nie musi być ściśle sferyczny, nie da się opisać jego rozmiarów przy pomocy jednego promienia. Zamiast tego stosuje się zestaw czterech promieni:

- R_{point}, skierowany do L_1,
- R_{side}, skierowany prostopadle do kierunku na L_1 (w płaszczyźnie równika),
- R_{back}, skierowany przeciwnie do kierunku na L_1,
- R_{pole}, skierowany na biegun.

Odpowiednie wartości kątów ψ i θ dla promieni przedstawia tabela 1.1.

Na podstawie równania 1.6 możemy wyznaczyć rozmiary pierwszego składnika. Aby znaleźć rozmiary drugiego składnika musimy je przekształcić tak, aby to drugi składnik znalazł się w środku układu odniesienia. W tym celu wystarczy wyznaczyć wartości Ω_2' i q' opisane równaniami:

$$\Omega_2' = \Omega_2 \cdot q' + \frac{1}{2}(1 - q'), \tag{1.9}$$

	ψ	θ
R_{point}	0°	90°
R_{side}	90°	90°
R_{back}	90°	180°
R_{pole}	0°	90°

Tabela 1.1. Kąty określające położenie czterech promieni w sferycznym układzie współrzędnych

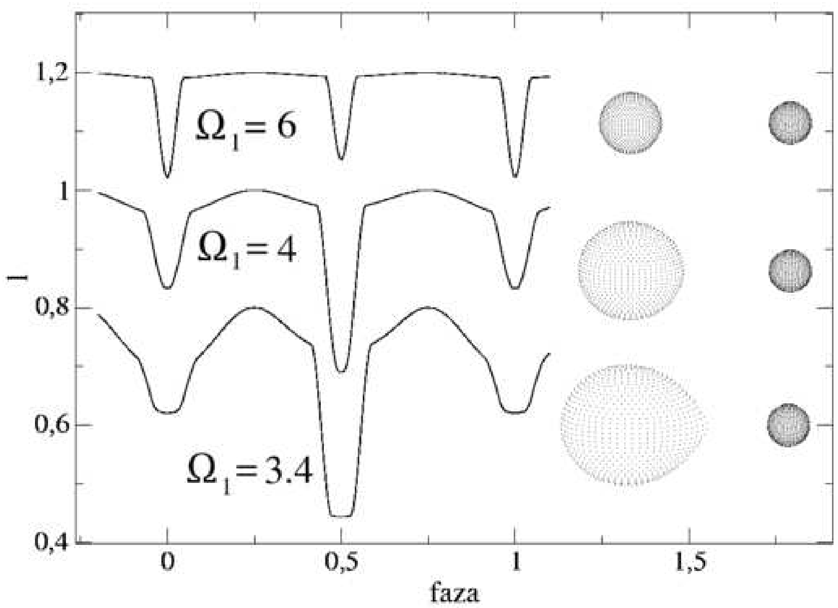
$$q' = \frac{1}{q}, \tag{1.10}$$

i wstawić je do równania na potencjał 1.6.

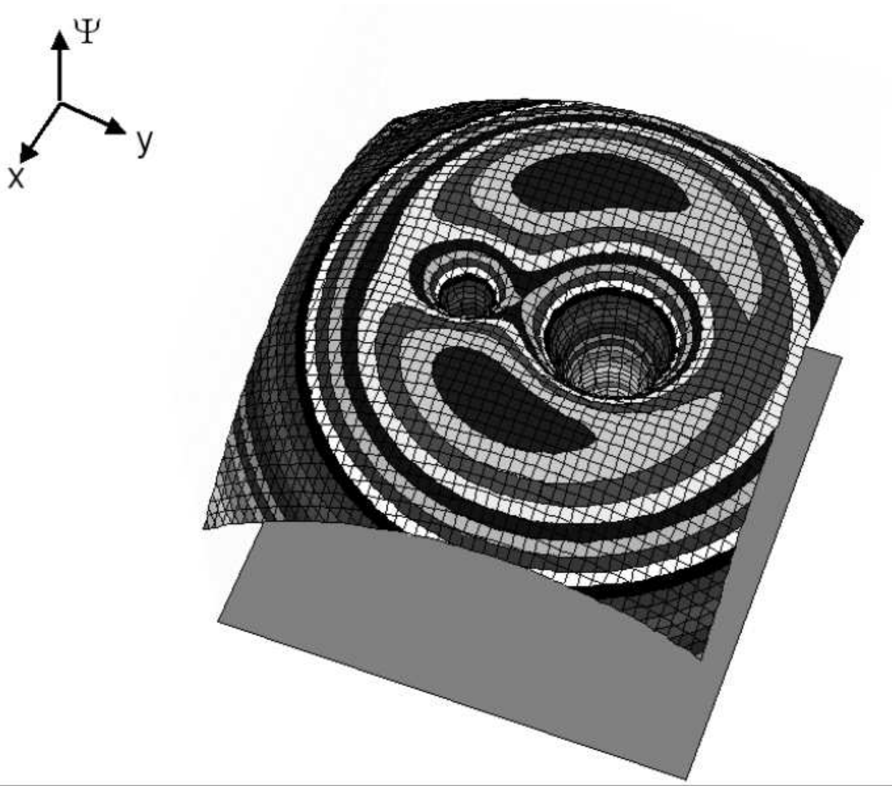
Rotacja asynchroniczna i orbity eliptyczne

Omówiony powyżej model Roche'a jest poprawny dla gwiazd o synchronicznej rotacji oraz dla układów o orbitach kołowych. Jeśli gwiazda rotuje asynchronicznie, wtedy powstają dodatkowe siły, które spłaszczają ją w okolicach biegunów oraz poszerzają w okolicach równika jeśli rotuje szybciej niż synchronicznie. W przeciwnym razie spłaszczenie będzie mniejsze. Taki typ rotacji wywiera wpływ na potencjał układu poprzez współczynniki $F_{1,2}$, które dla rotacji synchronicznej mają wartość 1. Wzór na potencjał z uwzględnieniem poprawki na rotacje asynchroniczną ma postać:

$$\Omega(r, q) = \frac{1}{r} + q\left[\frac{1}{\sqrt{1 - 2\lambda r + r^2}} - \lambda r\right] + \frac{1}{2}F^2(q+1)r^2(1-\nu^2). \tag{1.11}$$



Rysunek 1.9. Wpływ potencjału powierzchniowego Ω na kształt krzywej blasku dla $i < 90^o$ (Dimitrow, 2007)



Rysunek 1.10. Strefy Roche'a dla dwóch gwiazd o różnych masach obiegajcych środek masy układu (odcieniami przedstawione są strefy o okrelonym zakresie potencjau) (Bruton, 2004).

Jeśli składniki układu są od siebie oddalone tak, że siły pływowe da się zaniedbać a co za tym idzie orbita nie ulega ukołowieniu, wtedy mamy do czynienia z orbitą eliptyczną. Odległość d między składnikami dla orbit eliptycznych jest funkcją fazy ruchu orbitalnego i okresowo się zmienia. Powoduje to również okresowe zmiany kształtu i rozmiarów powierzchni ekwipotencjalnych, krytycznej powierzchni Roche'a i samych gwiazd. Wzór na potencjał uwzględniający zarówno efekt asynchroniczności rotacji oraz eliptyczności orbity jest następujący:

$$\Omega(r,q,d) = \frac{1}{r} + q\left[\frac{1}{\sqrt{1-2\lambda dr + r^2}} - \frac{\lambda r}{d^2}\right] + \frac{1}{2}F^2(q+1)r^2(1-\nu^2). \tag{1.12}$$

1.3.2. Rozkład jasności na powierzchni gwiazdy

Znając geometrię układu można przejść do drugiej istotnej kwestii, jaką jest ustalenie rozkładu jasności na powierzchni obu składników, a docelowo do ustalenia natężenia promieniowania docierającego do obserwatora. Wiedza ta posłuży w procesie modelowania do stworzenia syntetycznej krzywej zmiany blasku układu.

Aby opisać rozkład promieniowania na powierzchni gwiazdy oraz ustalić promieniowanie w różnych zakresach częstotliwości należy wziąść pod uwagę następujące czynniki:

- model rozkładu widmowego promieniowania,
- efekt pojaśnienia grawitacyjnego,
- efekt pociemnienienia brzegowego,
- efekt odbicia (refleksu),
- plamy na powierzchni składników.

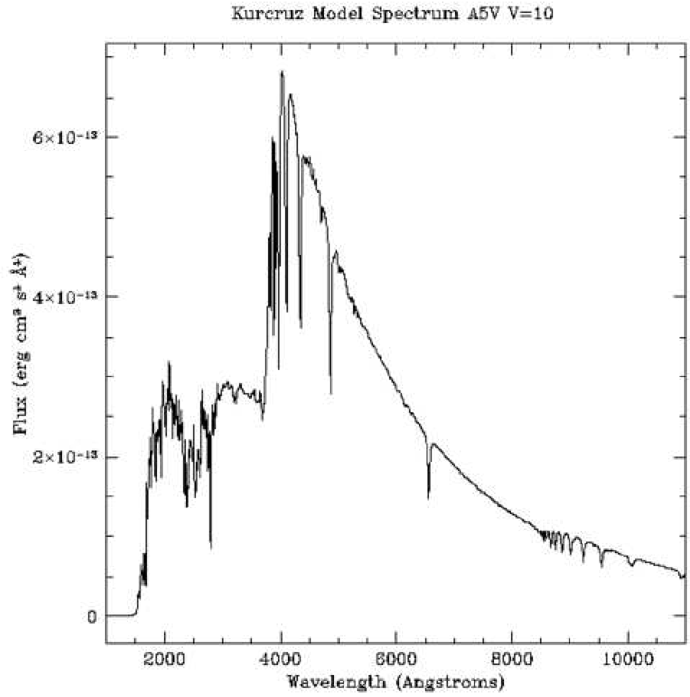
Ostatni punkt jest opcjonalny, nie każda bowiem gwiazda posiada plamy (obszary chłodniejsze lub gorętsze).

Model rozkładu widmowego promieniowania

Aby opisać rozkład promieniowania gwiazdy w różnych częstotliwościach należy przyjąć pewien model. Dla ciał w równowadze termodynamicznej dobrym przybliżeniem jest model promieniowania ciała doskonale czarnego. Dla gwiazd lepszym przybliżeniem są modele uwzględniające fizykę atmosfer, takie jak np. modele Kurucza (Kurucz, 1979).

Model Kurucza, mimo pojawienia się nowych metod opisu atmosfer, nadal pozostaje metodą numeryczną dającą najlepsze wyniki. Opiera się ona na formaliznie równowagi promienistej, z następującymi założeniami (Prsa, 2006):

- przybliżenie atmosfery przez dużą ilość cienkich, wzajemnie równoległych warstw, co pozostawia zależność parametrów fizycznych jedynie od pojedyńczej zmiennej -



Rysunek 1.11. Widmo syntetyczne gwiazdy typu widmowego A5V na podstawie medeli Kurucza (1979)

głębokości,

- stabilność parametrów w obrębie danej warstwy,
- zachowana równowaga hydrostatyczna, czyli równoważenie ciśnienia promieniowania przez siły grawitacyjne dla danej warstwy,
- istnienie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE), czyli traktowanie małych fragmentów fotosfery jak ciała doskonale czarnego, dzięki czemu ich parametry zależne są jedynie od lokalnych zmiennych termodynamicznych (temperatura, ciśnienie, gęstość),
- stabilność atmosfery.

Pojaśnienie grawitacyjne

W celu wyznaczenia rozkładu promieniowania potrzebna jest informacja o temperaturze badanej gwiazdy. Dla gwiazd sferycznych temperatura efektywna na powierzchni całej gwiazdy jest jednakowa. Jeśli natomiast gwiazda jest odkształcona na skutek sił odśrodkowych lub pływowych, wtedy posiada wyższą temperaturę w obszarach o wyższej wartości lokalnego przyśpieszenia grawitacyjnego. Efekt ten nazywamy *pojaśnieniem grawitacyjnym.* Zależność przyśpieszenia grawitacyjnego i temperatury przedstawia poniższy wzór:

$$T_{local} = T_{pole} \left(\frac{g_{local}}{g_{pole}} \right)^{\frac{g}{4}}, \tag{1.13}$$

gdzie parametry z indeksem *local* odnoszą się do wartości parametrów w danym punkcie na powierzchni gwiazdy, a parametry z indeksem *pole* określają wartości parametrów na biegunie gwiazdy. Stała g znajdująca się w wykładniku potęgi wskazuje na dominującą formę transportu w gwieździe. Zgodnie z prawem von Zeipela, dla gwiazd o atmosferach promienistych $g = 1$. Dla atmosfer konwektywnych wartość ta, na mocy prawa Lucyego przyjmuje wartość $g = 0.32$. Gwiazda posiadająca spłaszczenie ma najwyższą temperature na biegunie. Jest to spowodowane faktem, ze tam odległość atmosfery od środka gwiazdy jest najmniejsza a więc promieniowanie z wewnątrz w danym kącie bryłowym rozkłada się na mniejszy fragment powierzchni.

Pociemnienie brzegowe

Innym istotnym efektem, jaki należy wiąść pod uwagę przy poszukiwaniu rozkładu promieniowania jest efekt *pociemnienia brzegowego.* Obserwator spoglądając na środek tarczy gwiazdy widzi głebsze warstwy atmosfery niż patrząc na brzeg gwiazdy. Ponieważ głebsze warstwy mają wyższą temperatuę, środek tarczy gwiazdy jest jaśniejszy niż jej brzeg. Efekt ten da się przedstawić jako liniowe prawo monochromatycznego pociemnienia brzegowego:

$$I = (1 - x + x \cos \gamma) I_0. \tag{1.14}$$

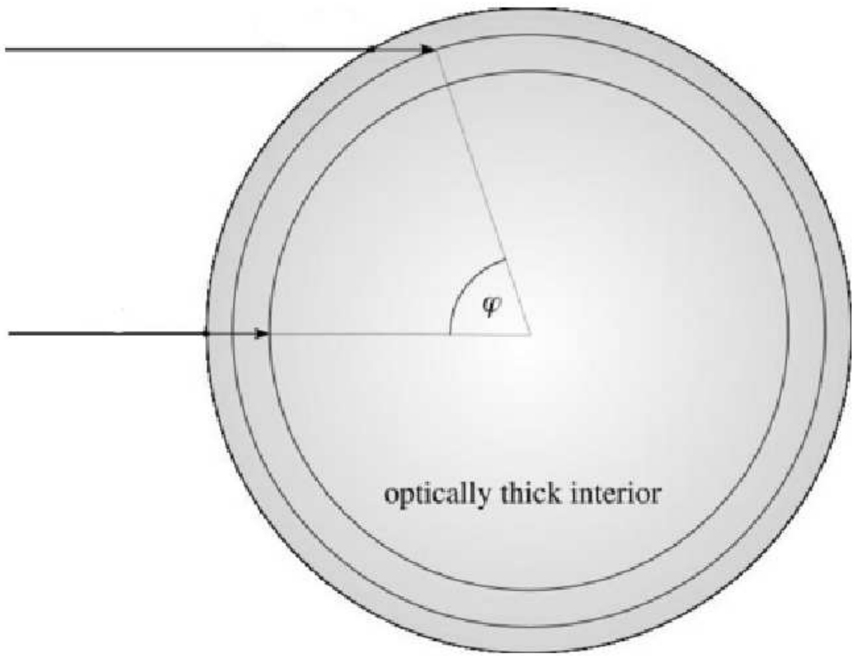
Wartość I_0 to natężenie promieniowania przy środku tarczy, kąt γ to kąt pomiędzy kierunkami do obserwatora i do punktu na powierzchni ze środka gwiazdy, natomiast x nazywamy liniowym współczynnikiem pociemnienia brzegowego. Jest on funkcją długości fali, temperatury i przyśpieszenia grawitacyjnego i wyznacza się go z teorii atmosfer.

Efekt odbicia

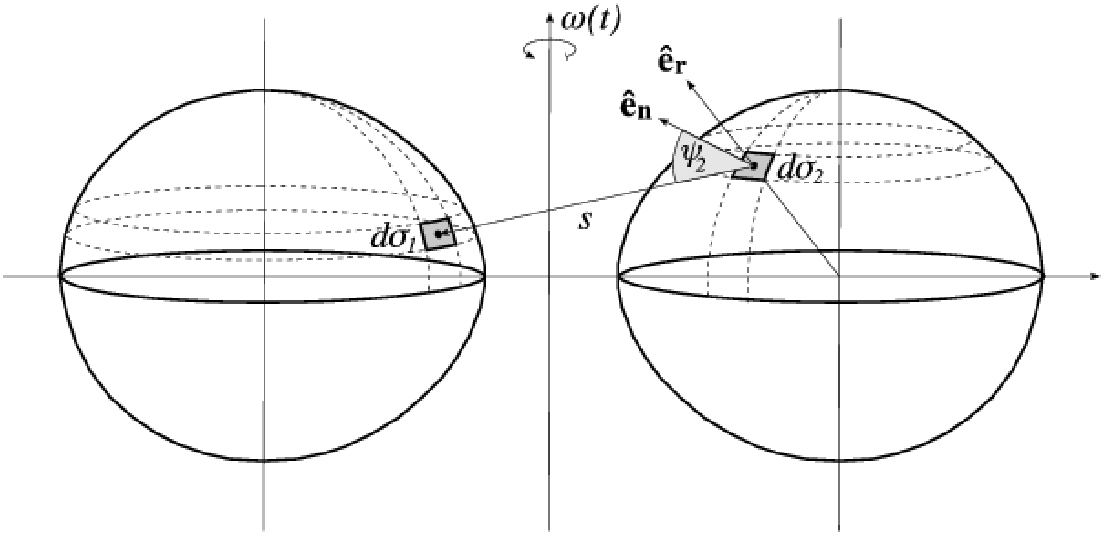
W układach zaćmieniowych, gdzie separacja miedzy składnikami jest niewielka dochodzi do wzajemnego oświetlania się składników. Powstaje wtedy dodatkowe światło, które ma swój wkład w krzywej zmiany blasku. Nie ma to jednak związku ze zwykłym odbiciem światła od powierzchni gwiazdy. Efekt refleksu powstaje na skutek podgrzania powierzchni jednej gwiazdy przez promieniowanie drugiej, co powoduje wysyłanie większej ilości promieniowania z powierzchni gwiazdy podgrzewanej.

Plamy na powierzchni składników

Może się zdażyć, że na powierzchni gwiazdy znajduje się obszary chłodniejsze, tak zwane plamy gwiazdowe. Są to obszary, które z powodu niższej temperatury wysyłają mniejszą ilość promieniowania. Plamy są opisywane przez ich współrzędne (długość i szerokość), rozmiary (promień) i stosunek temperatury plamy do temperatury otoczenia. Występowanie plam może być źródłem różnic w poziomach maksimów w krzywych LC a ich powstawaniu sprzyja istnienie w gwieździe atmosfery konwektywnej.



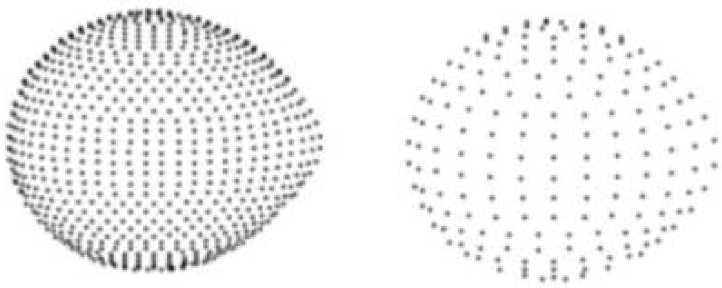
Rysunek 1.12. Efekt pociemnienia brzegowego, strzałki wskazują kierunek patrzenia na gwiazdę (Prsa, 2006).



Rysunek 1.13. Efekt odbicia. Gwiazda po lewej wysyła z elementu powierzchni $d\sigma_1$ promieniowanie, które ogrzewa element powierzchni $d\sigma_2$ przez co ten wysyła promieniowanie wzdłuż wektora $\hat{e}_r$ (Prsa, 2006).

1.3.3. Powstawanie syntetycznych krzywych zmian blasku i prędkości radialnych

Znając równania opisujące geometrię układu, kształty i rozmiary skłakdkinów, rozkład jasności na powierzchni promieniowania i nachylenie orbity , jesteśmy w stanie stworzyć syntetyczną krzywą zmiany blasku dla badanego układu. Aby ustalić ilość światła jaka w danej chwili dociera z badanego układu do obserwatora, powierzchnie obu składników dzielone są na dużą ilość małych elementów zgodnie z gęstością przyjętej siatki n (rys. 1.14) i dla każdego z nich wyznaczana jest jasność i status wskazujący czy dany element jest widoczny dla obserwatora i czy aktualnie nie jest on zasłaniany przez drugi składnik. Podczas ustalania jasności elementów brane są pod uwage czynniki wymienione w punkcie poprzednim. Po wyznaczeniu jasności wszystkich elementów są one sumowane numerycznie. Procedurę przeprowadza się dla całego



Rysunek 1.14. Trójwymiarowy obraz siatki dla n=20 i n=10 (Dimitrow, 2007).

okresu orbitalnego dzięki czemu uzyskujemy wartości całkowitej jasności układu w dowolnym momencie fazy, a na tej podstawie powstaje syntetyczna krzywa zmian blasku. Krzywa ta podana jest w jednostkach strumienia unormowanego do jedności natomiast krzywa obserwacyjna zawiera różnice jasności w magnitudo. Aby móc porównywać obie krzywe należy wprowadzić na nich jednakowe skale. Tak więc przelicza się obserwacyjną krzywą blasku do strumienia korzystając z zależności:

$$I_i = 10^{(l_i - l_0)} \tag{1.15}$$

gdzie l_0 wyraża maksymalną jasność układu bez uwzględnienia efektu odbicia.

Aby wyznaczyć syntetyczną krzywą prędkości radialnych na podstawie znanych prędkości orbitalnych i nachylenia orbity można zastosować model, w którym gwiazdy są zastąpione punktowymi źródłami światła. Obserwowana prędkość radialna V_{obs} ściśle zależy od nachylenia orbity i wyrażona jest wzorem:

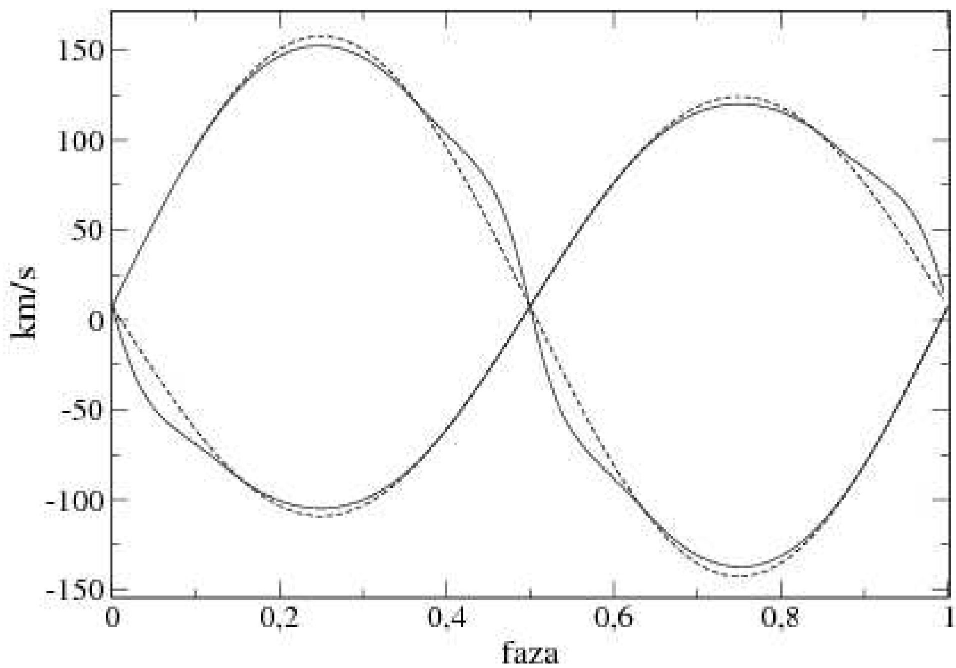
$$V_{obs} = V_{orb} sin(\phi) sin(i) \tag{1.16}$$

gdzie przez ϕ wyrażona jest faza ruchu orbitalnego, natomiast i to nachyleni orbity. Jak widać dla orbit kołowych o nachyleniu $i = 90°$ wyrażeniu to upraszcza się do postaci:

$$V_{obs} = V_{orb} sin(\phi). \tag{1.17}$$

Wykreślając powyższą funkcję dla obu składników układu otrzymujemy wykres przedstawiający dwie krzywe sinusoidalne przesunięte w fazie o π. W fazach 0 i 0.5

mamy minimalne prędkości radialne, gdyż są to fazy zaćmień tak więc oba składniki ustawione są w linii wzdłuż kierunku do obserwatora. Natomiast w fazach 0.25 i 0.75 prędkości radialne są maksymalne. Jest po poprawne stwierdzenie przy założeniu że w fazie 0 następuje zaćmienie główne.



Rysunek 1.15. Porównanie krzywych RV dla przybliżenia punktowego (linia przerywana) i dla modelu Roche'a (linia ciągła) (Dimitrow, 2007).

Przedstwione tu przybliżenie gwiazd przez punkty nie jest jednak zgodne z obserwacjami. W żeczywistości gwiazdy są obiektami niesferycznymi o niejednorodnym rozkładzie jasności na powierzchni. Amplitudy i kształty krzywych RV mogą się wieć różnić o kilka procent od wartości przybliżonych. Porówanie krzywej LC wyznaczonej wg modelu punktowego i modelu Roche'a przedstawia rysunek 1.15. Oznacza to, że podobnie jak w przypadku rozkładu jasności na powierzchni, również w tym przypadku należy stosować dokładne wzory na kształty i rozmiary gwiazd zgodne z modelem Roche'a. Takie podejście daje lepsze odzwierciedlenie obserwacji przez model. Dzięki temu można modelować na przykład *efekt Rossitera*, który powstaje podczas tranzytu składnika zaćmiewającego na tle tarczy składnika zaćmiewanego. Każda gwiazda rotują wokół własnej osi, tak więc część jej powierzchni zbliża się do nas a część się oddala. Między zaćmieniami obserwujemy złożenie tych dwóch prędkości jednak w momencie kiedy tarcza gwiazdy ulega częściowemu zasłonięciu, widzimy np. tylko część tarczy gwiazdy zbliżającą się do nas, a w związku z tym obserwujemy obniżoną prędkość radialną i na odwrót.

1.3.4. Proces modelowania

Proces modelowania układu zaćmieniowego jest procesem iteracyjnym w którym parametry układu zostają dopasowane motodą kolejnych przybliżeń. Aby proces ten był szybko zbieżny, należy zadbać o możliwie dobry dobór startowych wartości parametrów układu.

Oszacowanie temperatur

Pierwszym parametrem jaki można oszacować jest temperatura składników. W tym celu potrzebne są nam pomiary fotometryczne, które dają nam informację o wskaźniku barwy. Jest to wskaźnik mówiący o kolorze całego układu i jest wynikiem mieszania się światła z obu składników. Jeżeli pierwszy składnik jest znacznie jaśniejszy od drugiego to można założyć, że wskaźnik barwy całego układu przekłada się na temperaturę pierwszego składnika. W przypadku kołowej orbity, można wyznaczyć temperaturę drugiego składnika na podstawie zależności między stosunkiem temperatur obu składników T_1 i T_2 a stosunkiem głebokości zaćmień Δl_1 i Δl_2, wynikającej z prawa Stefana-Boltzmana:

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4 = \frac{\Delta l_1}{\Delta l_2}. \tag{1.18}$$

Oszacowanie potencjałów

Innym istotnym parametrem, który jest jednak trudny do oszacowania jest potencjał $\Omega_{1.2}$. Ustalenie jego pierwszego przybliżenia jest o tyle problematyczne, że istnieje bardzo duża ilość konfiguracji zależnych od stosunku mas q i nachylenia orbity i. Można jednak podać przybliżone wartości dla różnych typów układów (Dimitrov, 2007):

- **układ rozdzielony** - płaskie maksima na LC,
  oba potencjały wynoszące 6 lub 7 lub więcej,
- **układ rozdzielony** - zakrzywione maksima na LC,
  przynajmniej jeden ze składników ma potencjał rzędu 4 lub 5,
- **układ półrozdzielony** - zakrzywione maksima lub ciągłe zmiany blasku,
  Składnik wypełniający powierzchnie Roche'a ma potencjał rzędu 2 lub 3,
- **układ kontaktowy** - ciągłe zmiany blasku,
  układ opisany pojedyńczym potencjałem rzędu $\Omega_{L_1} > \Omega > \Omega_{L_2}$.

Modelowanie metodą WD

Parametry układu, które najczęśćiej są dopasowywane metodą WD można podzielić na dwie grupy:

- parametry mocno skorelowane z krzywą zmian blasku:
  — nachylenie i,
  — stosunek mas q,
  — potencjał powierzchniowy $\Omega_{1,2}$,

— jasność składników lub temperatura,

- parametry mocno skorelowane z krzywą prędkości radialnych:
  — rzut półosi wielkiej na kierunek do obserwatora $a \sin(i)$,
  — stosunek mas q,
  — prędkość środka masy obserwowanego układu V_γ.

O ile obserwacje fotometryczne pozwalają nam jedynie na względne oszacowanie rozmiarów składników gdzie odległość między nimi jest równa 1, o tyle obserwacje spektroskopowe, korzystając z nachylenia uzyskanego z fotometrii, pozwalają nam na wyznaczenie półosi wielkiej, a tym samym do określenia faktycznych rozmiarów układu. Tak więc obserwacje spektroskopowe są niezbędne do wyskalowania modelu układu. Ani jeden, ani drugi typ obserwacji nie dają możliwości na samodzielne stworzenie modelu. Dlatego tak istotne jest zawsze pozyskanie zarówno fotometrii jak i spektroskopii badanego układu zaćmieniowego.

Metoda WD pozwala na stworzenie modelu układu biorąc pod uwagę bardzo dużą ilość parametrów. W trakcie tworzenia modelu parametry te można podzielić na trzy grupy: dopasowane, stałe i tablicowe. Aby proces minimalizacji był optymalny i przede wszystkim zbierzny, nie można dopasowywać jednocześnie zbyt dużej ilości parametrów. Procedura minimalizacji nie byłaby w stanie dopasować wielu parametrów o wartościach zbyt oddalonych od tych poszukiwanych. W takim przypadku bład dopasowania rósłby z każdą następną iteracją procedury. Dlatego część parametrów można podczas danej iteracji uznać za stałe. Dopasowywane będą wtedy tylko wybrane parametry. Pozwala to na naprzemienne dopasowywanie różnych zestawów parametrów, które dopasowywane razem mogłyby zwiększyć ilość iteracji potrzebnych do otrzymania zbieżnego wyniku. Jest to szczególnie pomocne w początkowych fazach tworzrenia modelu gdyż można osobno dopasowywać parametry silnie skorelowane z krzywą zmian blasku i parametry skorelowane z krzywą RV. Im bliżej jesteśmy poprawnego dopasowania, tym więcej parametrów możemy dopasowywać w pojedyńczej iteracji. Jeśli zaś chodzi o parametry tablicowe takie jak albedo, współczynnik pociemnienia brzegowego czy pojaśnienia grawitacyjnego, to można je dopasowywać jednak mają niewielki wpływ na kształt krzywej LC, tak więc są słabo określone przez krzywą blasku.

Sama procedura dopasowywania w metodzie WD opiera się na korekcji różnicowej (Wyse, 1939 Irwin 1947), która wykożystuje wyrażenie na różnice jasności:

$$\Delta l = \frac{\delta l}{\delta i}\Delta i + \frac{\delta l}{\delta x_1}\Delta x_1 + \frac{\delta l}{\delta x_2}\Delta x_2 + \frac{\delta l}{\delta L_1}\Delta L_1 + ..., \tag{1.19}$$

jako równanie warunkowe dla liniowej analizy metody najmniejszych kwadratów(Wilson & Devinney, 1970). W efekcie uzyskuje się wartośc poprawek parametrów $\Delta i, \Delta x_1$ itp.

Jakość dopasowania sprawdza się zredukowanym wyrażeniem na χ^2:

$$\chi_n^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N_k} \sum_{j=1}^{N^i_{obs}} (O_{ij} - C_{ij})^2 \, \omega_{ij}, \tag{1.20}$$

gdzie:

- N_k to liczba analizowanych krzywych,
- N^i_{obs} to ilość punktów na i-tej krzywej,
- ω reprezentuje wagi poszczególnych obserwacji,
- $n = N_{obs} - N_{par}$ to ilość stopni swobody,
- N_{par} to liczba zmiennych parametrów układu.

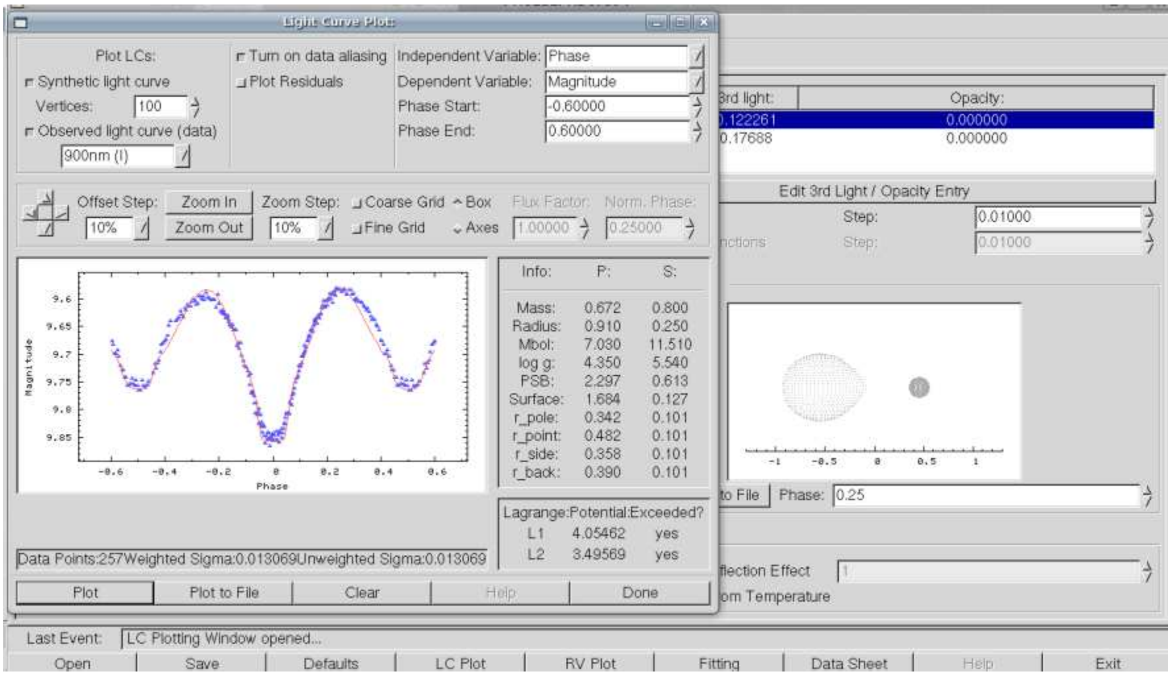
Metoda WD przy każdej iteracji uruchamia moduł odpowiedzialny za powstanie syntetycznej krzywej LC i moduł odpowiadający za korekcje różnicową. Proces minimalizacji polega na znalezieniu zestawu parametrów opisujących układ o najmniejszej wartości χ^2 czyli taki dla kórego różnica między krzywymi syntetycznymi a obserwacyjnymi jest najmniejsza.

1.4. Program PHOEBE

PHOEBE (PHysics Of Eclipsing BinariEs, Prsa, 2006) jest programem służący do modelowania układów podwójnych bazującym na metodzie WD a dokładniej na wersji kodu z 1998 roku. Posiada rozbudowany interface graficzny (rys. 1.16), dający dostęp do wszystkich możliwych opcji, pozwalający w wygodny sposób porównywać krzywe obserwacyjne i syntetyczne. Ma także możliwość stworzenia trójwymiarowego obrazu modelowanego układu.

Program PHOEBE wykorzystuje do modelowania dane obserwacyjne w postaci krzywych LC i RV. Potrafi jednocześnie pracować na danych fotometrycznych w kilku filtrach. Program korzysta do opisu układu z zestawu parametrów takich jak:

- temperatury efektywne obu skadnikłw T_1 , T_2 [K],
- data juliańska momentu minimum głównego $MinI$ [HJD],
- okres ukadu P w dniach [d],
- półoś wielka orbity a w jednostkach promieni Słońca [$R_\odot$],
- stosunek mas składników $q = \frac{M_2}{M_1}$,
- nachylenie orbity i w stopniach,
- bezwymiarowe potencjały na powierzchniach obu gwiazd Ω_1 i Ω_2,
- jasności składników układu L_1 i L_2,
- przyspieszenia grawitacyjne na powierzchniach obu gwiazd $\log(g_1)$, $\log(g_2)$



Rysunek 1.16. Interface graficzny programu PHOEBE. W tle ekran z parametrami jasności oraz trójwymiarowym modelem układu. Na wierzchu dodatkowo otwarte okno z wykresem krzywej zmian blasku zawierającym dane obserwacyjne w formie puktów i krzywe syntetyczne uzyskane z dopasowania

wyrażone w jednostkach cgs.

Najistotniejszymi parametrami na początku są $MinI$ i P. Są one niezbędne aby program poprawnie sfazował dane wejściowe. W ddalszej kolejności dopasowywane są parametry skorelowane z krzywą blasku, potencjały Ω, jasności L, nachylenie orbity oraz te związane z krzywą RV, czyli półoś wielka a, stosunek mas q oraz V_γ. Po uzyskaniu dopasowania należy upewnić się, że jest to globalne a nie lokalne minimum funkcji χ^2. Jednym ze sposobów jest sprawdzenie dopasowania z różnymi punktami startowymi. Jeżeli nasze rozwiązanie przejdzie ten test, wtedy musimy również sprawdzić jego zgodność z teorią ewolucji.

1.5. Wyznaczanie odległości

Na bazie gotowego modelu można wyznaczyć odległość do badanego układu. Służy do tego wyrażenie na paralaksę fotometryczną:

$$\pi = 10^{\frac{M_V - 5 - m_V + A_V}{5}}, \tag{1.21}$$

gdzie M_V to jasność absolutna, m_V to jasność obserwowana, natomiast A_V to ekstynkcja międzygwiazdowa. O ile m_V posiadamy z obserwacji fotometrycznych, o tyle M_V należy obliczyć ze wzoru:

$$M_{V_{1,2}} = 42.37 + 5\log(R_{1,2}) - 10\log(T_{1,2}) - BC_{1,2}, \tag{1.22}$$

gdzie promienie $R_{1,2}$ wyrażone są w promieniach Słońca i pochodzą z modelu, natomiast temperatury $T_{1,2}$ wyrażone są w kelwinach. $BC_{1,2}$ to poprawki bolometryczne, które można pobrać z tablic. Po obliczeniu jasności absolutnych obu składników, sumujemy je wg wzoru;

$$M_V = -2.5 \log(10^{-04M_{V1}} + 10^{-04M_{V2}}), \tag{1.23}$$

Otrzymaną wartość M_V można wstawić do wzoru 1.21 i w rezultacie otrzymujemy paralaksę fotometryczną badanego układu. Aby wynik wyrazić w jednostkach parseków wystarczy skorzystać ze zależności:

$$d\,[pc] = (\mathrm{tg}(\pi) \cdot 206265)^{-1}\,. \tag{1.24}$$

1.6. Teoria ewolucji a układy podwójne

W niniejszym podrozdziale korzystano z materiałów do wykładu pt. Fizyka Układów Podwójnych Gwiazd, profesora Alexandra Schwarzenberg-Czernego z 1996 roku.

Ewolucja gwiazd wynika z wyczerpywania się ich zapasów paliwa termojądrowego. Towarzyszy temu przebudowa wnętrza gwiazdy i zmiany w jej promieniu i temperaturze. Przez cały okres swego istnienia gwiazda traci energię wypromieniowaną z jej powierzchni. Aby utrata energii nie wiązała się ze zmniejszaniem rozmiarów gwiazdy potrzebne jest wewnętrzne źródło energii termojądrowej. Wytwarzana energia termojądrowa utrzymuje gwiazdę w równowadze energetycznej dopuki wewnątrz gwiazdy znajduje się materia służąca jako paliwo do reakcji termojądrowych. Gdy paliwo w centrum zostanie zużyte, jądro zaczyna się kurczyć aż do momentu zatrzymania procesu przez ciśnienie degeneracji. Na tym etapie reakcje jądrowe zachodzą już tylko w cienkiej warstwie na powierzchni jądra gdzie wciąż znajduje się paliwo. Ewolucja gwiazdy ciągu głównego przebiega dość spokojnie i objawia się zwiększaniem rozmiarów gwiazdy. W przypadku gwiazd bardziej masywnych, reakcją na zmiejszenie się jądra jest znaczne rozszerzenie otoczki. W jądrach masywnych gwiazdach może także dojść do zjawiska zapłonu helu. Są to reakcje mogące na pewien czas zatrzymać kurczenie a nawet spowodować powiększenie się jądra, co wiąże się także z tymczasowym zmiejszeniem otoczki. Dzieje się tak do czasu wypalenia się helu w jądrze. Wtedy następuje ponowne zapadanie jądra i ekspansja otoczki czego wynikiem może być powstanie nadolbrzyma. Rysunek 1.17 przedstawia schemat zwiększania się rozmiarów gwiazdy na skutek ewolucji.

W układach powdójnych powiększanie się jednego ze składników aż do rozmiaru krytycznej powierzchni Roche'a musi prowadzić do przekazania masy drugiemu składnikowi. Może to nastąpić na jeden z trzech sposobów (Czerny, 1996):

- A - Wypełeienie powierzchni Roche'a gdy w centrum pali się jeszcze wodór (mała separacja, P rzędu kilku dni),

- B - wypełnienie powierzchni Roche'a gdy wodór pali się tylko na powierzchni (okres krótszy niż około 100 dni),

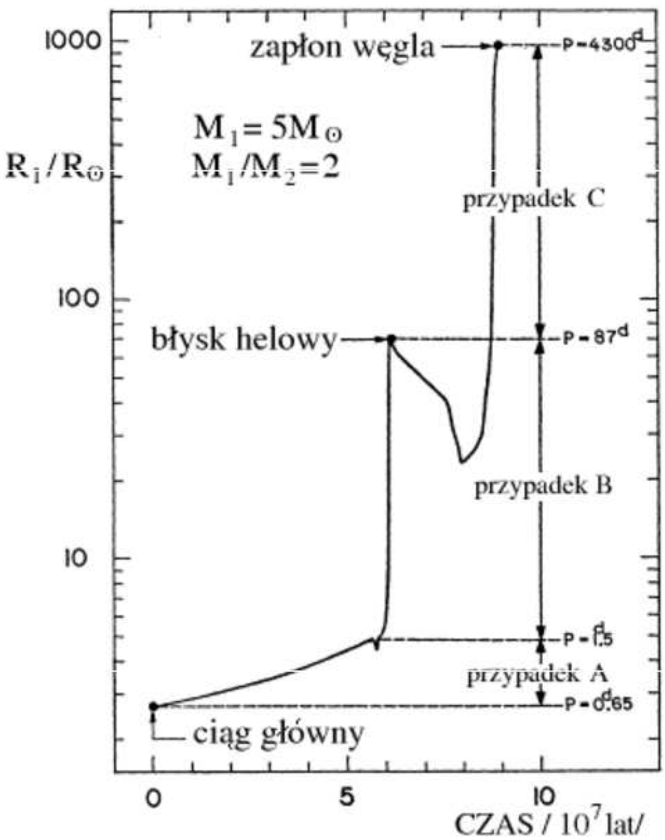
- C - wypełnienie powierzchni Roche'a gdy pali się hel (duża separacja przy P większym niż 100 dni)

Litery A,B,C odpowiadają odpowiednim przypadkom na rysynku 1.17.

Materia wypływa wtedy przez punkt Lagrange'a L_1 i może osiadać na drugą gwiadę. Strumień gazu przepływający przez punkt L_1 ma względem gwiazdy akreującej sporo momentu pędu. Nie może więc osiąść na nią wprost, tworzy się dysk. Akrecja zależna jest od typu gwiazdy akreującej (Czerny, 1996):

- **Dysk Akrecyjny**
  Przy braku pola magnetycznego i lepkości moment pędu strumienia musi być zachowany, zatem nie może on dotrzeć do samej gwiazdy lecz musi ją okrążać w formie pierścienia.

- **Kolumna Akrecyjna**
  Dla gwiazd o silnym polu magnetycznym akrecja gazu odbywa się pod kontrolą pola



Rysunek 1.17. Ewolucja promienia gwiazdy o masie $M = 5_\odot$. Przypadki A,B,C wskazują przedziały okresów orbitalnych przy których nastąpi wypełnienie powierzchni Roche'a. Przyjęto stosunek masy składników $q = \frac{1}{2}$ (Paczyński, 1971).

magnetycznego wzdłuż jego linii sił. Materia opada na gwiazdę o okolicy biegunów magnetycznych tworząc *kolumnę akrecyjną*

Nie są to jedyne metody przekazywania masy między składnikami układu podwójnego, jednak te właśnie zjawiska wprowadzają znaczące efekty obserwacyjne, szczególnie w zakresie spektroskopii i radioastronomii.

Rozdział 2

Pomiary prędkości radialnych

Rozdział ten poświęcony jest redukcji obserwacji spektroskopowych oraz wyznaczaniu na ich podstawie prędkości radialnych gwiazd w układach zaćmieniowych. Na wstępie omówiona zostanie procedura postępowania z surowymi danymi obserwacyjnymi, pochodzącymi ze spektrografu Echelle podłaczonego do 0.5m teleskopu znajdującego się w stacji obserwacyjnej w Borowcu pod Poznaniem (rys. 2.1), oraz ich redukcja. Następnie przedstawione zostaną trzy metody pomiaru prędkości radialnych: pomiar przesunięcia dopplerowskiego poszczególnych linii widmowy metoda jednowymiarowej korelacji krzyżowej oraz metoda dwuwymiarowej korelacji krzyżowej..

Rysunek 2.1. Podwójny teleskop spektroskopowy znajdujący się w stacji obserwacyjnej w Borowcu pod Poznaniem. Aktulanie obserwacje przeprowadzane są na jednym z dwóch teleskopów.

2.1. Obserwacje spektroskopowe

Wykorzystane w tej pracy obserwacje spektroskopowe zostały wykonane przez grupę obserwacyjną na teleskopie spektroskopowym w Borowcu pod Poznaniem. Do teleskopu podłaczony jest spektrograf typu Echelle. Uzyskiwane z niego widma mają zakres długości fali of 4550Å do 9250Å oraz następujące cechy:

- **64 rzędy widma**
  Cechą charakterystyczną spektrografu Echelle jest widmo w postaci wielu rzędów wygiętych w łuki. W przypadku naszego spektrografu na chipie CCD o rozmiarze 2048x2048 pikseli ułożone są 64 rzędy widma. Taka metoda pozwola znacznie lepiej wykorzystać powierzchnię chipa CCD niż ma to miejsce w przypadku widm jednorzędowych. Daje nam to zakres prawie 5000Å.

- **Wzrost długości fali wraz z kolejnymi rzędami Echelle**
  Długość fali wzrasta wraz z kolejnymi rzędami widma. W okolicach rzędu 45 rozpoczyna się zakres długości fali charaktyrystycznych dla bliskiej podczerwieni i wtedy też pojawia si zjawisko określane jako *fringing* (rys. 2.6). Wynika ono z budowy samego chipu CCD i polega na interferencji w jego wnętrzu.

- **Zmniejszenie odległości między rzędami wraz ze wzrostem długości fali**
  Jest związane z budową układu optycznego rozszczepiającego wiązkę światła, którego głównymi elementami są siatka dyfrakcyjna typu Echelle i krosdysperser w postaci pryzmatu.

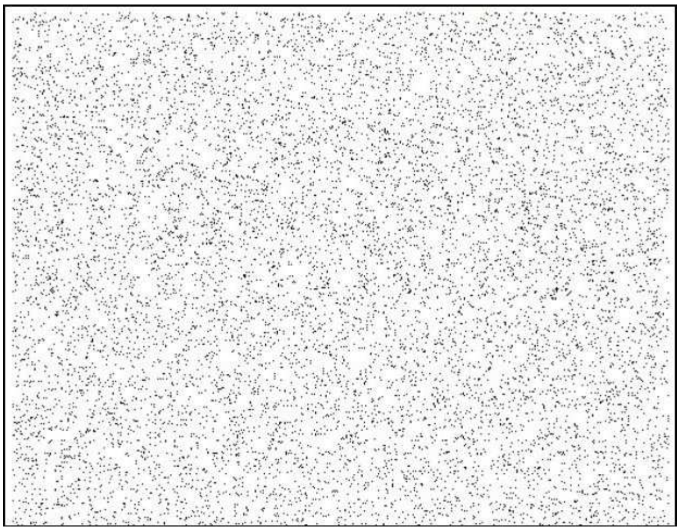
- **Nierównomierne oświetlenie rzędów**
  Środki rzędów są lepiej naświetlone niż ich brzegi.

Wymienione powyżej cechy sprawiają, że redukcja widma Echelle jest bardziej skomplikowana niż redukcja widma jednorzędowego. Jednak to dzięki tej specyfice widma Echelle pozwalają na obserwacje gwiazd w tak szerokim zakresie długości fali.

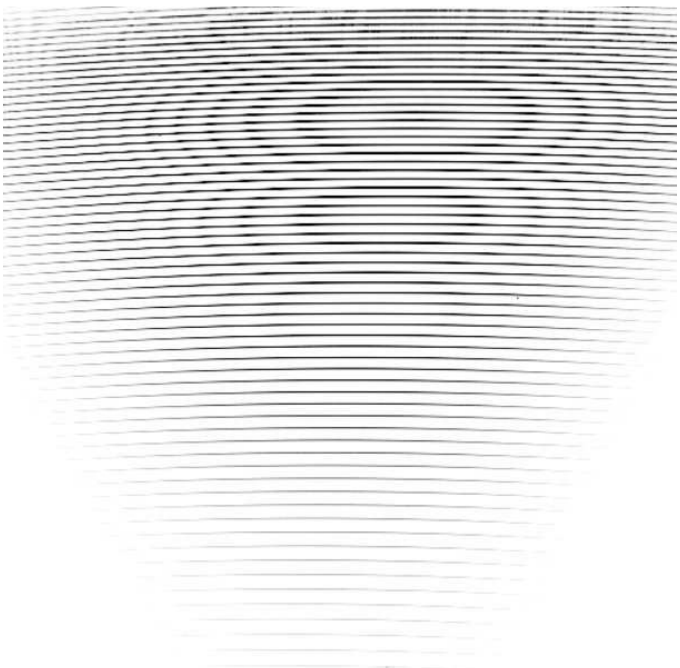
Podczas obserwacji spektroskopowych na omawianym instrumencie pozyskuje się nastepujące typy obrazów CCD:

- **BIAS** (offset) - obraz powstający przy zerowym czasie naświetlania. Każdy z pikseli zawiera pewną ilość ładunku początkowego związanego ze studnią potencjału, którą posiada każdy piksel i którą wytwarza się przykładając dodatni potencjał (rys. 2.2),
- **FLAT FIELD** (pole wyrównujce) - w przypadku spektroskopii jest to widmo ciągłe lampy tungstenowej. Pozwala ustalić rozkład czułości w rzędach widma oraz wymodelować efekt fringe'u (rys. 2.3),
- **ThAr** (widmo Thorowo-Argonowe) - czyli obraz zawierający widmo lampy kalibracyjnej potrzebne do wyznaczenia krzywej dyspersji $\lambda = f(x)$ (rys. 2.4),
- **OBJECT** (widmo obiektu) - obraz zawierający widmo gwiazdy (rys. 2.5).

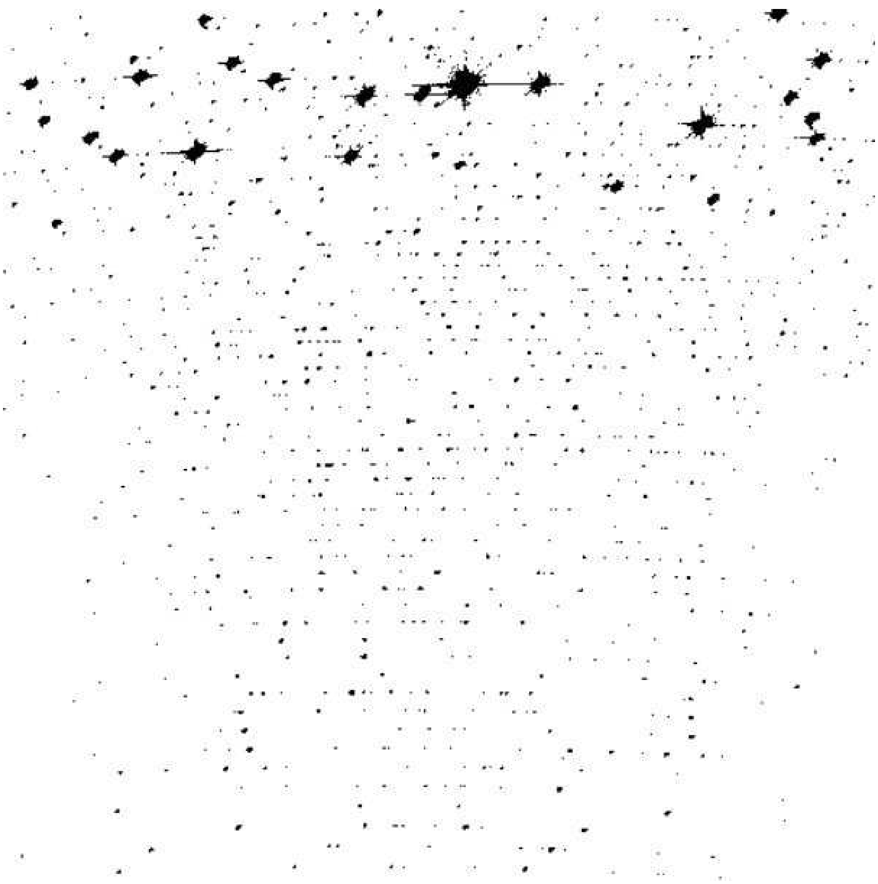
W przypadku innych instrumentów może istnieć także konieczość pozyskania obrazów typu **DARK**, które pokazują rozkład ładunku (prądu ciemnego) powstającego na skutek termicznych szumów elektronów. Kamera podłączona do omawianego spektrografu posiada system chłodzenia pozwalający obniżyć temperaturę matrycy CCD do ok $-90°C$ dla której szum termiczny jest na zaniedbywalnie niskim poziomie.



Rysunek 2.2. Przykład obrazu typu BIAS.



Rysunek 2.3. Przykład obrazu typu FLAT.



Rysunek 2.4. Przykład obrazu typu ThAr.

Rysunek 2.5. Powiększony fragment widma typu Object pokazujący linie absorbcyjne

2.2. Redukcja obserwacji spektroskopowych

Do przeprowadzenia redukcji widm użyty został pakiet *IRAF*, służący do obróbki danych CCD. Proces redukcji oparty był o skrypt M. Fagas i K. Kamińskiego, w którym zawarte są kolejno specjalistyczne komendy pakietu IRAF(taski) związane z obróbką widm typu Echelle i parametry wejściowe potrzebne na różnych etapach redukcji.

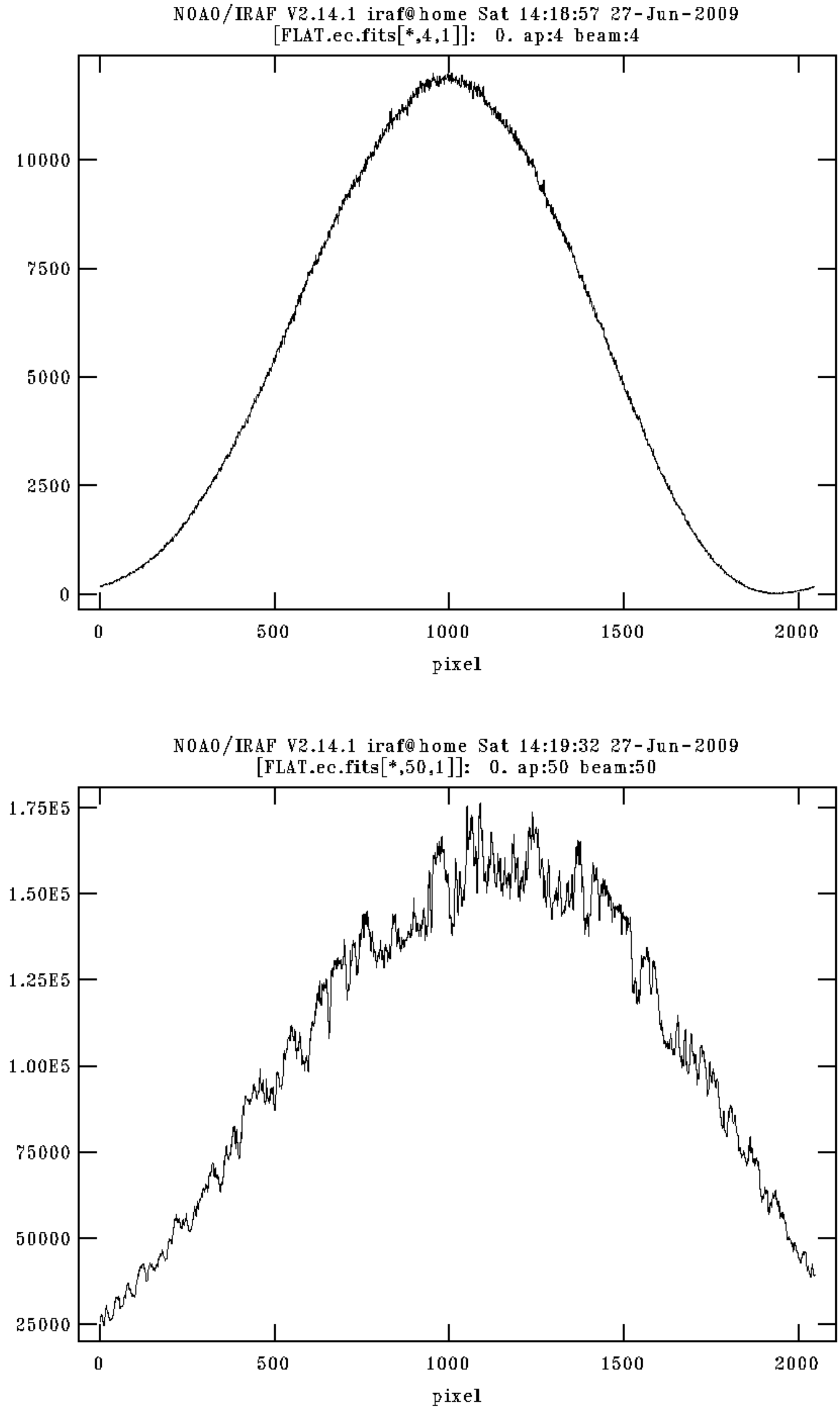
Etapy redukcji widma Echelle

1. **Odjęcie sygnału własnego kamery**
   Na wstępie uśredniane są wszystkie obrazy typu BIAS. Ponieważ w matrycę CCD mogą trafić cząstki promieniowania kosmicznego, użycie średniej arytmetycznej dałoby niedokładne rezultaty . Dlatego stosuje się mediane. Mediana pozwala na odrzucenie z obrazu pikseli o najwyższym (promienie kosmiczne) sygnale i dopiero po takim zabiegu filtracji wykonywana jest średnia. Po otrzymaniu uśrednionego obrazu (MASTERBIAS), odejmuje się go od pozostałych typów obrazów. Dzięki temu procesowi otrzymuje się obrazy obiektu, pola wyrównującego oraz lampy kalibracyjnej uwolnione od tej wady związanej z samą kamerą CCD.

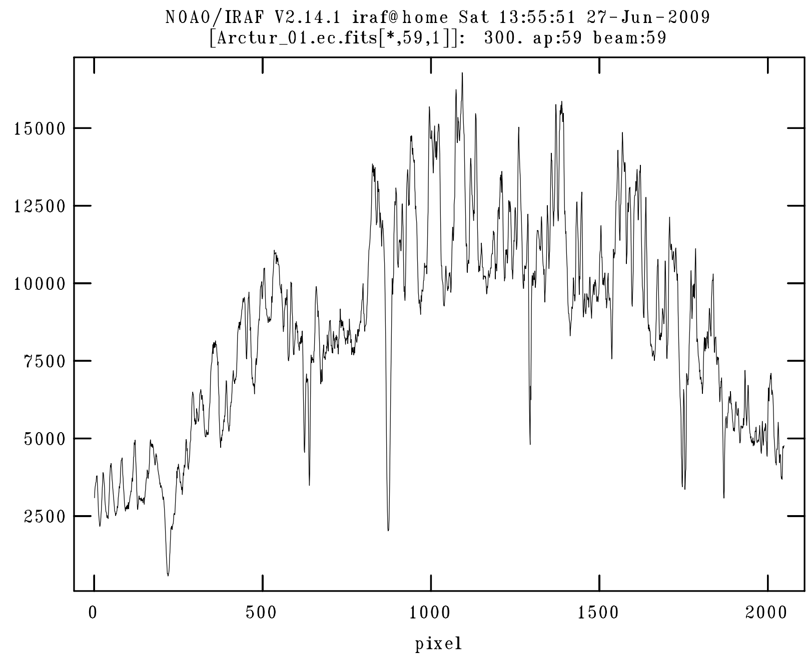
2. **Ustalenie uśrednionego rozkładu czułości pikseli matrycy CCD w rzędach**
   Tą samą metodą jak obrazy typu BIAS, uśredniane są obrazy tupu FLAT. W efekcie uzyskujemy średni obraz **MASTERFLAT**, który w nastepnych etapach redukcji pozwoli na skorygowanie obrazów pod kątem różnej czułości pikseli na matrycy CCD, oraz na usunięcie efektu fringe. W tym celu widmo obiektu dzielone jest przez średni obraz MASTERFLAT (rys. 2.7 i 2.8)

3. **Ustalenie śladu widma**
   Rzędy widma Echelle nie przebiegają na detektorze CCD równolegle do rzędów pikseli. Etap ten ma na celu zbadanie kształtu łuków w które wygięte są poszczególne rzedy. Aby tego dokonać dopasowuje się do każdego punktu wzdłuż osi dyspersji, prostopadły do tego kierunku profil Gausa. Ślad danego rzędu widma (Trace) powstaje poprzez dopasowanie wielomianu do maksimów tych profili . Ady ślad był możliwie jak najdokładniej wyznaczony, wykonuje się go najczęściej na obrazach typu FLAT gdyż są najlepiej naświetlone.

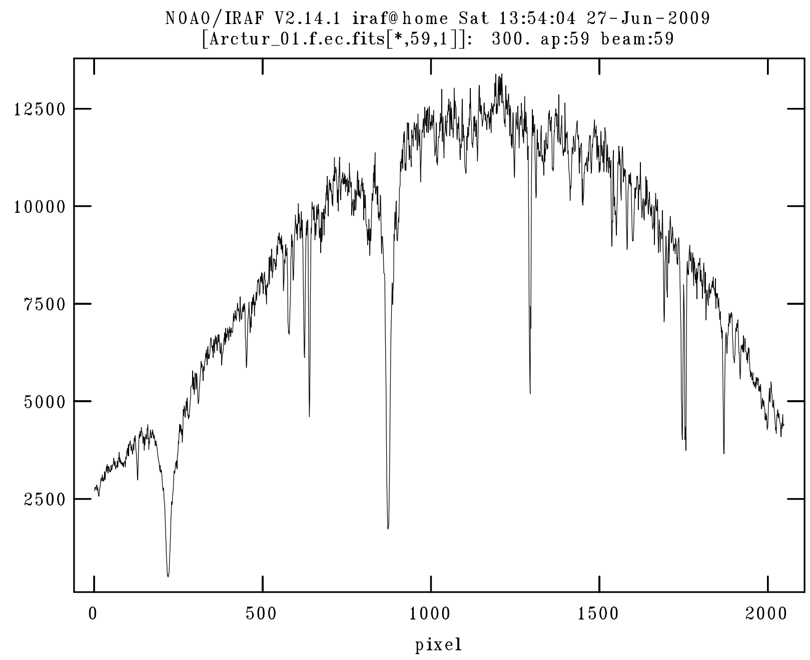
4. **Transformacja widma do postaci jednowymiarowej**
   Posiadając informacje o śladach łuków widma każdy rząd transformowany jest do postaci jednowymiarowej czyli zależności natężenia sygnału od numeru piksela. Dokonuje się tego sumując sygnał z pikseli odpowiadających danej długości fali w rzędzie (prostopadle do kierunku dyspersji). Wynik otrzymujemy w postaci 64 wykresów zależności natężenia sygnału od numeru piksela w danym rzędzie.



Rysunek 2.6. Przykład niskiego (wykres po lewej) i wysokiego (wykres po prawej) rzędu widma FLAT FIELD. Na osi pionowej przedstawione jest natężenie sygnału. Wykres na dole strony jest mocno zniekształcony na skutek zjawiska fringe'u.

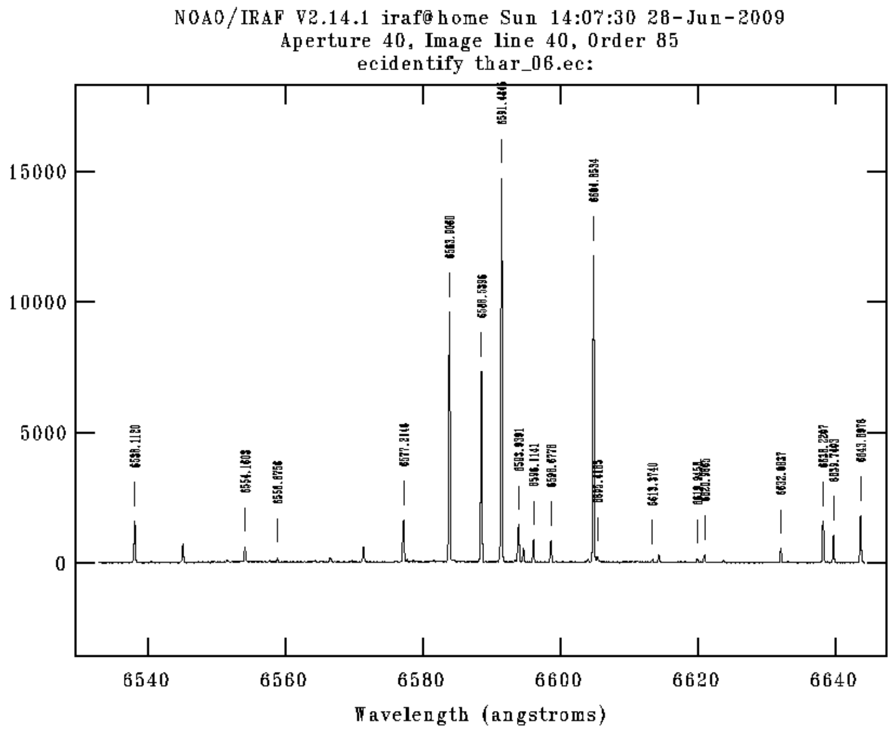


Rysunek 2.7. Rząd 59 widma obiektu przed podzieleniem przez średni obraz MASTERFLAT



Rysunek 2.8. Rzd 59 widma obiektu po redukcji na płaskie pole

5. **Identyfikacja linii emisyjnych widma thorowo-argonowego**
Celem tego etapu redukcji jest wyznaczenie krzywej dyspersji. Aby tego dokonać niezbędne jest widmo lampy kalibracyjnej. Lampa ta zawiera zjonizowany gaz, który emituje linie w określonych długościach fali (linie emisyjne), które są naszymi markerami laboratoryjnej długości fali. Takim widmem jest na przykład widmo lampy thorowo-argonowej, które w trakcie obserwacji pozyskuje się naprzemian z widmem badanego obiektu. Linie emisyjne w takim widmie mają znaną długość fali. Ponieważ położenie łuków w widmie obiektu i widmie kalibracyjnym jest takie samo, tak więc wyznaczenie krzywej dyspersji dla widma lampy kalibracyjnej, pozwoli tą zależność zastosować do widm obiektu.
Różne lampy kalibracyjne tego samego typu mogą wykazywać drobne różnice w składzie chemicznym. Ma to jednak istotny wpływ na widmo danej lampy. W widmie lampy należy zidentyfikować linie emisyjne przy użyciu atlasu lini widmowych. Procedura wymaga identyfikacji przynajmniej 5 lini emisyjnych w każdym rzędzie a następnie, poprzez dopasowanie wielomianu stopnia zbliżonego do ilości znanych linii, identyfikuje się słabsze linie (rys. 2.9). Raz wykonana identyfikacja dla danej lampy może być wykorzystywana jako wzorzec do przyszłych automatycznych identyfikacji.



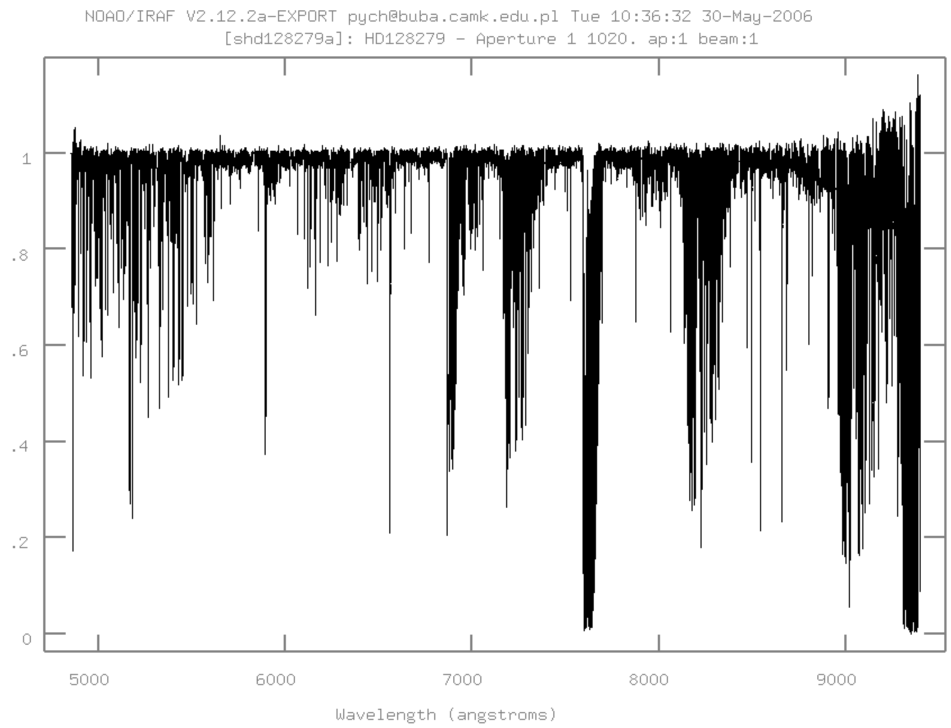
Rysunek 2.9. Fragment widma lampy kalibracyjnej ze zidentyfikowanymi liniami emisyjnymi

6. **Przeniesienie krzywej dyspersji na widma obiektów**
Wyznaczona w poprzednim etapie krzywa dyspersji zostaje przeniesiona na widma obiektów. W efekcie otrzymuje się rzędy widma w postaci zależności natężenia od

długości fali.

7. **Usuwanie kontinuum**
   Następnym krokiem jest unormowanie kontinuum do 1. Redukowane widmo ma znacznie silniejszy sygnał w średnim przedziale długości fali i dość słaby sygnał zarówno w przedziałach fal niebieskich i podczerwieni. Wynika to z czułości użytego detektora i transmisji układu optycznego w różnych długościach fali. Na tym etapie do kontinuum poszczególnych rzędów dopasowywany jest wielomian a następnie widmo zostaje unormowane.

8. **Łączenia rzędow widma w całość**
   Ostatnim krokiem podstawowej redukcji jest złożenie widma z poszczególnych rzędów. Brzegi sąsiadujących rzędów w widmie Echelle przedstawiają fragmenty widma w tym samym przedziale długości fali. Tak więc po znalezieniu wspólnych fragmentów widma w sąsiadujących rzędach można je na siebie nałożyć i tym samym uzyskać unormowane do jedności widmo o zakresie od 4550 Å do 9200 Å (rys. 2.10).



Rysunek 2.10. Połączone widmo obiektu unormowane do jedności

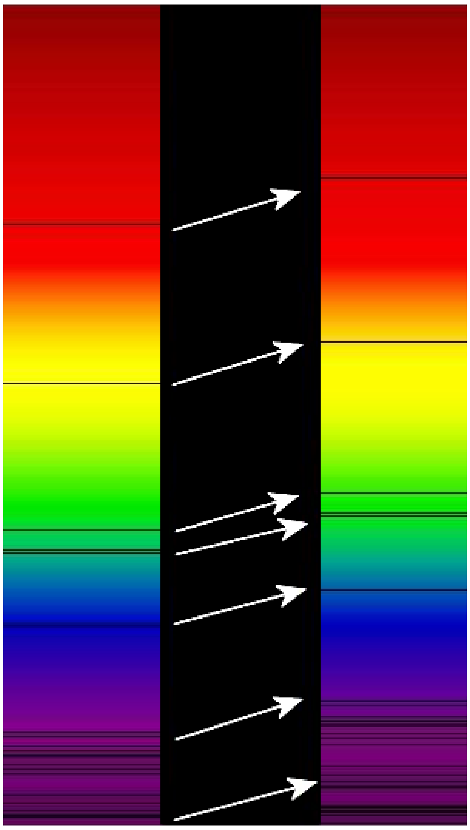
2.3. Przegląd metod

2.3.1. Efekt Dopplera

Prędkości radialne gwiazd mierzy się poprzez wyznaczenie przesunięcia linii w długości fali na skutek efektu Dopplera (rys. 2.11). Przesunięcie w długości fali $\Delta\lambda$, nazywane *przesunięciem dopplerowskim*, związane jest z prędkością źródła v następującą zależnością:

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c \tag{2.1}$$

gdzie $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0|$, λ to obserwowana długość fali, λ_0 to długość fali źródła nieporuszającego się względem obserwatora natomiast stała c wyraża prędkość światła.



Rysunek 2.11. Widmo Słońca (po lewej) o znanym połorzeniu linii absorbcyjnych oraz widmo oddalającej się od obserwatora gwiazdy z ciagu głównego (po prawej). Widać przesunięcie linii absorbcyjnych w widmie gwiazdy na skutek efektu dopplera.

Jeśli źródło oddala się od obserwatora, to λ ma większą wartość niż λ_0 i przesunięcie dopplerowskie nazywamy *przesunięciem ku czerwieni.* Jeśli natomiast źródło porusza się w stronę obserwatora to obsewowane λ ma wartość mniejszą niż λ_0 i przesunięcie dopplerowskie jest nazywane *przesunięciem ku błekitowi.*

Linie widmowe powstają na skutek emisji lub absorbcji fotonów związanych z konkretnymi pierwiastkami występującymi w atmosferach gwiazd. Linie te powstają na określonych długościach fali, mogą także posiadać charakterystyczne profile lub występować w grupach. Po zidentyfikowaniu w widmie gwiazdy takich linii możemy wyznaczyć ich przesunięcie w stosunku do laboratoryjnych długości fali, a na tej podstawie poznać przybliżone przesunięcie dopplerowskie całego widma a czego efektem jest możliwość obliczenia prędkości radialnej gwiazdy. Im więcej linii uda się zidentyfikować i pomierzyć ich przesunięcia, tym dokładniejszy będzie pomiar prędkości radialnej. Poniżej przedstawionych jest kilka metod wyznaczania prędkości radialnych opartych o analizę przesunięć doplerowskich

2.3.2. Pomiar przesunięcia dopplerowskiego poszczególnych linii widmowych

Najprostszym podejściem do wyznaczenia prędkości radialnych jest pomiar przesunięcia dopplerowskiego dla pojedyńczej linii widmowej. Jest to metoda bazująca bezpośrednio na przedstawionej wcześniej zależności 2.1. Programem korzystającym z tej metody jest program **RVIDLINES** wchodzący w skład pakietu IRAF.

Korzystanie z programu można przedstawić w kilku krokach:

1. **Wczytanie i wyświetlenie widma badanej gwiazdy**
   Istotne jest aby plik zawierający zredukowane widmo gwiazdy posiadał w nagłówku informacje o współrzędych obiektu, współrzędych miejsca obserwacji, epoce oraz dokładnym czasie obserwacji. Są to dane potrzebne do póżniejszej transformacji uzyskanych prędkości do heliocentrycznego układu odniesienia.

2. **Wybór linii widmowej oraz znalezienie jej centrum**
   Po wybraniu linii widmowej oznaczamy jej przybliżone centrum oraz ustalamy dla niej poziom tła. Następnie program dopasowuje do niej profil Gaussa korzystając z nie liniowego algorytmu Levenberga-Marquardta (rys. 2.12). W efekcie wyznaczona zostaje długość fali środka linii λ, jej głebokość i bład pomiaru. W razie problemów z automatycznym dopasowaniem profilu Gaussa do linii można zmienić typową szerokość połówkową linii i ponownie spróbować automatycznego dopasowania.

3. **Ustalenie przesunięcia w długości fali**
   Po wyznaczeniu długości fali środka linii λ wprowadzamy jej laboratoryjną wartość długości fali λ_0. Wynik jest dokładniejszy dla większej liczby linii.

4. **Wyznaczenie wartości prędkości radialnych**
   Dysponując wartościami λ i λ_0 dla linii widmowych program korzystając z wzoru:

   $$V_{obs} = \frac{|\lambda - \lambda_0|}{\lambda} c \qquad (2.2)$$

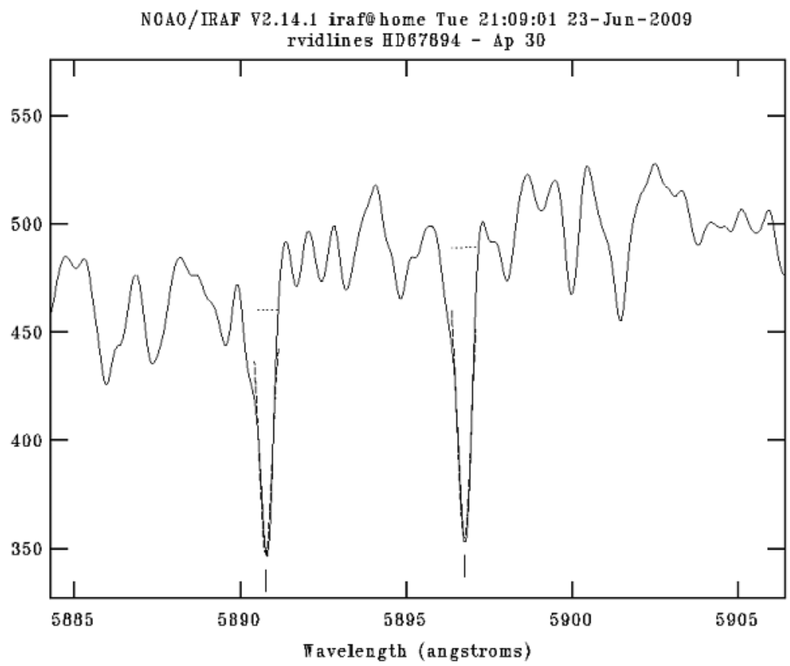
   wyznacza obserwowane prędkości radialne w układzie odniesienia związanym z miejscem obserwacji.

5. **Transformacja prędkości do heliocentrycznego układu odniesienia**
   Na skutek ruchu orbitalnego obserwator na Ziemi przybliża się i oddala od obserwowanej gwiazdy. Ruch obserwatora wraz z Ziemią po orbicie może zakłócić pomiar czasu o 8 minut a pomiar prędkości radialnej o $30\frac{km}{s}$. Konieczna jest więc

transformacja do heliocentrycznego układu odniesienia. Dokonuje się jej zgodnie z wzorem:

$$V_{helio} = V_{obs} + H, \tag{2.3}$$

gdzie H jest to poprawka heliocentryczna wyrażającą prędkość obserwatora względem Słońca. Program RVIDLINES oblicza tą poprawkę korzystając z informacji podanych w nagłowku o których mowa była w punkcie 1.



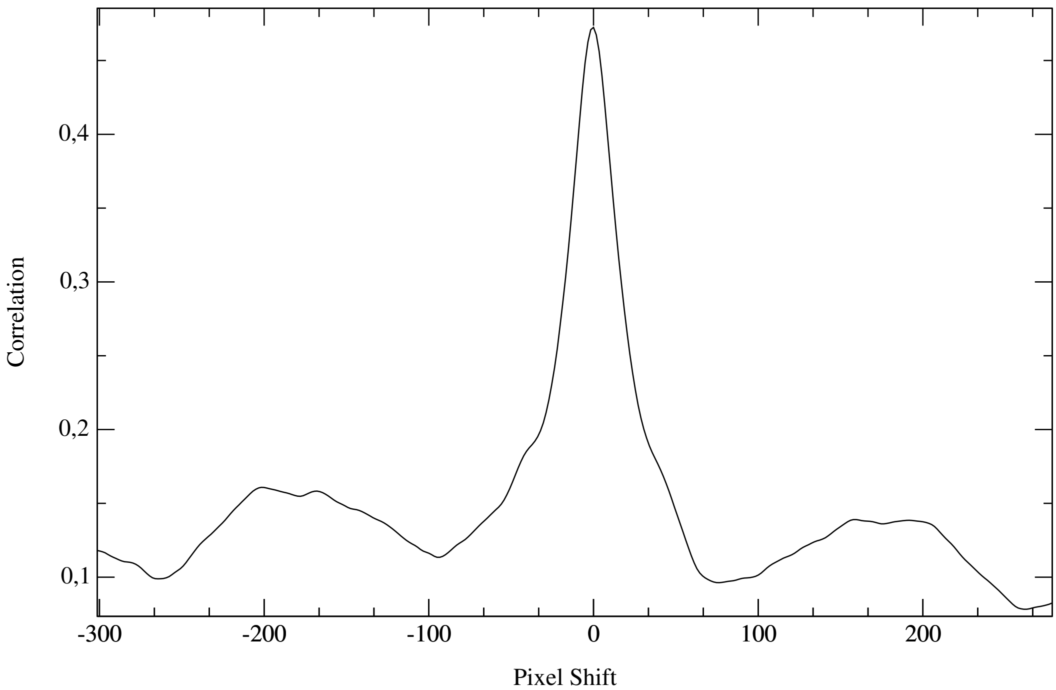
Rysunek 2.12. Ekran programu RVIDLINES. Fragment widma przedstawiający linie absorbcyjne dubletu sodowego. Pionowe linie na wykresie wskazują centa linii dubletu sodowego wyznaczone przez dopasowanie do obu linii absorbcyjnych profili Gausa

W przypadku gwiazd podwójnych linie widmowe pochodzące od obu składników o małej różnicy prędkości mogą się na siebie nakładać. W takiej sytuacji w kroku 2 można wskazać dwa przybliżone środki linii. Program wtedy dopasuje dwa profile Gaussa, w efekcie czego otrzymamy dwie długości fali wskazujące środki linii od obu składników.

Metoda pomiaru przesunięcia dopplerowskiego poszczególnych linii widmowych jest przydatna szczególnie w przypadku obserwacji o dużym stosunku sygnału do szumu, gdzie widać dużo linii widmowych. Jest ona także przydatna w przypadku badania linii emisyjnych pochodzących na przykład od dysku akrecyjnego mogącego występować w ciasnych układach podwójnych. Jednak w przypadku widm Echelle o dużym zakresie długości fali korzystanie wyłącznie z małego zakresu i opieranie się tylko o zidentyfikowane linie widmowe stanowi minus metody, gdyż nie wykorzystuje ona w pełni posiadanych danych obserwacyjnych.

2.3.3. Metoda jednowymiarowej korelacji krzyżowej

Inną metodą za pomocą której możliwe jest wyznaczenie prędkości radialnych jest metoda jednowymiarowej korelacji krzyżowej. Polega ona na porównaniu widma obserwowanej gwiazdy z widmem odniesienia oraz znalezienie względnego przesunięcia ich linii widmowych. W przeciwieństwie do metody poprzedniej, metoda korelacji krzyżowej nie jest ograniczona jedynie do znanych linii widmowych, lecz może porównywać widma w całym dostępnym zakresie długości fali. Poszukiwanie względnego przesunięcia polega na "przesuwaniu" widma obiektu w długości fali względem widma odniesienia i wyznaczaniu wartości funkcji korelacji krzyżowej (ang. Cross Correlation Function, CCF), która jest miarą podobieństwa obu widm. W efekcie uzyskujemy wykres przedstawiający zależność wartości CCF dla danego przesunięcia (rys. 2.13). Maksymalna wartość fukcji korelacji, tzw. pik korelacyjny, będzie występował w punkcie odpowiadającym przesunięciu dającemu najlepszą zgodność widma obserwowanego z widmem odniesienia. Przesunięcie linii w długości fali można przeliczyć na prędkość radialną, tak więc metoda ta pozwala na dokładne wyznaczenie prędkości radialnych badanych obiektów. Dokładność wynika z możliwości poszukiwania przesunięcia dopplerowskiego na dużym zakresie widma a nie tylko na poszczególnych liniach.



Rysunek 2.13. Wykres przedstawiający przebieg funkcji korelacji krzyżowej. Na osi poziomej mamy przesunięcie w pikselach, na osi pionowej wartość funkcji korelacji.

Jeżeli przyjmiemy, że widmo obiektu jest opisane funkcją $f(x)$ a widmo odniesienia funkcją $g(x)$, to wzór na funkcję korelacji krzywowej tych funkcji ma postać:

$$(f \star g)(x) = \int f^*(r)\, g(x+t)\, \Delta t, \tag{2.4}$$

gdzie x reprezentuje długość fali λ natomiast $f^*(x)$ oznacza funkcję sprzężoną do funkcji $f(x)$, której uzyskanie wymaga jednak skomplikowanych obliczeń.

Istnieje jednak prostszy sposób obliczania funkcji korelacji. Wykorzystuje się podobieństwo korelacji krzyżowej do konwolucji dwóch funkcji. Na mocy tego podobieśtwa zachodzi zależność:

$$F[f \star g] = (F[f])^* \cdot (F[g]), \tag{2.5}$$

gdzie F oznacza transformatę Fouriera a $(F[f])^*$ oznacza wartość sprzężoną do wartości transformaty Fouriera z funkcji $f(x)$. Po obliczeniu prawej strony równania wystarczy na wyniku przeprowadzić odwrotną transformatę Fouriera i w efekcie otrzymujemy wartość funkcji korelacji krzyżowej.

Programem korzystającym z metody korelacji krzyżowej jest program FXCOR z pakietu IRAF. Jako dane wejściowe potrzebne jest widmo obiektu oraz widmo odniesienia. Jako widma odniesienia mogą posłużyć zarówno widma dobrze zbadanych gwiazd podobnego typu co badany obiekt, jak i widma syntetyczne, powstałe w oparciu o modele atmosfer. Praca z programem wygląda następująco:

1. Na początku należy wybrać zakres długości fali dla którego będziemy szukać korelacji między widmami. FXCOR pozwala wykorzystać do korelacji całe widmo lub wybrane zakresy. Jest to szczególnie pomocne w sytuacji, gdy na przykład chcemy do korelacji używać zakresów nie zawierających linie teluryczne.

2. Po wybraniu jednakowego zakresu długości fali dla obu widm program, korzystając z metody korelacji krzyżowej, tworzony jest wykres przedstawiający zależność CCF od względnego przesunięcia widma obiektu względem widma odniesienia (rys. 2.13).

3. Następnie można zmienić poziom tła, który wpływa na dopasowanie krzywej Gausa do piku korelacyjnego. Dopasowana krzywa wyznacza środek piku korelacyjnego.

4. Jeśli mamy do czynienia z kilkoma pikami korelacyjnymi, które nakładają się na siebie w przypadku gwiazd podwójnych lub wielokrotnych, tym samym zaburzając swoje położenia na wykresie CCF, za pomocą funkcji *deblendingu* możemy je rozdzielić. Najpierw należy określić granice wykresu między którymi znajdują się piki, a następnie oznaczyć ich przybliżone maksima. Można na raz wskazać do czterech maksimów. Program dopasuje do zaznaczonych punktów profile Gausa, jeżeli natomiast nie będą się one pokrywać z wykresem, wtedy można zmienić granice dla funkcji deblendingu i spróbować ponownie. Problem ze zbierznością może wystąpić jeśli na zaznaczonym obrzasze znajduje się więcej maksimów niż wskazaliśmy.

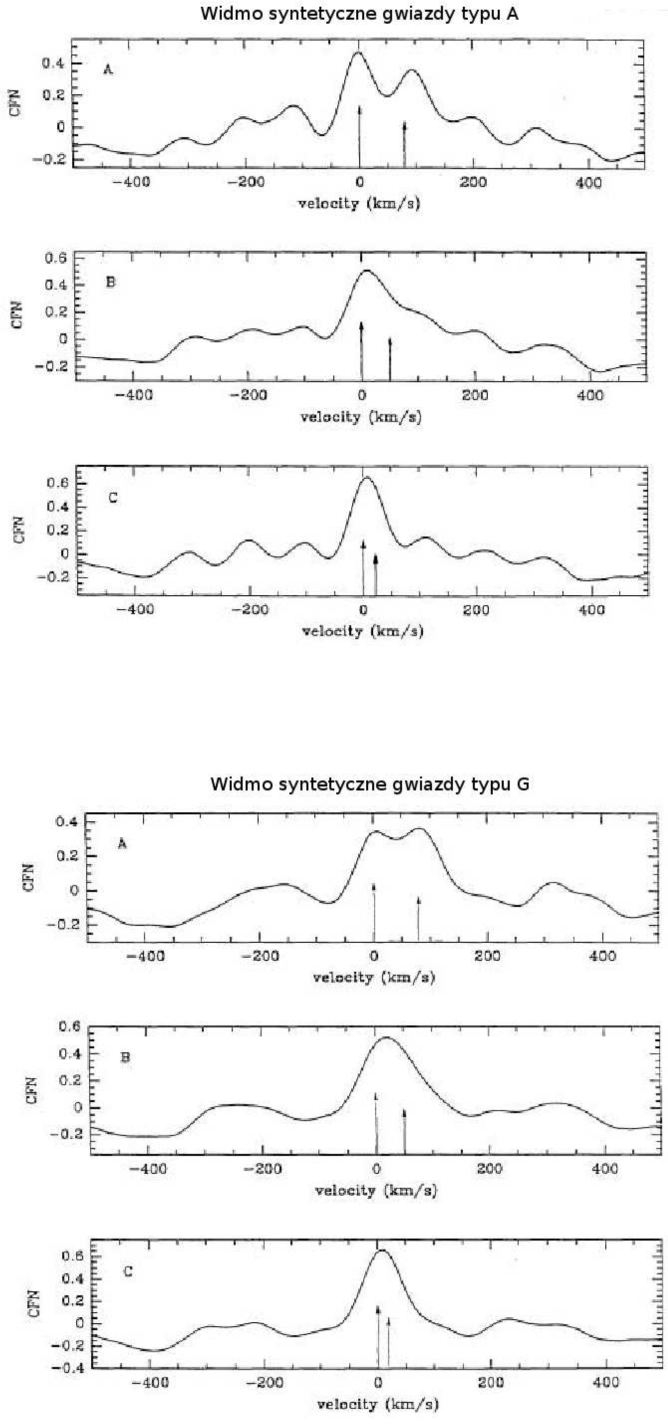
5. Po udanym dopasowaniu profilu Gausa do piku korelacyjnego, program przelicza względne przesunięcie w długości fali na prędkość radialną a następnie podobnie jak RVIDLINES, oblicza wartość prędkości w układzie heliocentrycznym.

Dla układów spektroskopowo podwójnych typu SB2, gdzie w widmie widać linie pochodzące od obu składników, zastosowanie metody korelacji krzyżowej powinno w wyniku wskazać dwa piki korelacyjne na wykresie CCF, po jednym dla obu składników. Jeśli składniki układu mają dużą różnicę prędkości radialnych, wtedy oba piki powinny być wyraźnie odseparowane od siebie. Jeśli jednak różnica w prędkościach będzie niewielka, wtedy na wykresie CCF możemy dostać tylko jeden pik pochodzący najczęściej od głównego składnika układu. Drugi, mniejszy pik będzie niedostrzegalny, jednak w rzeczywistości będzie on złączony z dużym pikiem. Efektem tego będzie przesunięcie maksimum widocznego piku korelacyjnego a to będzie wpływało negatywnie na pomiar prędkości radialnej głównego składnika. Metodą, jaka w takich przypadkach daje lepsze rezultaty jest metoda TODCOR opracowana przez Zuckera i Mazeha w 1994 roku a dotycząca korelacji dwuwymiarowej. W swojej pracy wykazali także ograniczenia korelacji jednowymiarowej, przeprowadzając symulacje dla układów z gwiazdami różnych typów widmowych i dla kilku wartości różnicy prędkości radialnej składników (rys. 2.14).

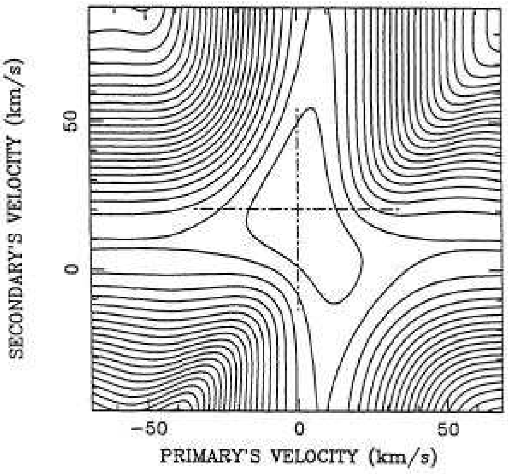
2.3.4. Metoda dwuwymiarowej korelacji krzyżowej (TODCOR)

Metoda korelacji dwuwymiarowej TODCOR (ang. TwO Dimentional CORelation, Zucker & Mazeh, 1994) stanowi uogólnienie korelacji jednowymiarowej. W metodzie korelacji jednowymiarowej korelowane było widmo obiektu z pojedyńczym widmem odniesienia. Rozkład natężeń w widmie jest uzależniony od temperatury gwiazdy. Korelując widmo układu podwójnego, w którym składniki mogą mieć różne temperatury efektywne, z widmem odniesienia reprezentującym gwiazdę o określonej temperaturze, nie uwzględniamy różnic w widmach obu składników. Widmo obserwowanego układu należy rozpatrywać jako złożeniem dwóch znanych widm z nieznanym względnym przesunięciu. Korelacja daje lepsze rezultaty, jeśli jako widmo odniesienia używa się widma o zbliżonym typie widmowym co obserwowany obiekt. Metoda dwuwymiarowej korelacji krzyżowej opiera się na jednoczesnej korelacji z dwoma widmami odniesienia.

TODCOR jest dwuwymiarową funkcją, w której dwoma niezależnymi zmiennymi są prędkości radialne obu składników. W efekcie uzyskuje się trójwymiarowy wykres, gdzie na osiach x,y podstawy pokazane są prędkości radialne obu składników, natomiast pionowa oś z wskazuje wartość dwuwymiarowej korelacji krzyżowej.



Rysunek 2.14. Wykresy jednowymiarowowej korelacja krzyżowej układu spektroskopowo podwójnego (SB2) dla widma odniesienia typu widmowego A (górne trzy) i G (dolne trzy). Symulacje przeprowadzone dla różnicy prędkości radialnych (od góry): 80 km/s, 50 km/s, 20 km/s. Im chłodniejsza gwiazda tym trudniej oddzielić piki korelacyjne obu składników (Zucker & Mazeh, 1994).



Rysunek 2.15. Wykres dwuwymiarowej korelacji krzyżowej. Liniami ciągłymi pokazane są obszary o stałej wartości korelacji. W punkcie przecięcia linii przerywanych, równoległych do obu osi prędkości radialnych, znajduje się punkt o najwyższej wartości korelacji, pik korelacyjny (Zucker& Mazeh, 1994).

Procedura postępowania w przypadku metody dwuwymiarowej korelacji krzyżowej wygląda następująco:

1. przeprowadzić jednowymiarową korelację krzyżową pomiędzy widmem obserwowanym a pierwszym widmem odniesienia,

2. przeprowadzić jednowymiarową korelację krzyżową pomiędzy widmem obserwowanym a drugim widmem odniesienia,

3. przeprowadzić jednowymiarową korelację pomiędzy dwoma widmami odniesienia.

4. Zastosować wzór na wartość dwuwymiarowej korelacji krzyżowej, korzystający z ustalonych wcześniej korelacji jednowymiarowych:

$$R_{f,g_1,g_2}\left[s_1, S_2, \hat{\alpha}\left(s_1, s_2\right)\right] = \sqrt{\frac{C_1^2(s_1) - 2C_1(s_1)C_2(s_2)C_{12}(s_2 - s_1) + C_2^2(s_2)}{1 - C_{12}^2(s_2 - s_1)}}, \quad (2.6)$$

gdzie:

a) s_1, s_2 to przesunięcia w pikselach,

b) $C_1(s_1)$ to wartość funkcji CCF dla korelacji widma obiektu z pierwszym widmem odniesienia,

c) $C_2(s_2)$ to wartość funkcji CCF dla korelacji widma obiektu z drugim widmem odniesienia,

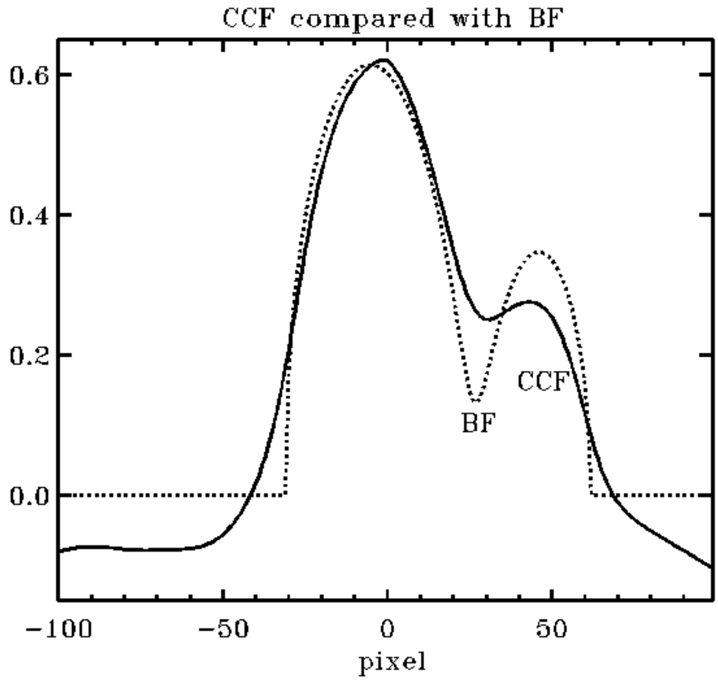
d) $C_{12}(s_2 - s_1)$ to wartość funkcji CCF dla korelacji dwóch widm odniesienia.

Przyjmuje się że wagi α obu widm odniesienia są takie sama. Należy także pamiętać aby zakresy długości fali we wszystkich korelowanych widmach były takie same.

2.3.5. Inne metody

Przedstawione w tym rozdziale metody nie wyczerpują zagadnienia pomiaru prędkości radialnych. Wśród innym metod można przykładowo wymienić:

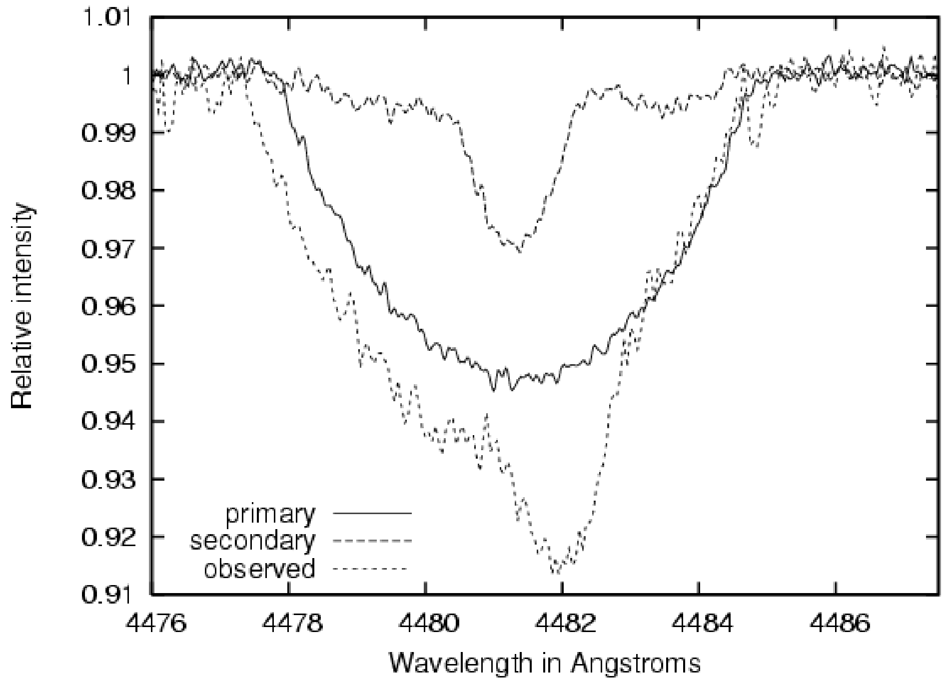
- **Funkcja poszerzenia linii widmowych (Broadening function, BF)**
  Jest to metoda opierająca się o liniową funkcję dekonwolucji. Została opracowana przez prof S. Rucinskiego (Rucinski, 2004) jako zbiór procedur środowiska IDL, służący do wyznaczania prędkości radialnych na podstawie korelacji widma obiektu z widmem syntetycznym. Metoda ta pozwala na lepsze rozseparowanie maksimów pików korelacyjnych niż ma to miejsce w przypadku metody jednowymiarowej korelacji krzyżowej. Przewagą BF nad CCF jest brak zlewania się pików korelacyjnych przy zbyt małych różnicach prędkości radialnych. Jest to możliwe dzięki uzwględnieniu naturalnych mechanizmów poszerzania linii widmowych, Metoda



Rysunek 2.16. Porównanie metody CCF (linia ciągła) i BF (linia przerywana) (Rucinski, 2004).

jest niezwykle wrażliwa na obecność linii emisyjnych w badanych widmach. Jeśli nie posiadamy widma odniesienia zawierającego linie emisyjne widoczne w widmie obiektu, wtedy powinniśmy pominąć te zakresy długości fali na których owe linie występują. (Rucinski, 2004).

- **Metoda rozplatania widma układu podwójnego (Spectral Disentangling)** Jest to metoda mająca na celu ustalenie wkładu, jakie widma poszczególnych składników układu mają na kształt widma obserwowanego. Znane są dwa główne podejścia do metody (Torres, 2007): korzystanie z algorytmów opartych na Fourierowskich elementach widm oraz z algorytmów opartych o przedziały prędkości (velocity bins). Rezultatem metody ma być uzyskanie odrębnych widm dla każdego ze składników układu oraz odpowiednich przesunięć dopplerowskich, przy których po złożeniu otrzymalibyśmy widmo obserwowane,



Rysunek 2.17. Rozpleciony fragment widma układu podwójnego zawierający linie absorbcyjną MG II. Linią ciągłą przedstawione jest widmo pierwszego składnika, linią przerywaną widmo drugiego składnika, natomiast linią kropkowaną widmo układu podwójnego Atlas zaobserwowanego w roku 1995 (Zwahlen, 2004).

Rozdział 3

Modele układów zaćmieniowych

3.1. Układ rozdzielony BD-002862

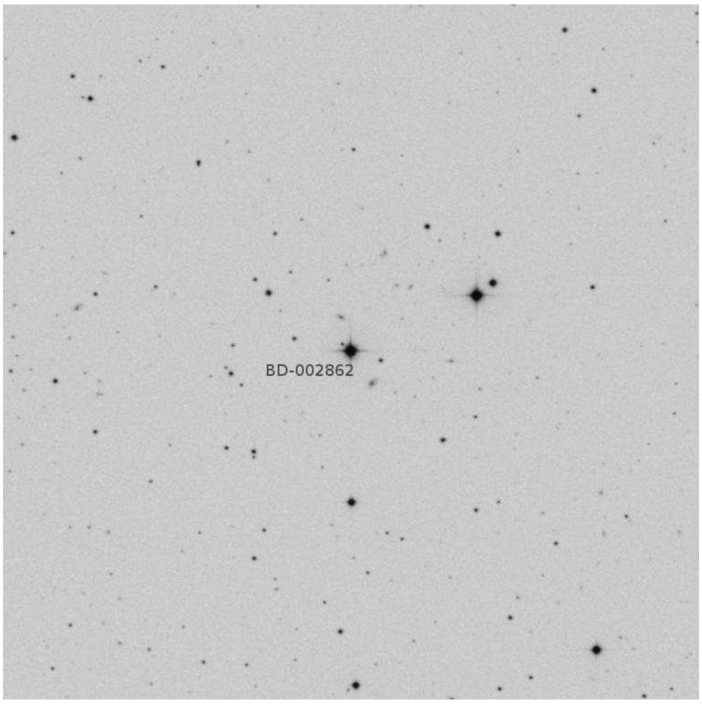
3.1.1. Informacje o układzie

Układ BD-00 2862 jest rozdzielonym układem podwójnym (rys. 3.1). Był obserwowany jako jeden z 642 obiektów w okolicy wybranych obszarów równika niebieskiego w ramach tworzenia katalogu VizieR On-line Data Catalog (Landolt, 1973). Celem obserwacji było ustalenie nowych standardów fotometrycznych mających posłużyć do stworzenia systemu UBV dla słabych obiektów obserwowalnych z obu półkul. Z tego katalogu pochodzi wskaźnik barwy układu BD-00 2862, $B-V = 0.71$. Dostępne krzywe zmian blasku pochodzą z przeglądu ASAS (*All Sky Automated Survey* Pojmański, 1997). Z tego samego źródła pochodzi także pierwsze przybliżenie okresu orbitalnego $P = 2.150506$ doby. Typ widmowy sklasyfikowano jako G5 (Drilling, 1979). W literaturze nie ma informacji na temat wcześniejszych obserwacji spektroskopowych tego obiektu, ani o wcześniej wyznaczonych modelach.

3.1.2. Dane obserwacyjne

- **Dane fotometryczne**
  Krzywe zmian blasku pochodzą z przeglądu ASAS. Fotometria została wykonana w filtrze I oraz V. Podstawowe informacje o obserwacjach dla obu filtrów przedstawiono w tabelce 3.1.

- **Dane spektroskopowe**
  Obserwacje spektroskopowe zostały wykonane na 0.5 metrowym teleskopie w Borowcu pod Poznaniem - PST (Poznan Spectroscopic Telescope), do którego za pomocą światłowodu podłączony jest spektrograf typu Echelle. Widma pochodzą z 5 nocy, pierwsze z czerwca 2008 roku a pozostałe z początku kwietnia 2009. Wykonane zostały przez obserwatorów PST. Uzyskano w sumie 11 widm o zakresie



Rysunek 3.1. Mapa przedstawiająca pole gwiazdowę zawierające układ BD-00 2862. Współrzędne obiektu z katalogu ICRS na epokę J2000: $\alpha = 14\ 42\ 44.4126$, $\delta = -00\ 39\ 55.170$

Epoka obserwacji (HJD)	Fotometria	Ilość punktów obserwacyjnych	Długość fali
2451279	filtr I	882	900nm
2453524	filtr V	378	550nm

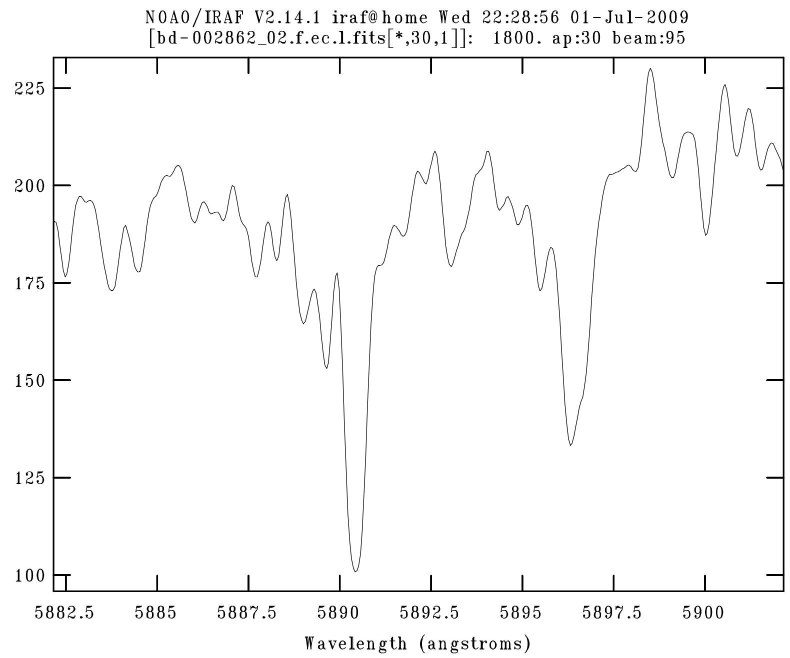
Tabela 3.1. Zestawienie informacji dla danych fotometrycznych

długości fali od 4550Å do 9250Å

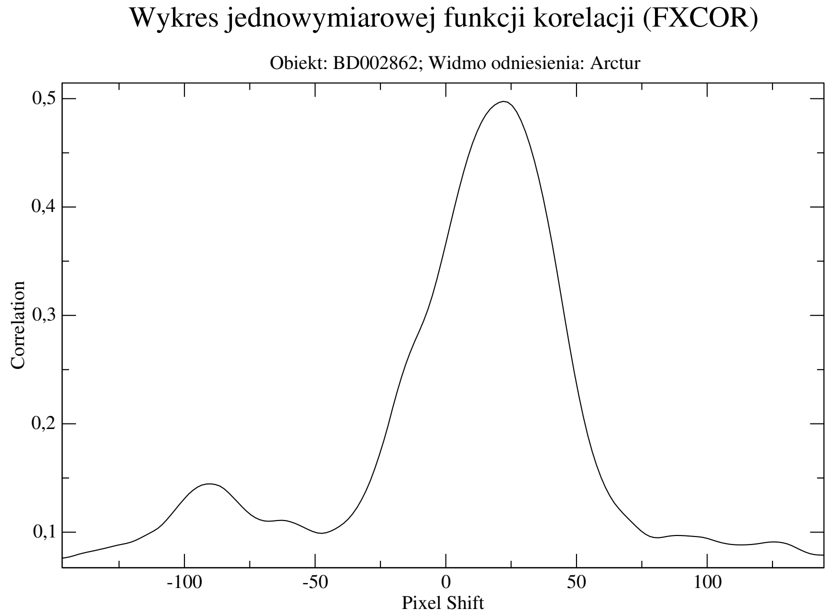
3.1.3. Pomiary

Pozyskane dane spektroskopowe zostały zredukowane zgodnie ze schematem przedstawionym na początku rozdziału drugiego. Wartości prędkości radialnych zostały wyznaczone za pomocą metody jednowymiarowej korelacji krzyżowej programem FXCOR z pakietu IRAF. Na uzyskanym wykresie korelacji (rys. 3.3) widać dwa maksima, odpowiadające obu składnikom układu. Główny pik korelacyjny jest dobrze widoczny natomiast drugi pik jest znacznie słabszy, co czyni go trudnym do pomiaru. Pokrycie faz na krzywych RV nie jest pełne, ale wystarcza do wyznaczenia mas obu składników z dokładnością mniejszą niż 10%. Aby poprawić dokładność potrzebne jest zgromadzenie większej ilości danych obserwacyjnych. Zestawienie wyznaczonych prędkości radialnych zawarte jest w tabeli 3.2.

Widoczne na krzywych zmian blasku (rys. 3.5, 3.6) różnice głębokości między mi-



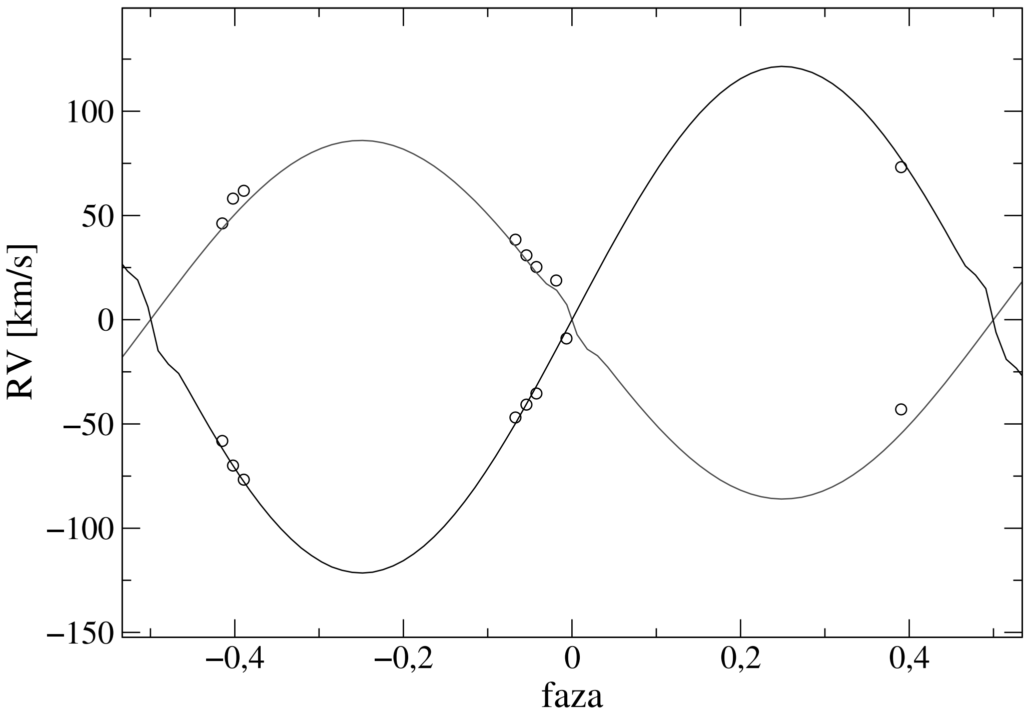
Rysunek 3.2. Linie dubletu sodowego w widmie układu BD-002862.



Rysunek 3.3. Wykres funkcji CCF dla układu BD-002862, wykonany w programie FXCOR. Dwa maksima korelacyjne związane są z dwoma składnikami układu.

Data obserwacji (HJD)	$V_r(1)$	$V_r(2)$
2454622.4033	-43.0	73.2
2454924.6105	38.4	-46.8
2454924.6384	30.9	-40.7
2454924.6639	25.3	-35.4
2454932.4638	46.2	-58.1
2454932.4913	58.1	-70.0
2454932.5187	61.9	-76.8
2454935.4660	18.8	-9.5
2454935.4922	-9.0	—
2454935.5188	-10.9	—

Tabela 3.2. Zestawienie prędkości radialnych wyznaczonych przy pomocy jednowymiarowej korelacji krzyżowej. Brak wartości prędkości radialnych dla drugiej gwiazdy w przypadku dwóch ostatnich widm wskazuje na fazę bliską zaćmieniu gdzie na wykresie CCF widoczne było tylko jedno maksimum.

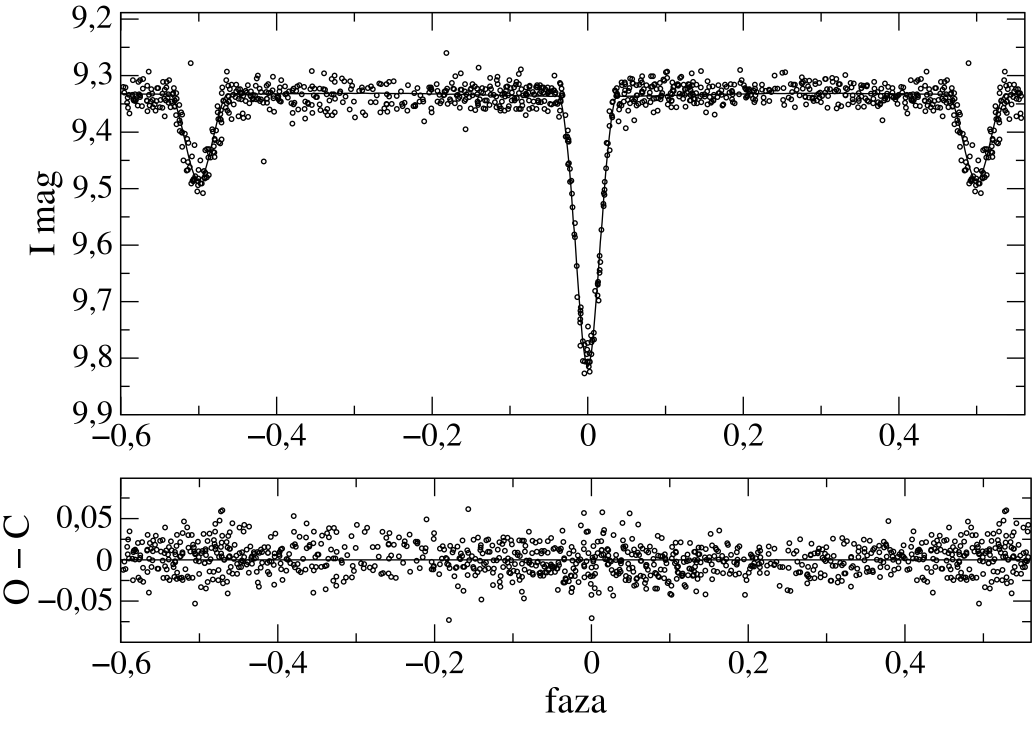


Rysunek 3.4. Krzywa prędkości radialnych dla układy BD-002862. Punktami oznaczone są prędkości wyznaczone w frogramie FXCOR. Liniami są wykreślone krzywe dopasowane z modelu.

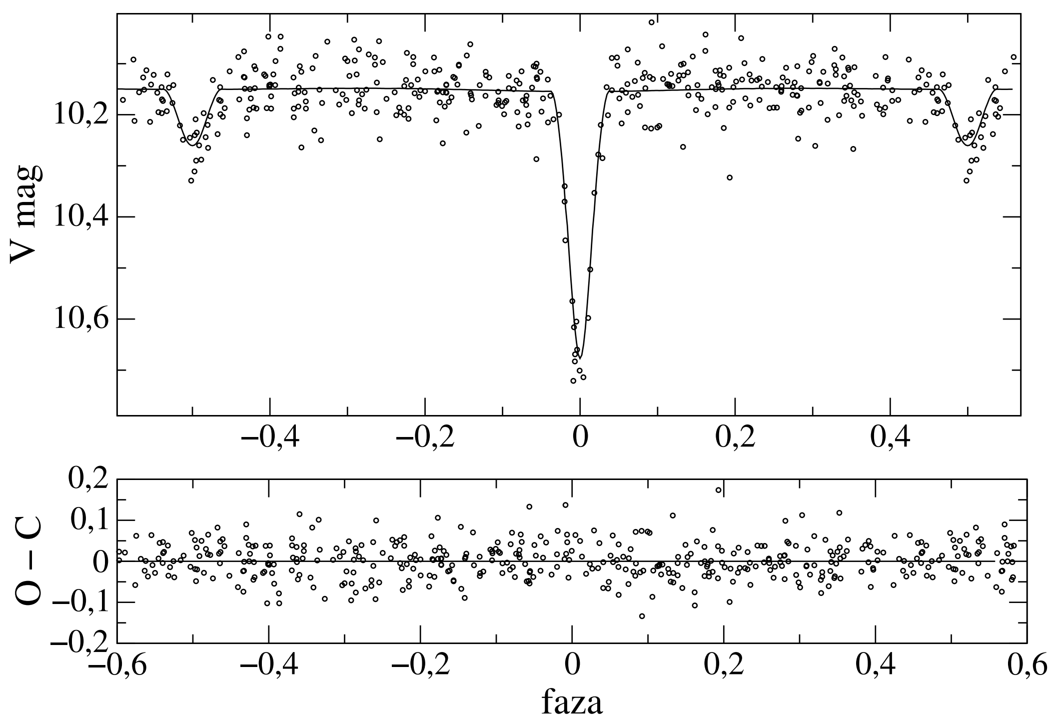
nimami zaćmień pierwotnych i wtórnych są rzędu 0.3mag dla filtru I oraz 0.4mag dla filtru V. Minimum wtórne jest płytsze, co wskazuje na niższą temperaturę drugiego składnika. Kształt krzywych LC świadczy o występowaniu zaćmień częściowych. Płaskie maksima wskazyją natomiast sferyczności składników układu. Dopasowanie krzywej syntetycznej uzyskanej z modelu do posiadanych krzywych zmian blasku dało średni błąd dopasowania:

$\sigma = 0.02$ mag dla fotometrii w filtrze I,
$\sigma = 0.04$ mag dla fotometrii w filtrze V,

który jest przedstawiony w formie wykresów O-C (dolne wykresy na rys. 3.5 i 3.6).



Rysunek 3.5. Górny wykres przedstawia krzywą zmian blasku dla BD-002862 w filtrze I wraz z synetyczną krzywą z modelu. Poniżej wykres O-C dla uzyskanego dopasowania, średni błąd wynosi $\sigma = 0.02$ mag.



Rysunek 3.6. Wykres krzywej zmian blasku dla BD-002862 w filtrze V wraz z synetyczną krzywą z modelu. Na dole wykres O-C dla uzyskanego dopasowania, średni błąd wynosi $\sigma = 0.04$ mag.

Dopasowanie dla obu składników układu syntetycznych krzywych do wyznaczonych prędkości radialnych (tab. 3.2) pokazuje wykres 3.4. W okolicach zaćmień dostrzegalny jest także efekt Rossitera.

3.1.4. Model układu

Model układu został stworzony na podstawie danych fotometrycznych i spektroskopowych, za pomocą programu PHOEBE, wykorzystującego metodę Wilsona-Devinney.

Okres wyznaczony przez projekt ASAS wynosi $P = 2.150506$ doby. Na podstawie dwóch krzywych fotometrycznych, w filrach I oraz V, wyznaczono przy pomocy programu PHOEBE okres $P = 2.150271 \pm 2 \cdot 10^{-6}$ doby. Znacznie nowsze dane spektroskopowe okazały się być przesunięte w fazie względem efemerydy fotometrycznej. Okres wyznaczony na tej dłuższej bazie czasowej (fotometria I, spektroskopia) ma wartość $P = 2.150290 \pm 2 \cdot 10^{-6}$ doby. Okres ten daje jednak przesunięcie fazowe rzędu 0.01 dla obserwacji w filtrze V. Tego typu różnicę można by wytłumaczyć obecnością trzeciego ciała i efektu Light Time. Jednak dokładne określenie przyczyny wymaga większej ilości danych obserwacyjnych.

Początkowa wartość temperatury pierwszego składnika została oszacowana z typu widmowego całego układu i wynosiła 5500K. Na bazie zależnośći:

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4 = \frac{\Delta l_1}{\Delta l_2}, \tag{3.1}$$

ustalono wartość temperatury drugiego składnika na 4410K. Po ustaleniu modelu końcowego, gdy były już znane ostateczne jasności składników, skorzystano z wzorów:

$$T_1 = \frac{T_{1+2}(L_1 + L_2) + \Delta T \cdot L_2}{L_1 + L_2}, \tag{3.2}$$

$$T_2 = T_1 - \Delta T, \tag{3.3}$$

aby obliczyć ostateczne wartości temperatur obu składników.

Uzyskany model Wilsona-Devinney zawarty w tabeli 3.3 przedstawia nam parę gwiazd o masach $1.2M_\odot$ i $0.8M_\odot$. Promienie składników świadczą o tym, że są one odewoluowane (promienie są większe niż na ciągu głownym). Oba składniki są prawie sferyczne a zaćmienia, które zachodzą w układzie są częściowe lecz prawie o maksymalnej możliwej głębokości (są prawie całkowite).

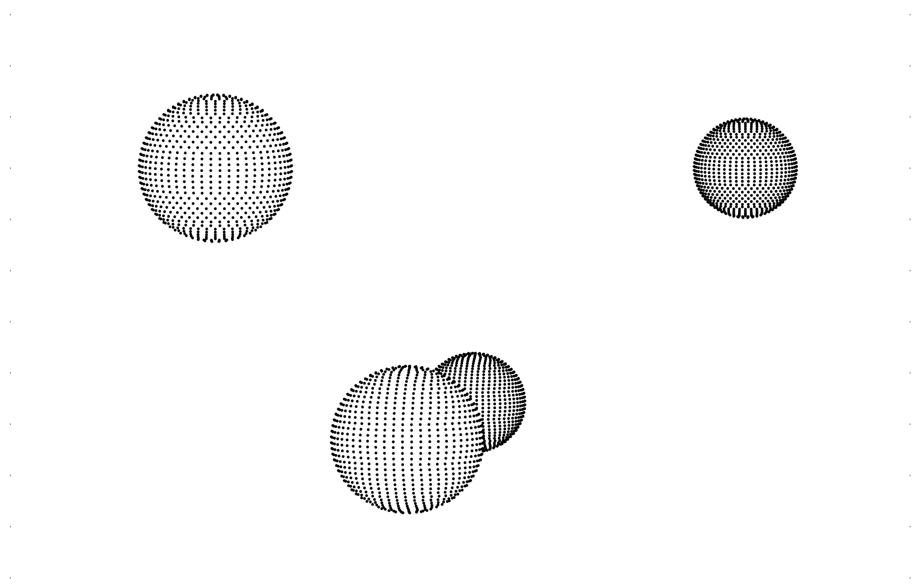
Parametr	Wartość i niepewność pomiaru
P	$2.150290 \pm 2 \cdot 10^{-6}$d
q	0.707 ± 0.003
i	$85.83 \pm 0.16°$
a	$8.85 \pm 0.56R_\odot$
V_γ	$1.5 \pm 2.9km/s$
T_1	5611 ± 200 K
T_2	4521 ± 210 K
Ω_1	7.68 ± 0.08
Ω_2	8.46 ± 0.11
L_{1_I}	$0,859 \pm 0.003$
L_{2_I}	$0,141 \pm 0.003$
L_{1_V}	$0,898 \pm 0.007$
L_{2_V}	$0,102 \pm 0.007$
M_1	$1.180 \pm 0.094M_\odot$
M_2	$0.835 \pm 0.071M_\odot$
R_1	$1.270 \pm 0.016R_\odot$
R_2	$0.860 \pm 0.011R_\odot$
$log(g_1)$	4.300 ± 0.046
$log(g_2)$	4.490 ± 0.046

Tabela 3.3. Zestawienie parametrów układu BD-002862 wyznaczonych z modelu.

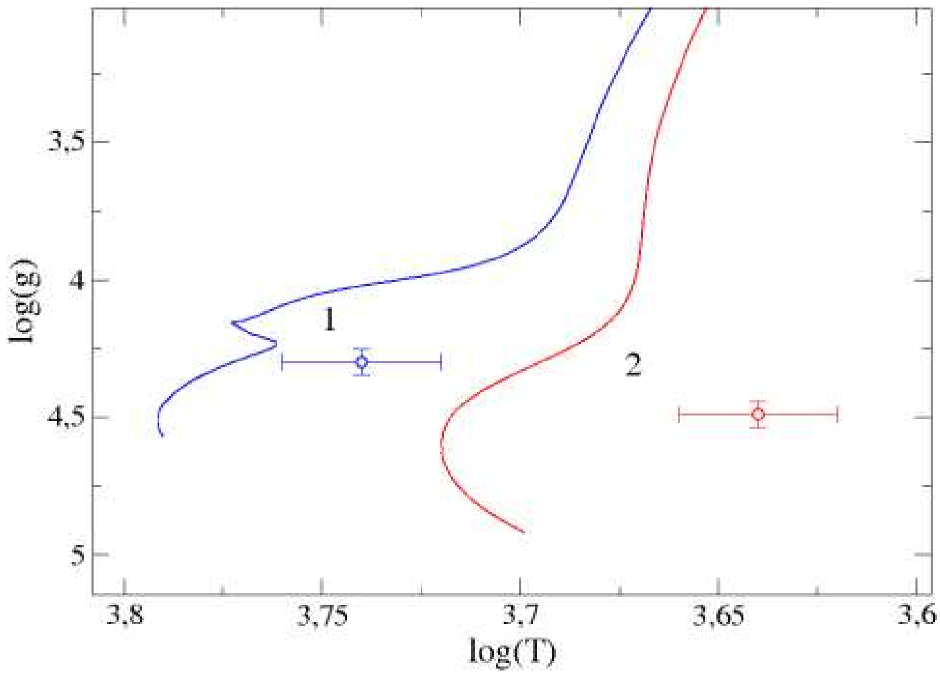
Kształt każdego ze składników układu opisany jest, zgodnie z przyjętą konwencją, przez cztery promienie. Tabela 3.4 przedstawia zestawienie ich wartości. Trójwymiarowy obraz układu, wykonany na podstawie modelu, jest przedstawiony na rysunku 3.7.

	I Składnik	II Składnik
R_{point}	$1.276 \pm 0.016 R_{\odot}$	$0.861 \pm 0.011 R_{\odot}$
R_{side}	$1.272 \pm 0.015 R_{\odot}$	$0.859 \pm 0.010 R_{\odot}$
R_{back}	$1.275 \pm 0.014 R_{\odot}$	$0.861 \pm 0.010 R_{\odot}$
R_{pole}	$1.268 \pm 0.014 R_{\odot}$	$0.858 \pm 0.010 R_{\odot}$

Tabela 3.4. Wartości promieni opisujących kształty obu składników



Rysunek 3.7. Trójwymiarowy model układu BD-002862 w fazach 0.25 (górny) i 0.48 (dolny).



Rysunek 3.8. Wykres treku ewolucyjnego dla gwiazd o masach $1.2M_\odot$ i $0.8M_\odot$ wraz z zaznaczonymi oboma składnikami układu BD-002862.

Treki ewolucyjne

Na podstawie wyznaczonych mas wygenerowano treki ewolucyjne obu składników (Kim et all, 2002). Na wykresie 3.8 pokazana jest zależność logarytmu przyśpieszenia pola grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy od logarytmu temperatury efektywnej. Oba składniki leżą na wykresie z widocznym systematycznym przesunięciem w kierunku niższych temperatur. Przyczyną tej rozbierzności może być nieuwzględnione poczerwienienie międzygwiazdowe. Współrzędne galaktyczne układu wynoszą +50° szerokości galaktycznej i 320° długości galaktycznej. Jest to kierunek na sferze niebieskiej zbliżony do kierunku na centrum naszej Galaktyki więc można się spodziewać znaczącego poczerwienienia.

Przybliżony wiek obu składników wynosi 5 i 24 Gyr. Różnica ta jest znacząca jeęli przyjmiemy, że oba składniki powstały jednocześnie. Wytłumaczenie tej niezgodności możliwe będzie w przyszłości, na bazie większej ilości danych obserwacyjnych oraz po sprawdzeniu możliwych alternatywnych rozwiązań.

Wyznaczenie odległości do układu

Odległość do układu została wyznaczona według wzorów z rozdziału 1.5. Najpierw, korzystając z wartości promieni i temperatur, obliczono jasności absolutne obu składników. Przyjęto tablicowe wartości stałych bolometrycznych: -0.21 dla pierwszego składnika (o wyższej temperaturze) oraz -0.72 dla składnika drugiego. Wartość współczynnika ekstyncji międzygwiazdowej zaniedbano. Ostatecznie uzyskano wartość paralaksy fotometrycznej $\pi = 0.00737 \pm 0.00057$ milisekund łuku co po przeliczeniu dało odległość do układu: 135.7 ± 11.4 parseków.

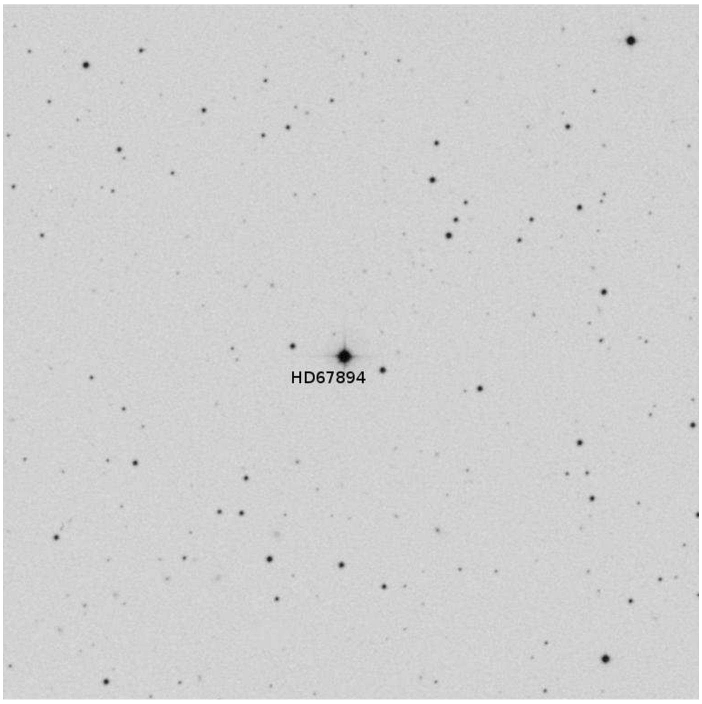
Podsumowanie

Na podstawie fotometrii z ASAS oraz spektroskopii z PST, mimo niekompletnego pokrycia faz dla krzywej RV, udało się uzyskać wstępny model układu BD-002862. Dokładność wyznaczonych mas i promieni wyniosła odpowiednio mniej niż 10% i 2%. Wykonano również pierwsze wyznaczenie odległości do tego obiektu. Model ten stanowi podstawę do planowania przyszłych badań tego obiektu na Poznańskim Teleskopie Spektroskopowym.

3.2. Układ półrozdzielony HD67894

3.2.1. Informacje o układzie

Układ HD67894 jest półrozdzielonym układem podwójnym (rys. 3.9). Jego zmienność została odkryta na przełomie roku 2001/2002 w ramach projektu SAVS (Semi - Automatic Variability Search; Maciejewski, 2004). Analiza wyników została obublikowana w przeglądowej pracy z 2003 roku (Maciejewski, 2003), w której podano wstępną wartość okresu orbitalnego ustaloną na podstawie danych fotometrycznych w filtrze V, wynoszącą: $P = 0.378018 \pm 0.000015$ doby. Podano także głębokości zaćmień: 0.28 mag dla pierwotnego i 0.18 mag dla wtórnego oraz wskaźnik B-V układu 0.4 mag. Na podstawie kształtu krzywej blasku przyporządkowano obiekt do grupy układów β Lyrae. Na bazie obserwacji spektroskopowych na spektrografie Richardsona zaklasyfikowano układ do typu widmowego F3V. Znaleziono także zbieżność położenia układu HD67894 z wykrytym w ramach przeglądu 2MASS źródłem promieniowania podczerwonego. W literaturze nie ma informacji na temat dalszych obserwacji spektroskopowych tego obiektu, ani o wcześniej stworzonych modelach.



Rysunek 3.9. Mapa przedstawiająca pole gwiazdowe zawierające układ HD67894. Współrzędne obiektu z katalogu ICRS na epokę J2000: $\alpha = 08\ 11\ 53.5028$, $\delta = 42\ 54\ 36.196$

3.2.2. Dane obserwacyjne

- **Dane fotometryczne**
  Dysponowano dwiema krzywymi zmian blasku. Krzywa LC w filtrze V pochodzi z projektu SAVS. Krzywa w filtrze I została udostępniona przez K. Kamińskiego który wykonał obserwacje obiektu na 20cm teleskopie fotometrycznym. Ilość punktów obserwacyjnych dla obu filtrów przedstawiono w tabelce 3.5.

Epoka obserwacji (HJD)	Fotometria	Ilość punktów obserwacyjnych	Długość fali
2452698	filtr V	278	550nm
2453815	filtr I	258	900nm

Tabela 3.5. Dane fotometryczne

- **Dane spektroskopowe**
  Obserwacje spektroskopowe zostały wykonane na 0.5 metrowym teleskopie w Borowcu pod Poznaniem - PST (Poznan Spectroscopic Telescope). Widma pochodzą z 8 nocy, pierwsze z lutego 2009 roku a pozostałe z początku kwietnia 2009. Wykonane zostały przez obserwatorów PST. Uzyskano w sumie 38 widm o zakresie długości fali od 4550Å do 9250Å

3.2.3. Pomiary

Pozyskane dane spektroskopowe, tak jak w przypadku poprzedniego obiektu, zostały zredukowane zgodnie ze schematem przedstawionym na początku rozdziału drugiego. Wartości prędkości radialnych zostały wyznaczone za pomocą metody jednowymiarowej korelacji krzyżowej programem FXCOR z pakietu IRAF oraz z pomiaru przesunięcia dopplerowskiego poszczególnych linii (RVIDLINES).

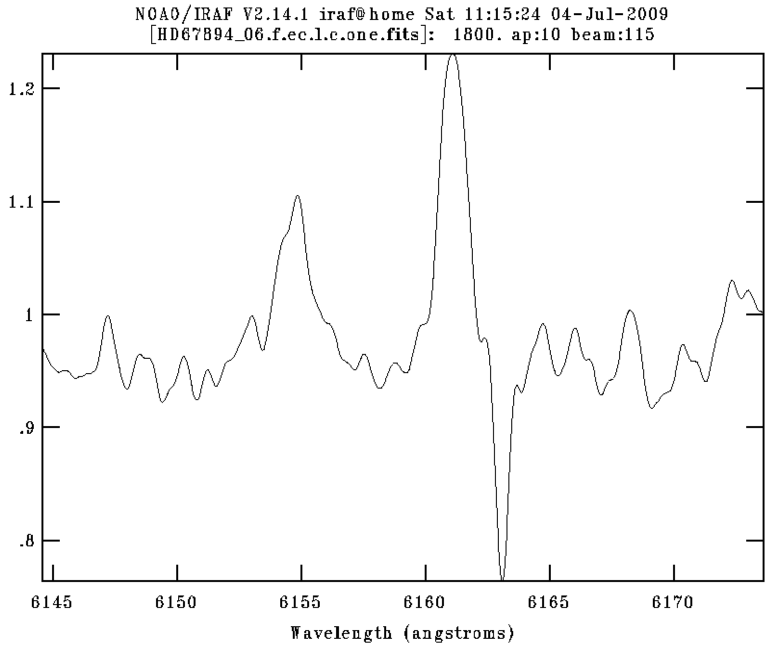
W widmie obiektu zaobserwowano wiele linii emisyjnych. Niektóre z nich mają podwójny profil, typowy dla gorących dysków akrecyjnych (rys 3.10). Nie we wszystkich widmach z danej nocy zaobserwowano linie emisyjne więc prawdopodobnie pochodzą one od obiektu a nie są związane z ziemską atmosferą.

Pomiary funkcji korelacji krzyżowej nie pozwalają na zmierzenie prędkości obu składników pary zaćmieniowej. Przebieg CCF posiada jeden wysoki pik który jednak nie wykazuje zmienności. Można by to wytłumaczyć obecnością trzeciego ciała. Często zdaża się także, że nie daje się ustalić jednoznacznie maksimum korelacji, gdyż główny pik jest wtedy poszerzony oraz zlany z innymi pikami. Tabela 3.6 przedstawia zestawienie prędności heliocentrycznych jakie udało się zmierzyć dla głównego piku korelacyjnego (FXCOR) oraz dla dwóch wybranych linii emisyjnych (RVIDLINES). Dane z tej tabeli przedstawione są na wykresie 3.12.

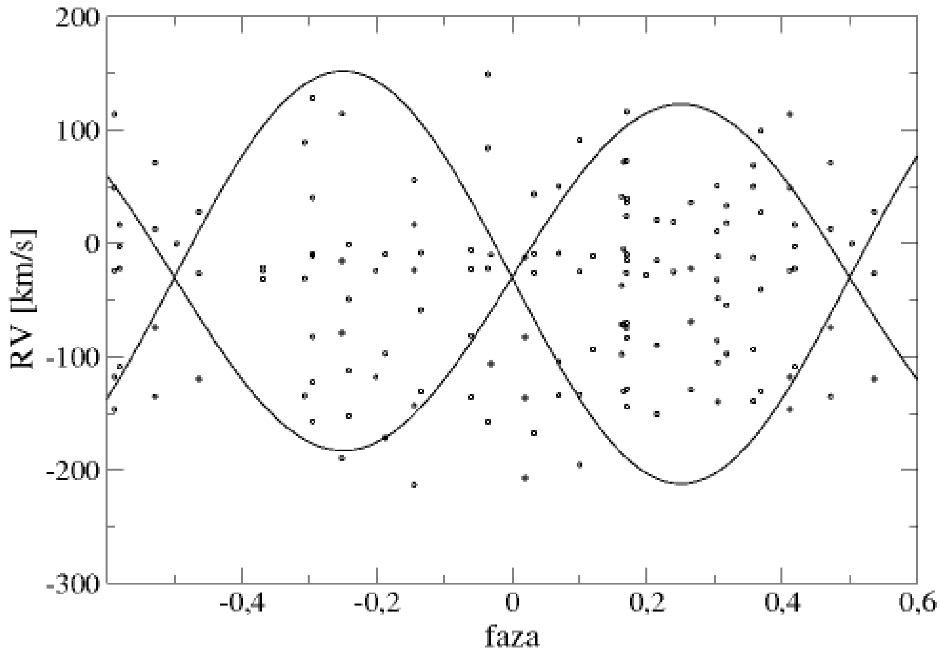
Oprócz głównego piku korelacyjnego mamy też szerokie szybko zmienne skrzydła. Przy korelacji w zakresie trypletu magnezu w tych skrzydłach można zauważyć wiele mniejszych pików, które jednak po nałożeniu na wykres RV nie układają się w sinusoidy (rys. 3.11).

HJD	RV głównego piku CCF	RV linii 6300 (OI)	RV linii 5460 (HG)
2454871.5212	-10.7	—	—
2454871.5429	-12.5	—	—
2454871.5620	-9.5	—	—
2454871.5820	-8.2	—	—
2454871.6019	-10.2	—	—
2454871.6210	-9.8	—	—
2454871.6402	-12.3	—	—
2454871.6590	-10.9	—	—
2454871.6781	-12.4	—	—
2454871.6971	-9.7	—	—
2454924.4332	-30.8	-12.4	14.6
2454924.4541	-17.4	-13.1	16.5
2454924.4731	—	—	12.5
2454924.4945	—	-12.6	18.5
2454948.3386	—	-12.355	—
2454926.4256	-22.2	-12.7	—
2454926.4513	-26.0	-13.1	10.8
2454926.4771	-24.8	—	13.1
2454926.5032	-26.0	-13.3	13.4
2454926.5295	-25.1	-14.1	11.9
2454926.5142	—	-4.4	12.6
2454949.3562	-20.7	-12.4	—
2454949.3562	-24.0	—	13.3
2454949.3562	-31.2	—	13.6
2454933.3042	-37.2	-14.8	—
2454933.3575	-31.8	—	14.2
2454933.3777	—	-12.0	9.3
2454933.3982	—	-12.8	16.2
2454933.4330	0.0	-13.8	10.2
2454936.3081	—	-13.4	—
2454936.3290	—	-12.0	—
2454936.3474	—	-11.6	12.8
2454936.3665	—	-14.6	15.0
2454936.3866	—	-13.3	10.0
2454936.4057	—	-13.8	13.1
2454936.4248	—	-14.0	11.8
2454936.4447	—	—	13.4
2454936.4692	—	-13.1	12.8

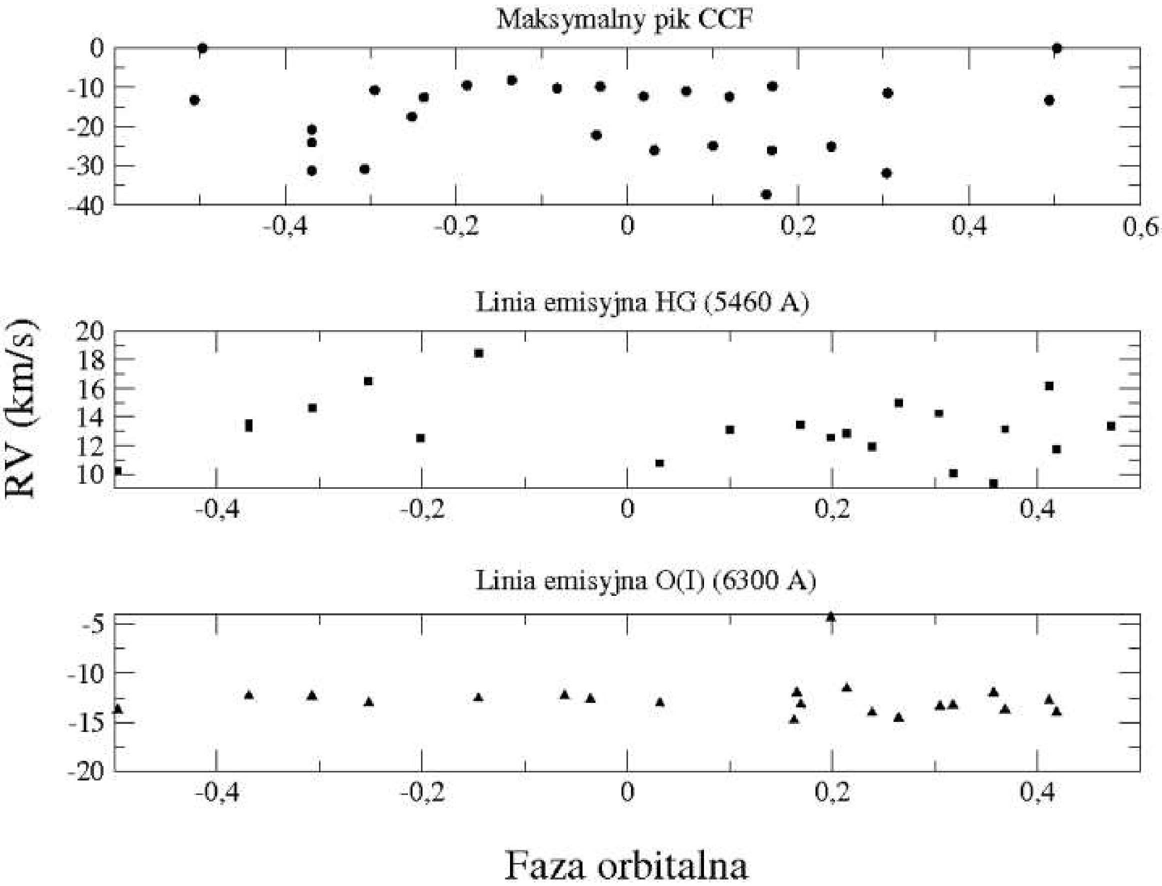
Tabela 3.6. Zmierzone prędkości radialne głównego piku CCF oraz dwóch wybranych linii emisyjnych



Rysunek 3.10. Fragment widma układu HD67894 prezentujący podwójny profil linii emisyjnej. Profil taki tworzy się często w przypadku obecności dysku akrecyjnego wokół jednego ze składników.

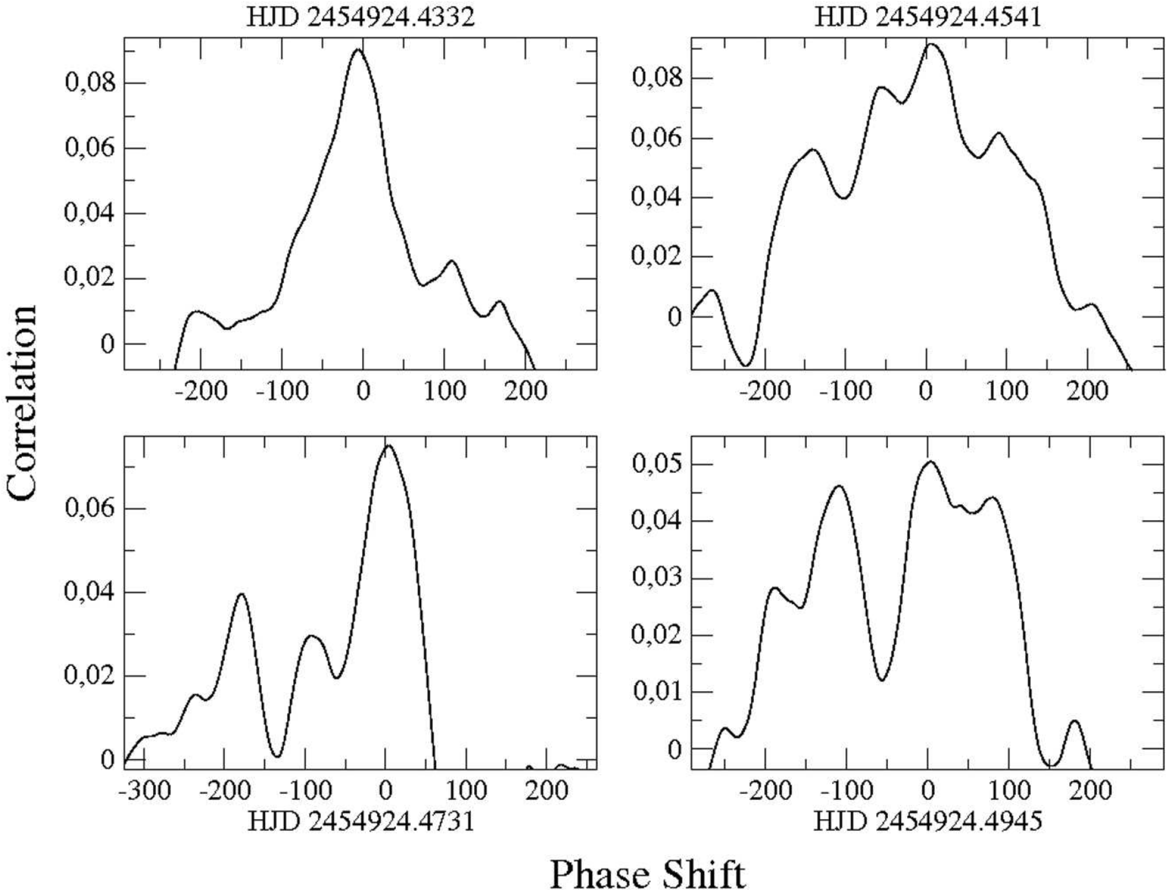


Rysunek 3.11. Prędkości radialne pomierzone dla mniejszych pików w skrzydłach głownego piku CCF. Wartości zostały zfazowane i nałorzone na wykres przedstawiający syntetyczne krzywe RV dla założonego rozmiaru orbity.



Rysunek 3.12. Wykresy prezentujące pomierzone prędkości radialne dla głównego piku CCF oraz dwóch linii emisyjnych.

Układ ma bardzo krótki okres orbitalny $P = 0.37$ doby, dynamizm procesów w nim zachodzących można pokazać na podstawie znaczących zmian zachodzących na wykresie CCF w obrębie jednej nocy obserwacyjnej (rys. 3.13).

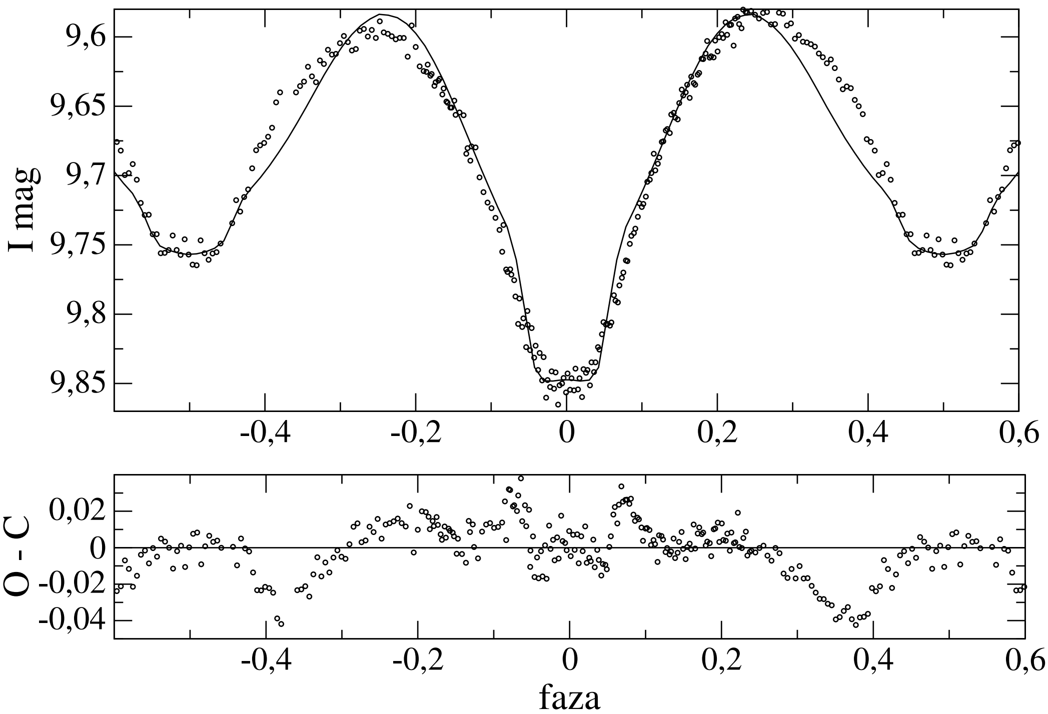


Rysunek 3.13. Zestawienie wykresów jednowymiarowej korelacji krzyżowej dla tego samego zakresu długości fali, przeprowadzonej na czterech kolejnych widmach układu HD67894 uzyskanych jednej nocy obserwacyjnej.

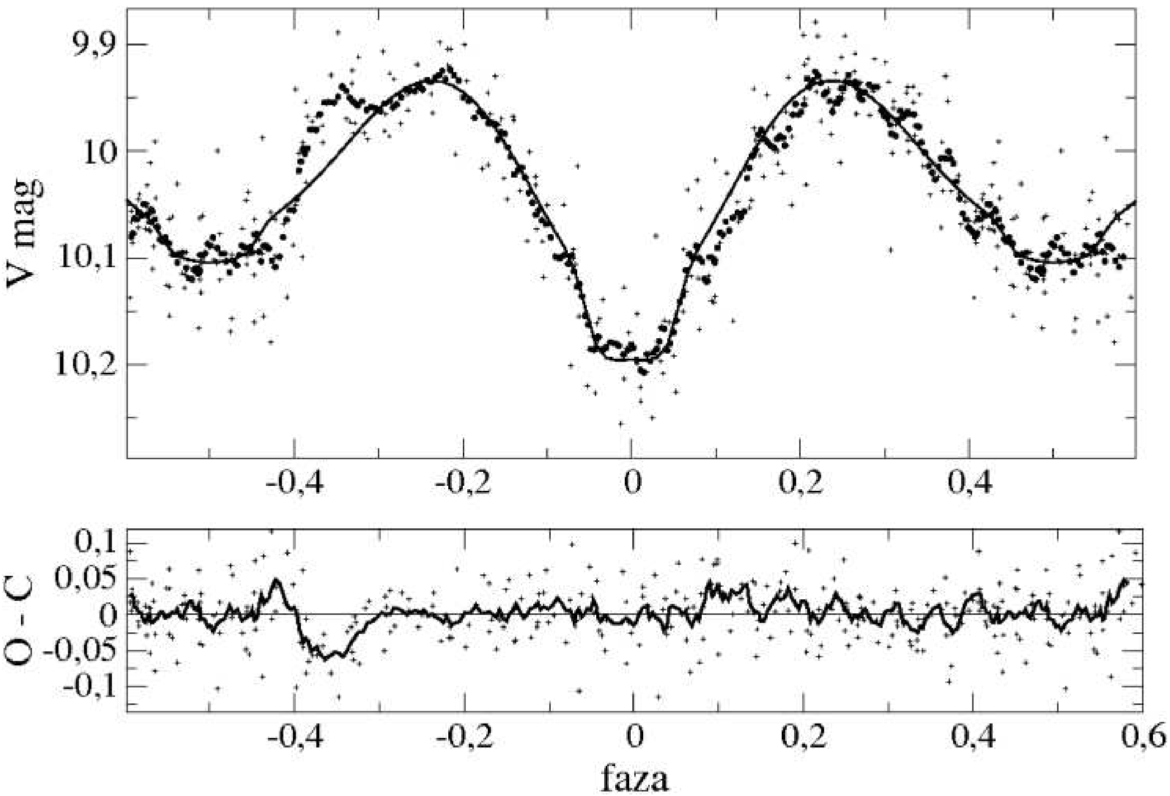
Brak krzywych RV oznacza, że nie mamy informacji o stosunku mas oraz dokładnych rozmiarach orbity pary zaćmieniowej

3.2.4. Model układu

Do modelowania użyto dwie krzywe blasku w filtrach I oraz V o rozrzucie odpowiednio 0.02 oraz 0.04 magnitudo. Krzywe blasku prezentują mocno zakrzywione maksima oraz płaskie minima (rys. 3.14, 3.15). Oznacza to, że w przypadku układu HD67894 mamy do czynienia z zaćmieniami całkowitymi oraz, że jeden ze składników wypełnia w znacznym stopniu swoją krytyczną powierzchnię Roche'a. Płaskie minima oznaczają, że jeden ze składników ma wyraźnie mniejszy rozmiar. W przypadku równych promieni nawet przy zaćmieniu całkowitym nie mielibyśmy płaskiego minimum krzywej LC. Odstępstwa obserwacji fotometrycznych od krzywej syntetycznej mogą być spowodowane plamami na powierzchni jednego ze składników lub ewentualnie obecnością dysku i strugi materii.

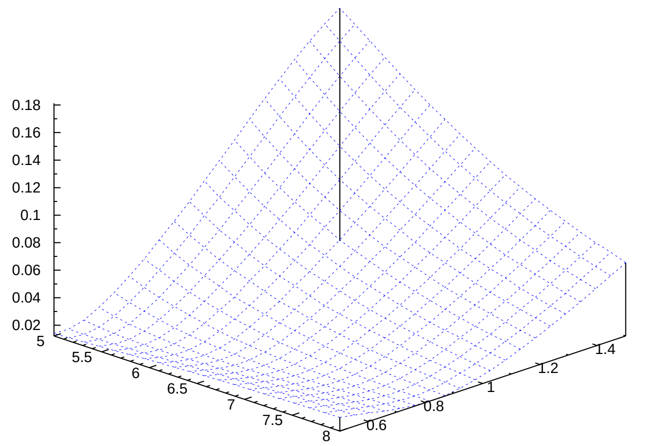


Rysunek 3.14. Górny wykres przedstawia krzywą zmian blasku dla układu HD67894 w filtrze I wraz z synetyczną krzywą z modelu. Poniżej wykres O-C dla uzyskanego dopasowania, średni błąd wynosi $\sigma = 0.02$ mag.

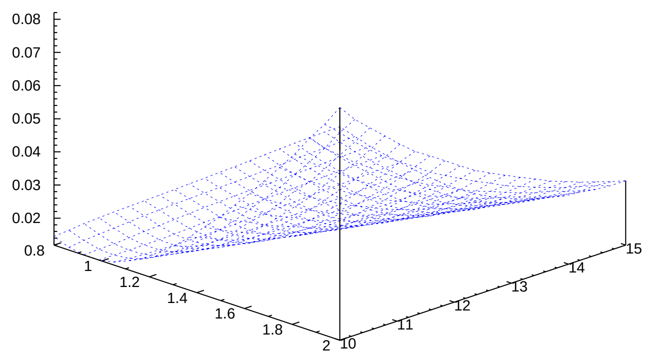


Rysunek 3.15. Na górnym wykresie pokazana jest krzywa zmian blasku w filtrze V (plusy) wraz z synetyczną krzywą z modelu (linia pogrubiona). Dodatkowo przedstawiona jest średnia biegnąca wykonana dla punktów obserwacyjnych (pełne kółka). Dolny wykres przedstawia O-C dla uzyskanego dopasowania oraz średnią biegnącą (pogrubiona linia), średni błąd wynosi $\sigma = 0.04$ mag.

Z powodu braku zmierzonych prędkości obu składników nie mamy dokładnej wartości półosi wielkiej (a) ani stosunku mas (q). Ten drugi można wyznaczyć z fotometrii, jednak rozwiązanie często nie jest jednoznaczne. Wykonano badanie funkcji χ_2 dla różnych wartości q i Ω_2 (rys. 3.16, 3.17). W rezultacie uzyskano najbardziej prawdopodobną wartość stosunku mas $q = 1.19$.

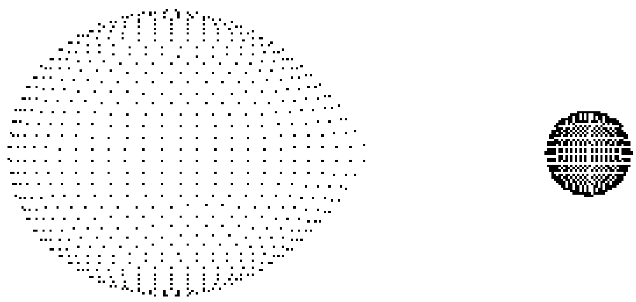


Rysunek 3.16. Wykres dopasowania stosunku mas (oś Y) i potencjału drugiego składnika (oś X). Na osi Z pokazana wartość χ^2 dla danej pary parametrów.



Rysunek 3.17. Wykres wartości χ^2 dla innego zakresu parametrów q i Ω_2. Dla lepszej czytelności wykresu zamieniono osie X i Y w stosunku do poprzedniego wykresu.

Do celów szacunkowych przyjęto również bardzo zgrubne założenie rozmiaru orbity. Wartość $a = 2.5R_{\odot}$ oszacowano bazując na okresie orbitalnym oraz na maksymalnym zakresie rozrzutu pomierzonych prędkości radialnych w zakresie trypletu magnezu. To załorzenie trzeba traktować bardzo ostrożnie, jednak pozwala nam na porównanie możliwych absolutnych wymiarów składników, mas i promieni. Możemy traktować je jako wykładnik prawdopodobnego rzędu wielkości półosi wielkiej.



Rysunek 3.18. Trójwymiarowy modelu ukazujący układ HD67894 w fazie 0.25.

	I Składnik	II Składnik
R_{point}	0.482	0.101
R_{side}	0.358	0.101
R_{back}	0.390	0.101
R_{pole}	0.342	0.101

Tabela 3.7. Wartości promieni opisujących kształty obu składników, podane w jednostce separacji

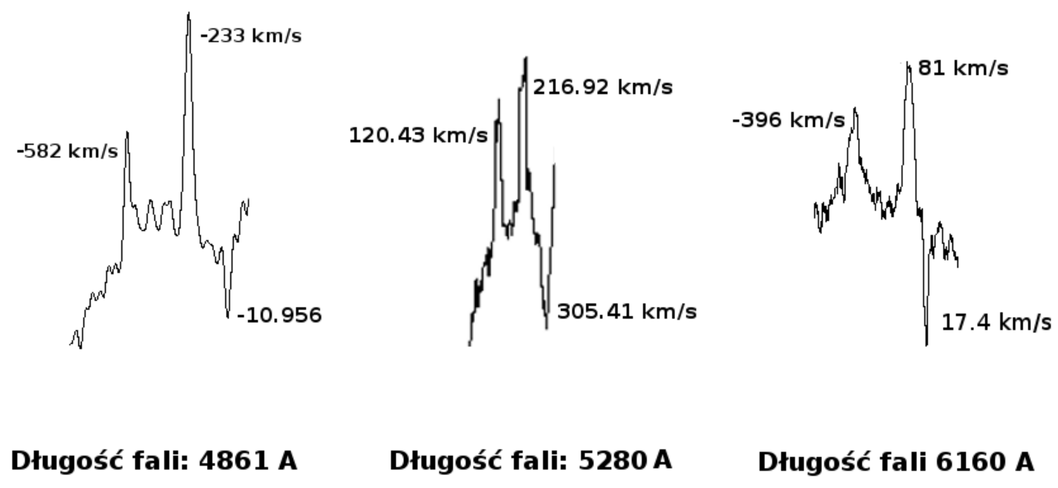
Wstępny model przedstawia główny składnik wypełniający swoją krytyczną powierzchnię Roche'a oraz znacznie mniejszego, prawie sferycznego towarzysza (rys. 3.18). Zaćmienia są prawie centralne. W dopasowaniu wyzwolono również tzw. trzecie światło (l_3) ze względu na podejrzenie istnienia w układzie trzeciego składnika. Trzeba ten wynik traktować jednak bardzo ostrożnie ponieważ l_3 jest silnie skorelowane z nachyleniem orbity. W tabeli 3.8 znajdują się parametry modelu Wilsona-Devinney które udało się oszacować.

Parametr	Wartość i niepewność pomiaru
P	$0.3779742 \pm 2 \cdot 10^{-7}$d
q	1.19 ± 0.08
i	89.27 ± 2.65
Ω_1	3.30 wartość stała
Ω_2	12.75 ± 1.10
L_{1_I}	0.846 ± 0.010
L_{2_I}	0.018 ± 0.002
L_{1_V}	0.716 ± 0.012
L_{2_V}	0.019 ± 0.005
$L_3(I)$	0.137 ± 0.003
$L_3(V)$	0.265 ± 0.005

Tabela 3.8. Zestawienie parametrów układu HD67894 wyznaczonych z modelu.

Parametr szacowane	Szacowane wartości
T_1	6800
T_2	4250
M_1	$1.2M_{\odot}$
M_2	$1.4M_{\odot}$
R_1	$1.1R_{\odot}$
R_2	$0.3R_{\odot}$
a	$2.5R_{\odot}$

Tabela 3.9. Zestawienie parametrów szacowanych układu HD67894.



Rysunek 3.19. Zestawienie trzech podwójnych profili linii widmowych emisyjnych występujących w pojedyńczym widmie. W programie RVIDLINES zmierzono wartości prędkości poszczególnych linii. Wartości podane są na rysunku przy każdej zmierzonej linii.

3.2.5. Omówienie wyników

Pierwsza hipoteza tłumacząca fakty obserwacyjne zakłada, że w obserwowanej parze zaćmieniowej dochodzi do transferu masy między składnikami. Główny składnik wypełnia krytyczną powierzchnię Roche'a, natomiast wokół mniejszego składnika rotuje dysk akrecyjny. Dodatkowo w układzie znajduje się trzeci składnik o bardzo długim okresie orbitalnym względem pary zaćmieniowej. Za tą hipotezą przemawiają następujące fakty obserwacyjne:

- składnik I prawdopodobnie wypełnia krytyczną powierzchnię Roche'a, tak więc może dochodzić do wypływu masy przez punkt Lagrange'a L_1,
- obecność w widmach charakterystycznych podwójnych profili linii emisyjnych mogących świadczyć o obecności dysku (rys. 3.19),
- drobne rozbieżności między syntetyczną krzywą LC a obserwacjami w fazach między zaćmieniami, mogą świadczyć o obecności strugi materii i dysku,
- nieruchomy główny pik na wykresie CCF może świadczyć o obecności trzeciego składnika.

Istnieją także fakty, które są trudne do wytłumaczenia:

- obecność dużej ilości pojedyńczych linii emisyjnych w widmach
- linie te nie wykazują ruchu, ale zachowują określone prędkości
- obraz korelacji zmienia się z widma na widmo.

3.2.6. Podsumowanie

Układ HD67894 okazał się być znacznie bardziej złożony niż wstępnie przypuszczano. Uzyskanie pełnego modelu będzie prawdopodobnie wymagało wielu lat badań i dużej ilości nowych danych obserwacyjnych. Niniejszy rozdział prezentuje odkrycie linii emisyjnych w widmie obiektu oraz pierwsze szacunki dotyczące parametrów układu.

Spis rysunków

Spis tabel

Bibliografia

[1] Abt, H. A.: 1983, Ann. Rev. Astron. Astroph. 21, 343

[2] Bruton, D.: 2004, Modeling Close Binary Stars -presentation. Department of Physics and Astronomy, Stephen F. Austin State University, TX.

[3] Dimitrow, W.: 2007 Obserwacje i modelowanie rozdzielonych układów podwójnych - weryfikacja ich odległości i statusu ewolucyjnego. UAM, Poznań,

[4] Drilling, J.S., Landolt, A.U.: 1979, Astron. J. 84, 783

[5] Irwin, J.: 1947, Ap.J., 106, 380

[6] Kim, Y., Demarque, P., YI, S., Alexander, D.: 2002, ApJS, 143, 499

[7] Kopal, Z.: 1959, Close Binary Systems, Chapman & Hall, London

[8] Kubiak M.: 1994, Gwiazdy i materia międzygwiazdowa. PWN, Warszawa.

[9] Kurucz, R.: 1979, Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars. ApJS, 40, 1-340.

[10] Landolt, A.U.: 1979, Aston. J. 78, 959

[11] Latham, D. W., Mazeh, T., Stefanik, H. P., Davis, R. J., Carney, B. W., Torres, G., and Laird, J. B.: 1992, in ASP Conf. Ser. 32; IAU Colloq. 135: Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research, pp 158-161

[12] Maciejewski, G., Niedzielski, A.: 2004, A Semi - Automatic Variability Search, Baltic Astronomy, vol 13, 700 703

[13] Maciejewski, G., Czart, K., Niedzielski, A., Karska, A.: 2003, IBVS, 5431

[14] Paczyński, B.: 1971, A&AA, 9, 183

[15] Pinfield, D. J., Doobie, P. D., Jameson, R. F., Steele, I. A., Jones, H. R. A., and

Katsiyannis, A. C.: 2003, Mon. Not. R. Astron. Soc. 342, 1241

[16] Pojmański, G.: 1997. The All Sky Automated Survey. AcA, 47, 467-481.

[17] Prsa, A.: 2006, PHOEBE - Scientific Reference. University of Ljubljana, Ljublja- na.

[18] Rucinski, S. M.: 2004, IAUS, 215, 17R

[19] Schwarzenberg-Czerny, A.: 1996. Skrypt do wykładu: Fizyka Układów Podwójnych Gwiazd.

[20] Wilson, R., Devinney, E.: 1971, Realization of Accurate Close-Binary Light Curves: Application to MR Cygni. ApJ, 166, 605.

[21] Wyse, A.: 1939, Lick Obs. Bull., 19, 17 (No. 496)

[22] Torres, K.B., Vaz, L.P.R.: 2007, IAU Symposium, 240, 210

[23] Zucker, S., Mazeh, T.: 1994, Study of spectroscopic binaries with TOD- COR. ApJ. 420, 806-810.

[24] N. Zwahlen, P. North, Y. Debernardi, L. Eyer, F. Galland, M. A. T. Groenewegen, C. A. Hummel: 2004, A purely geometric distance to the binary star Atlas, a member of the Pleiades. A&A 425, L45-L48