OBSERWATORIUM ASTRONOMICZNE
UNIWERSYTETU IM. ADAMA MICKIEWICZA

BADANIE GWIAZD KATAKLIZMICZNYCH NA PODSTAWIE RÓWNOCZESNYCH OBSERWACJI ULTRAFIOLETOWYCH I RENTGENOWSKICH

Wojciech Borczyk

Praca doktorska napisana pod kierunkiem prof. UAM dr hab. Aleksandra Schwarzenberga-Czernego, przedstawiona do obrony na Wydziale Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu

---

Poznań 1999

Dziękuję mojemu promotorowi, prof. UAM dr hab. Aleksandrowi Schwarzenbergowi-Czernemu za zainteresowanie mnie tematyką gwiazd kataklizmicznych, pokierowanie moją pracą i cenne uwagi krytyczne. Panu prof. UAM Edwinowi Wnukowi za otuchę w chwilach zwątpienia. Wszystkim moim kolegom i koleżankom z Obserwatorium Astronomicznego UAM w Poznaniu za nieocenioną pomoc udzieloną mi w czasie pisania niniejszej pracy

Spis treści

1 Wstęp **5**

2 Ciasne układy podwójne **7**
2.1 Klasyfikacja układów podwójnych 7
2.2 Cechy ruchu orbitalnego w ciasnych układach podwójnych 9
2.3 Obserwowalne cechy układów kataklizmicznych 9
2.4 Cechy fizyczne układów kataklizmicznych 9
2.5 Źródła świecenia w układach kataklizmicznych 11
2.5.1 Continuum 11
2.5.2 Świecenie w liniach widmowych 11
2.5.3 Promieniowanie rentgenowskie 12
2.6 Przyczyny zmian blasku 12

3 Klasyfikacja gwiazd kataklizmicznych **14**
3.1 Rys historyczny 14
3.2 Układy niemagnetyczne 16
3.2.1 Nowe karłowate 16
3.2.2 Nowe klasyczne 16
3.2.3 Gwiazdy nowopodobne 16
3.3 Układy magnetyczne 17
3.3.1 Polary 17
3.3.2 Polary pośrednie 17

4 Historia badania V603 Aquilae **19**

5 Obserwacje V603 Aql w ultrafiolecie **22**
5.1 Format danych z IUE 22
5.2 Metoda „wielokrotnie naświetlonych widm” 23
5.3 Materiał obserwacyjny 25

6 Obserwacje V603 Aql w promieniach X **28**
6.1 Satelita ROSAT 28
6.2 Obserwacje rentgenowskie 29

7 Metody zastosowane do opracowania obserwacji 32
7.1 Opracowanie podwójnie naświetlonych klatek . . . 32
7.1.1 Metoda „klasyczna” . . . 32
7.1.2 Separacja widm z zastosowaniem algorytmu Lucy-Richardsona . . . 37
7.2 Dyskretna funkcja korelacyjna . . . 45

8 Opracowanie obserwacji V795 Her: test metody 48
8.1 Informacje o V795 Her . . . 48
8.2 Obserwacje i ich opracowanie . . . 49

9 Wyniki obserwacji V603 Aql w zakresie UV i X 51
9.1 Zestawienie obserwacji w czasie . . . 51
9.2 Krzywe zmian blasku w zakresie ultrafioletowym . . . 51
9.3 Analiza częstotliwości dla obserwacji ultrafioletowych . . . 54
9.4 Badanie korelacji wzajemnych i autokorelacji . . . 55
9.5 Detekcja i analiza struktur absorbcyjnych w liniach widmowych . . . 60

10 Porównanie obserwacji V603 Aql z 1992 i 1989 roku 66
10.1 Obserwacje . . . 66
10.2 Zmienność w continuum UV . . . 69
10.3 Zmienność w liniach . . . 69

11 Podsumowanie wyników 72
11.1 Ocena zastosowanych metod . . . 72
11.2 Weryfikacja hipotezy polara pośredniego . . . 73
11.3 Zależności czasowe pomiedzy zmiennością w ultrafiolecie i w promieniach rentgenowskich . . . 73
11.4 Zmienność natężenia w liniach widmowych . . . 73
11.4.1 Modulacja z okresem orbitalnym . . . 73
11.5 Przyczyny zmienności natężenia w liniach . . . 74
11.5.1 Zewnętrzne obszary dysku . . . 74
11.5.2 „Gorąca plama” . . . 74
11.5.3 Wiatr gwiazdowy . . . 75

Literatura 77

Rozdział 1

Wstęp

„If the ancient philosophers had been correct in their assertion that the distant stars are immutable, incorruptible and eternal, astronomy would be the dullest of disciplines”

Brian Warner, „Cataclysmic Variable Stars (Warner, 1995)”

Gwiazdy kataklizmiczne stanowią grupę obiektów należącą do większej klasy ciasnych układów podwójnych. Nazwa „kataklizmiczne” ma obecnie znaczenie zdecydowanie historyczne i pochodzi z czasów, gdy gwałtowne wzrosty blasku tych obiektów (takie, jak np. obserwowane od czasów starożytnych wybuchy gwiazd nowych) wiązano z dramatycznymi zmianami ich stanu. Obecnie wiadomo, że pojawiające się w tych obiektach rozbłyski nie tylko nie powodują destrukcji samego układu, lecz często powtarzają się nawet kilkakrotnie (jak to ma miejsce w przypadku nowych powrotnych), bądź też są obserwowane w sposób niemal ciągły (np. w nowych karłowatych).

Pomimo dużego postępu w dziedzinie badania gwiazd kataklizmicznych wiele zagadnień dotyczących ich fizyki pozostaje wciąż niewyjaśnionych. Dotyczy to zwłaszcza obiektów, których obserwowane cechy odbiegają w istotnym stopniu od innych, należących do tej samej klasy. Jednym z takich obiektów jest dawna nowa V603 Aquilae.

V603 Aql, po raz pierwszy zaobserwowana jako „Nova Aquilae” w 1918 roku, wykazuje zarówno w swoim widmie jak też w krzywych zmian blasku w zakresie widzialnym i w ultrafiolecie szereg nietypowych i trudnych do zinterpretowania zachowań (takich jak np. obecność kilku różniących się między sobą okresów modulacji blasku) które wymagają intensywnych badań dla wyjaśnienia ich mechanizmu.

Celem niniejszej pracy jest szczegółowa analiza zmienności gwiazdy kataklizmicznej V603 Aql w oparciu o nowy, bogaty materiał obserwacyjny (obserwacje IUE wykonane przez Aleksandra Schwarzenberga-Czernego i Paule Szkody oraz obserwacje rentgenowskie uzyskane z satelity ROSAT przez Aleksandra Schwarzenberga-Czernego i Wolfganga Pietsch).

Możliwość korzystania z pokrywających wspólny, długi interwał czasu obserwacji rentgenowskich oraz ultrafioletowych umożliwiła autorowi pracy zbadanie nie analizowanych nigdy przedtem wzajemnych zależności czasowych zachodzących pomiędzy tymi dwoma rodzajami promieniowania. Badania takie mogą być bardzo pomocne w ustaleniu mechanizmu powstawania różnych struktur w widmie ultrafioletowym oraz w wyjaśnieniu przyczyn ich zmienności.

Ponadto w trakcie prac nad obróbką podwójnie naświetlonych obrazów widmowych z IUE opracowany został oryginalny pakiet procedur numerycznych w którym (po raz pierwszy do tego celu) zaimplementowany został algorytm dekonwolucji Lucy-Richardsona.

Rozdział 2

Ciasne układy podwójne

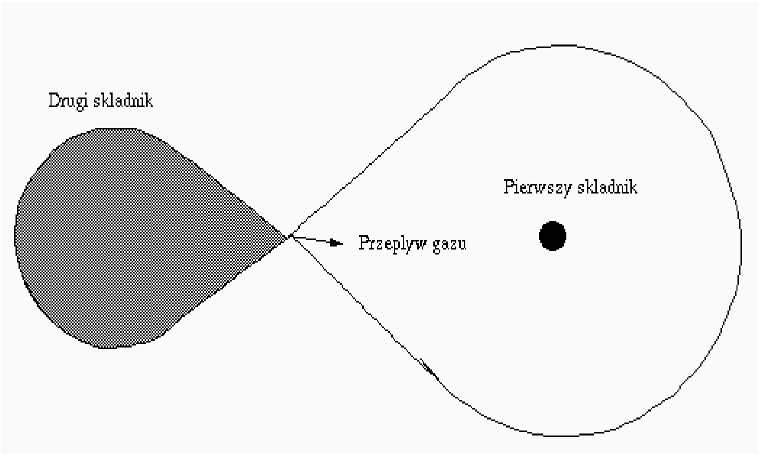
2.1 Klasyfikacja układów podwójnych

Podwójne i wielokrotne układy gwiazd są w Galaktyce zjawiskiem bardzo powszechnym. W przeważającej większości przypadków odległości pomiędzy składnikami tworzącymi układ są na tyle duże, że ich wzajemne oddziaływanie może być z dobrym przybliżeniem opisane jako oddziaływanie mas punktowych i nie powoduje ono żadnych wyraźnych zaburzeń w ich strukturze wewnętrznej ani w procesie ewolucyjnym, który przebiega dla każdego ze składników w sposób nie rózniący się od ewolucji pojedyńczej gwiazdy. Ruch orbitalny w takich układach jest z reguły keplerowskim ruchem wokół wspólnego środka masy, odbywającym się po orbitach eliptycznych.

Dla każdego układu podwójnego możliwe jest wykreślenie powierzchni ekwipotencjalnych. Z dobrym przybliżeniem można tego dokonać stosując tzw. model Roche, w którym obie gwiazdy są traktowane jako masy punktowe. W takim modelu kształt powierzchni ekwipotencjalnych w bliskim sąsiedztwie każdej z mas jest niemal idealnie sferycznie symetryczny, deformując się w miarę wzrostu odległości od centrów mas do kształtów przypominających coraz bardziej wydłużone „krople", do momentu gdy obie powierzchnie zetkną sie ze sobą w punkcie libracyjnym L1, tworząc wspólną powierzchnię ekwipotencjalną, zwaną powierzchnią Roche. Kształt tej powierzchni jest zależny od wzajemnego stosunku mas składników tworzących układ. (Rys 2.1)

W wiekszości znanych układów podwójnych rozmiary składników są na tyle niewielkie, że wypełniają one jedynie niewielką część powierzchni Roche'a. Układy takie noszą nazwę „rozdzielonych".

W pewnych przypadkach rozmiary jednej z gwiazd są na tyle duże, że jest ona w stanie całkowicie wypełnić swoją część powierzchni Roche'a Ponieważ powierzchnia takiej gwiazdy „dotyka" bezpośrednio punktu L1 dlatego możliwy jest w takim przypadku swobodny przepływ materii gwiazdy do drugiej części powierzchni Roche'a (z uwagi na równą, wynikającą z definicji powierzchni ekwipotencjalnej, wartość potencjału na powierzchni Roche'a przepływ taki nie wymaga dostarczenia dodatkowej energii z zewnątrz). Układy w których jeden ze składników wypełnia swoją część powierzchni Roche'a (niezależnie od



Rysunek 2.1: Schemat powierzchni Roche

obecności lub braku przepływu materii) noszą nazwę „układów półrozdzielonych”.

Przykładem układów półrozdzielonych w których rzadko obserwuje się bezposrednio przepływ materii są tzw. algole. Jednym ze składników układu jest gwiazda ciagu głównego, drugim - olbrzym który wypełnia swoją część powierzchni Roche'a. O tym, że w przeszłości nawet w układach w których obecnie nie ma przepływu materii ten przepływ musiał występować może świadczyć tzw. „paradoks Algola” (od którego grupa wzięła swoją nazwę), polegający na tym, że masa składnika znajdującego się na ciągu głównym jest większa niż masa olbrzyma. Przy założeniu, że obie gwiazdy powstały równocześnie jest to pozornie sprzeczne z przyjetą teorią ewolucji gwiazd, według której masywniejsza gwiazda powinna ewoluować szybciej. Wyjaśnieniem tego paradoksu może być przyjęcie założenia, że pierotna masa olbrzyma była znacznie większa niz obecnie i na pewnym etapie życia układu znaczna część tej masy przepłynęła do gwiazdy ciągu głównego. Nieco podobne do algoli lecz znacznie masywniejsze są układy zaćmieniowe typu βLyr.

Osobną grupe tworzą tzw. gwiazdy symbiotyczne, w których składnikiem o większych rozmiarach jest czerwony nadolbrzym, natomiast składnikiem odbierającym materie jest gwiazda ciągu głównego lub biały karzeł.

Trzecia grupa obejmuje układy podwójne w których oba składniki wypełniają całkowicie swoje części powierzchni Roche'a i stykają się bezpośrednio ze soba w punkcie L1. Układy takie noszą nazwe „kontaktowych”.

Przykładem układów kontaktowych mogą być natomiast gwiazdy typu W UMa, w których oba składniki (gwiazdy ciągu głównego) stykają się ze sobą w punkcie L1.

Szczególnie interesujące z punktu widzenia autora niniejszej pracy są wspomniane wcześniej we wstępie „gwiazdy kataklizmiczne”, tj. układy półrozdzielone z występujacym przepływem materii, w których jednym ze składników jest wypełniająca powierzchnię Roche'a gwiazda ciągu głównego (późnego typu widmowego) lub - rzadko - czerwony olbrzym, natomiast drugim składnikiem, odbierającym materię, jest biały karzeł.

2.2 Cechy ruchu orbitalnego w ciasnych układach podwójnych

Jednym z dobrze poznanych efektów bedących wynikiem wzajemnego oddziaływania składników w ciasnych układach podwójnych (nie tylko układach kataklizmicznych) jest tzw. „ukołowienie" ich orbit, tj. doprowadzenie wartości mimośrodu orbity do zera. Zjawisko to daje się wytłumaczyć teoretycznie oddziaływaniami przypływowymi: powierzchnia gwiazdy wypełniajacej swoją część powierzchni Roche'a jest silnie zdeformowana do kształtu „kroplowego". W przypadku ruchu po orbicie eliptycznej orbitalna prędkość kątowa gwiazdy byłaby zmienna w czasie i musiałaby powodować ciągłe zmiany kierunku deformacji gwiazdy. Zmiana deformacji jest procesem w dużym stopniu dyssypatywnym, ze względu na występowanie sił lepkości pomiędzy przemieszczającymi się względem siebie w czasie jej dokonywania warstawmi gazu w atmosferze gwiazdy, powodujacych rozpraszaniem energii. Zjawisko to prowadzi do szybkiego przekształcenia orbity w orbitę kołową. Podobny efekt jest odpowiedzialny za synchronizację okresu rotacji wokół osi w/w składnika z okresem orbitalnym. Typowe okresy orbitalne zaobserwowane w układach kataklizmicznych są rzędu kilku godzin.

2.3 Obserwowalne cechy układów kataklizmicznych

Bardzo charakterystyczną cechą wszystkich układów kataklizmicznych jest intensywne świecenie w continuum w krótkofalowych obszarach widma, zwłaszcza w zakresie niebieskim i ultrafioletowym, świadczące o bardzo wysokich temperaturach obszarów świecących. Widmo tego promieniowania ma dość płaski przebieg, przemawiający za tym że rejestrowane promieniowanie jest złożeniem świecenia powstającego w różniących się temperatura obszarach obiektu.

Kolejna cechą wyróżniającą gwiazdy kataklizmiczne jest tzw. „flickering", czyli szybkie zmiany blasku o amplitudzie dochodzacej do kilkudziesięciu procent, w skali czasu rzędu minut.

Na tle continuum widmowego obserwuje się w większości gwiazd kataklizmicznych silne, wysoko wzbudzone linie emisyjne. Tylko w niektórych układach linie te są zastąpione liniami absorbcyjnymi lub „mieszanymi" liniami typu „P Cygni" (będącymi nałożeniem się linii emisyjnej i absorbcyjnej, przesunietych dopplerowsko względem siebie).

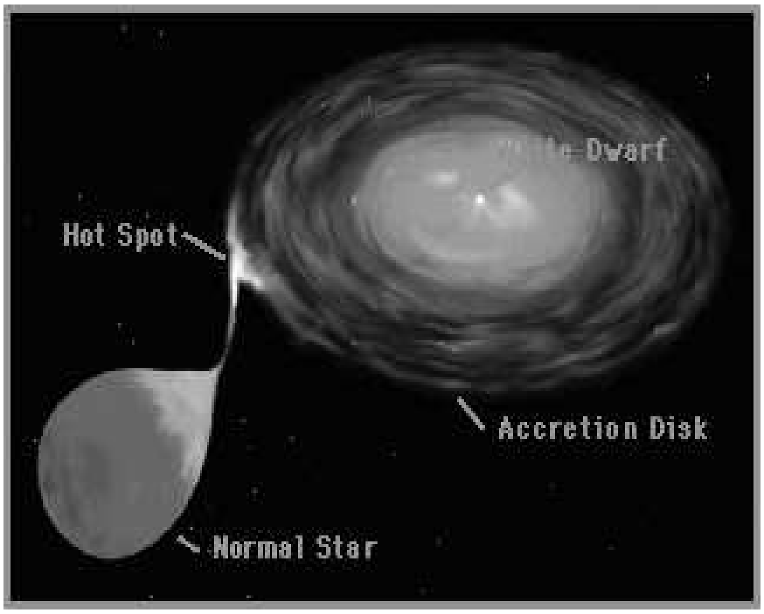
Poza obszarem widzialnym i ultrafioletowym układy kataklizmiczne świecą także z często silnie w zakresie rentgenowskim, zarówno w twardych jak i miękkich promieniach X.

2.4 Cechy fizyczne układów kataklizmicznych

Według przyjętego obecnie modelu układ kataklizmiczny składa się z czerwonej gwiazdy ciągu głównego, wypełniającej powierzchnie Roche'a i oddającej materię poprzez punkt L1 do drugiego składnika, którym jest biały karzeł (Smak, 1971),(Warner, Nather, 1971),(Smak, 1976). Z uwagi na konieczność spełnienia zasady zachowania momentu pędu przez przepływający od jednego do drugiego składnika gaz, jego ruch nie może odbywac się bezpośrednio w kierunku składnika „akreującego”. Przy założeniu nieistnienia tarcia (lepkości) oraz pola magnetycznego wypływający z L1 strumień gazu powinien zacząć okrążać białego karła po pseudo-keplerowskiej orbicie o stałym promieniu. W praktyce, ze względu na skończone rozmiary pierścienia różne jego obszary poruszają się względem siebie z różnymi prędkościami kątowymi i oddziaływują na siebie nawzajem siłami „lepkości”. Źródłem opisywanych sił lepkości w stopniu większym niż efekty molekularne (dominujące w przypadku „klasycznych” płynów) są efekty związane z turbulencją: na styku sąsiadujacych, poruszających się względem siebie warstw tworzą się wiry pozwalające na przeniesienie energii i momentu pedu między sąsiadującymi wartswami.

W ten sposób moment pędu jest przekazywany od wewnętrznych (o mniejszym promieniu orbitalnym) obszarów do obszarów zewnetrznych, powodując tworzenie niemal płaskiego „dysku akrecyjnego” o skończonym promieniu (Shakura, Sunayev, 1973).

Schematyczny szkic układu podwójnego składającego się z gwiazdy ciągu głównego, białego karła oraz dysku akrecyjnego jest przedstawiony na rysunku 2.2



Rysunek 2.2: Schematyczny szkic niemagnetycznego układu kataklizmicznego z dyskiem akrecyjnym. (źródło: http://lheawww.gsfc.nasa.gov)

Systematyczne oddawanie momentu pędu przez wewnętrzne wartstwy rotującego gazu do warstw zewnetrznych umożliwia w rezultacie spadek materii na powierzchnię białego karła. Rozmiary zewnetrznych, odbierających moment pędu obszarów dysku nie mogą być jednak dowolnie duże. Dla dostatecznie dużych promieni orbitalnych ujawnia się bowiem w dysku oddziaływanie przypływowe pochodzące od drugiego składnika. Oddziaływanie to deformuje coraz silniej orbity po których porusza się gaz, do tego stopnia że w skrajnym przypadku dochodzi do silnego tarcia wartstw gazu poruszającego się po krzyżujących się wzajemnie, zdeformowanych orbitach i nadmiar momentu pędu jest wówczas oddawany za pośrednictwem sił przypływowych drugiemu składnikowi (Paczyński, 1977)

Tarcie przylegających do siebie koncentrycznie warstw dysku wyzwala bardzo duże ilości energii która powoduje silne podgrzewanie dysku. Sprawia to, że w wielu układach kataklizmicznych świecenie dysku stanowi dominującą część całego obserwowanego światła pochodzącego od całego układu. Poza wysoką temperaturą, istotną rolę odgrywa w tym przypadku również duża powierzchnia dysku przez którą jest wyświecane promieniowanie.

Strumień gazu wypływającego z punktu L1 rozpędza się spadając w polu grawitacyjnym białego karła i następnie gwałtownie uderzając w krawędź dysku rozgrzewa się wyświecając znaczną część swojej energii kinetycznej w postaci promieniowania. Miejsce w którym strumień gazu trafia w krawędź dysku nosi nazwę „gorącej plamy".

Opisany wcześniej „flickering" czyli migotanie może być wytłumaczony niejednorodnościami przepływu w strumieniu gazu biegnącym ku gorącej plamie, które to niejednorodności powodują chwilowe zmiany jasności świecenia samej plamy.

Przebieg akrecji materii na białego karła zależy bardzo silnie od obecności lub braku pola magnetycznego w białym karle. W przypadku układów niemagnetycznych spadek gazu odbywa się równomiernie w płaszczyźnie równikowej białego karła. Natomiast w przypadku układów z silnym polem magnetycznym istnienie dysku akrecyjnego jest wogóle niemożliwe: spadek materii odbywa się zgodnie z liniami sił pola magnetycznego w kierunku biegunów magnetycznych białego karła. Opadający gaz tworzy wówczas tzw. kolumny akrecyjne.

2.5 Źródła świecenia w układach kataklizmicznych

2.5.1 Continuum

Maksimum świecenia continuum typowego układu kataklizmicznego przypada na zakres niebieski i ultrafioletowy, siegając czasem aż do miękkich promieni rentgenowskich. Znamienną cechą tego świecenia jest bardzo płaski rozkład natężenia w funkcji długości fali, odbiegający zasadniczo o typowego rozkładu Plancka. Taki rozkład świadczy o tym, że za powstawanie tego continuum odpowiedzialnych jest wiele różnych, goracych obszarów różniących się temperaturą. Mogą to być grube optycznie rejony samego dysku akrecyjnego lub też obszary powierzchni białego karła rozgrzane przez akrecję.

2.5.2 Świecenie w liniach widmowych

Linie emisyjne mogą powstawać wyłącznie w rozgrzanym do dostatecznie wysokiej temperatury ośrodku optycznie cienkim. Linie te mogą w układzie kataklizmicznym tworzyć się bądź to w strumieniu gazu uderzającym w powierzchnię dysku (w pobliżu gorącej plamy), bądź to w cienkich optycznie obszarach samego dysku bądź też w wietrze gwiazdowym i otoczce gazowej.

W nielicznych układach z bardzo dużym tempem przepływu masy linie emisyjne nie występują wogóle - można to wytłumaczyć dużą gęstością optyczną ośrodka świecącego, spowodowaną przez szybkie dostarczanie materii.

Linie powstające w wietrze mają często profile typu P Cygni, tj. oprócz linii emisyjnej obserwuje sie nałożoną na nią linię absorbcyjną przesunietą nieco wzgledem pierwszej. Powstawanie tego typu linii może byc wytłumaczone ekspansją wiatru w przestrzeni, przyczym linie absorbcyjne tworzą się w obszarach wiatru znajdujących się pomiedzy obserwatorem a świecącym dyskiem (przesunięcie jest spowodowane efektem Dopplera w gazie poruszającym się z niezerową względem obserwatora prędkością radialną), natomiast linie emisyjne sa generowane przez obszary wiatru poruszające się poprzecznie względem kierunku widzenia i obserwowane wokół dysku.

Oprócz wyskokiej temperatury czynnikiem powodującym powstawanie linii emisyjnych może być również oświetlenie gazu strumieniem wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego.

2.5.3 Promieniowanie rentgenowskie

Promieniowanie rentgenowskie emitowane przez układy kataklizmiczne można podzielić na promieniowanie twarde i miękkie. Promieniowanie twarde powstaje w wyniku zderzenia rozpędzonego do predkości rzędu tysięcy kilometrów na sekundę gazu z powierzchnią białego karła. (temperatury w fali uderzeniowej tworzącej się w miejscu spadku dochodzą często do $10^8 K$).

Promieniowanie miękkie jest natomiast promieniowaniem wtórnym, powstałym w wyniku przetworzenia pierwotnego promieniowania twardego w wyniku oddziaływania z materią.

2.6 Przyczyny zmian blasku

Zmiany blasku gwiazd kataklizmicznych moga mieć różne przyczyny. Ogólnie można podzielić je na geometryczne i fizyczne.

Przyczyny geometryczne obejmują wszystkie te sytuacje w których w wyniku ruchu orbitalnego lub rotacji białego karła nastepują geometryczne zmiany warunków widzialności obszarów świecących. W układach w których płaszczyzna orbity jest nieprostopadła do kierunku patrzenia można obserwować modulację z okresem równym zbliżonym do orbitalnego, spowodowaną zmianą orientacji świecących obszarów dysku względem obserwatora lub np. zakryciami gorącej plamy.

W układach magnetycznych, w których spadek materii na białego karła nastepuje w okolicach biegunów magnetycznych („czapki biegunowe" i „kolumny akrecyjne") obserwuje się również modulację strumienia promieniowania rentgenowskiego spowodowaną zmiennymi warunkami widocznosci obszarów biegunowych (obecność modulacji w promieniach rentgenowskich jest jedną z cech charakterystycznych wyróżniających układy magnetyczne od niemagnetycznych).

Przyczyny fizyczne obejmują opisany wcześniej „flickering" (za który odpowiedzialne są niejednostajnosci w dopływie materii do gorącej plamy), wszelkie niestabilności przepływu materii przez dysk związane ze zmianami tempa akrecji (i co za tym idzie zmianami tempa produkcji energii), zapalenie wodoru w powierzchniowych warstwach białego karła, ewentualne pulsacje jednego ze składników układu.

Okres orbitalny w większości przypadków może byc z dużą precyzja wyznaczony z obserwacji spektroskopowych, na podstawie systematycznych pomiarów dopplerowskiego przesunięcia linii widmowych (zakładając oczywiście, że okres oscylacji położenia linii jest równy okresowi orbitalnemu).

W niektórych układach kataklizmicznych obserwuje się modulacje blasku z kilkoma nałożonymi na siebie, różnymi częstotliwościami. Niektóre z nich dają się zidentyfikować jako np. wpływ ruchu orbitalnego lub rotacji białego karła wokół osi (ewentualnie jako superpozycja obu tych okresów), niektóre pozostają jednak niewyjaśnione.

Przykładem gwiazdy która wykazuje podobne zachowania może być V603 Aql, będąca głównym przedmiotem badań autora niniejszej pracy.

Opracowane na podst. (Hack, la Dous, 1993), (Lewin i in., 1993), (Mauche ,1990), (Warner, 1995)

Rozdział 3

Klasyfikacja gwiazd kataklizmicznych

3.1 Rys historyczny

„Nowe" gwiazdy obserwowane były od zarania dziejów, na długo przed powstaniem pierwszych modeli tłumaczących fizyczny mechanizm ich rozbłysków. Dawne (wizualne) obserwacje pozwalały jedynie na odnotowanie samego faktu pojawienia się nowej, nieznanej wcześniej gwiazdy, której blask po rozbłysku stopniowo malał aż do chwili gdy stawała się ona niewidoczna. Dopiero w przypadku Nova Ophiuchi 1848 zaobserwowano pozostałą w miejscu po wybuchu gwiazdę, o jasności ok. 11^m (patrz: Warner, 1995).

Wieczorem 15 grudnia 1855 roku J.R.Hind, prowadzący poszukiwania nowych planetoid, przez przypadek odkrył obiekt o jasności ok. 9^m, świecący „bardzo niebieskim, planetarnym światłem". Po dłuższych obserwacjach Hind doszedł do wniosku, że odkryty przez niego obiekt jest całkowicie odmiennym, nieznanym wcześniej rodzajem gwiazdy zmiennej, której blask - w przeciwieństwie do poznanych wcześniej gwiazd zaćmieniowych - utrzymuje się przez większą część czasu na poziomie minimum, z wyjatkiem krótkich okresów gwałtownych pojaśnień, przypominających nieco rozbłyski „Nowych klasycznych" (Hind, 1856). W przeciwieństwie do innych gwiazd zmiennych, nadwyżka świecenia w zakresie niebieskim świadczyła wyraźnie o jej bardzo wysokiej temperaturze. Obiekt odkryty przez Hind'a (oznaczony wkrótce jako U Geminorum) okazał się być pierwszą zaobserwowaną „nową karłowatą".

W wyniku rozwoju technik obserwacyjnych ilość odkrywanych gwiazd o analogicznych cechach zwiększała się szybko. Ponadto okazało się, że podobne „nietypowe", świecące silnie w niebieskiej części widma obiekty znajdują się również w miejscach w których wcześniej obserwowano wybuchy „klasycznych" gwiazd nowych.

Nazwa „gwiazdy kataklizmiczne" („Cataclysmic Variables", CV) została wkrótce przyjęta na określenie klasy obiektów, charakteryzujących się nagłymi i niespodziewanymi skokami jasności, którym towarzyszyły również znaczne zmiany w ich widmach. Początkowo do tej grupy zaliczone zostały klasyczne gwiazdy nowe („Classical Novae", CN) oraz tzw. „nowe karłowate" („Dwarf Novae", DN), znacznie później dołączono do nich również inne rodzaje obiektów, takie jak np. gwiazdy „nowopodobne", wykazujące wprawdzie liczne cechy identyczne z pozostałościami po „nowych klasycznych", lecz których wybuchy nie były nigdy wcześniej obserwowane (patrz: Warner, 1995).

Z chwilą wprowadzenia w latach 40-tych fotopowielaczy czułość obserwacji fotometrycznych stała się wystarczająco wysoka do szczegółowego zbadania krzywych zmian blasku nowych obiektów. Pionierskie obserwacje UX UMa (znanej wcześniej jako zmienna zaćmieniowa o najkrótszym zanotowanym okresie orbitalnym, równym 4^h43^m) przeprowadzone przez A.P.Linnell'a zwróciły uwagę na kolejną, jak się wkrótce okazało wspólną dla wszystkich gwiazd kataklizmicznych cechę: obecność szybkich, krótkotrwałych zmian chwilowego blasku w skali czasu rzędu minut, z amplitudą od kilku setnych do kilku dziesiątych magnitudo. Zjawisko to, określane mianem „flickering", zostało w niedługim czasie zaobserwowane również w przypadku trzynastu innych obiektów będących pozostałościami po wybuchach gwiazd nowych oraz czterech „nowych karłowatych" (Walker, 1954).

Walker (1954), badając gwiazdę Nova Herculis 1934 (DQ Herculis) stwierdził, że jest ona układem zaćmieniowym z krzywą zmian blasku bardzo zbliżoną do UX UMa lecz o jeszcze krótszym okresie orbitalnym równym 4^h39^m. Ponadto w przypadku kilku innych „gwiazd kataklizmicznych" (AE Aquari, SS Cygni, RU Pegasi) udało sie wykazać, że są one obiektami spektroskopowo podwójnymi (Joy, 1943), (Joy, 1954), (Joy, 1956). Fakty te nasunęły podejrzenie, że wszystkie obiekty typu „CV" są ciasnymi układami podwójnymi i że „flickering" obserwowany w ich krzywych zmian blasku jest w jakiś sposób z tym właśnie faktem powiązany (patrz: Warner, 1995).

Dwa lata później Crawford i Kraft wykazali (Crawford, Kraft, 1956) że w przypadku AE Aquarii drugi składnik układu (gwiazda ciągu głównego typu K5) wypełnia całkowicie swoją powierzchnię Roche'a oraz zinterpretowali szerokie linie emisyjne występujące w widmie tej gwiazdy jako skutek turbulencji gorącego gazu wypływającego z drugiego składnika przez punkt Lagrangeá i tworzącego następnie „pierścień gazowy" wokół głównego składnika (białego karła). Był to pierwszy model fizyczny układu kataklizmicznego zbliżony do koncepcji przyjmowanej obecnie (Smak, 1971),(Warner, Nather, 1971),(Smak, 1976).

W ciągu kolejnych lat przybywało systematycznie obiektów klasyfikowanych jako CV.

Pierwotny podział gwiazd kataklizmicznych opierał się wyłącznie na morfologicznej analizie ich krzywych blasku. Bardziej fizyczna klasyfikacja opiera się o tempo przepływu masy przez dysk i obecność lub brak pola magnetycznego. Mimo to pozostała wciąż liczna grupa obiektów wykazujących cechy nie pozwalające jednoznacznie zaklasyfikować ich do którejkolwiek z grup.

Wśród tych obiektów znajdują sie również takie, które z racji swej dużej jasności i dużej ilości dokonanych obserwacji wydawać się powinny bardzo gruntownie zbadanymi. Przykładem może być V603 Aql, jedna z najjaśniejszych zaobserwowanych nowych, której nietypowe cechy takie jak np. obecność kilku różniących się między sobą okresów zmienności w różnych przedziałach widmowych pozostają wciąż trudne do wyjaśnienia.

3.2 Układy niemagnetyczne

3.2.1 Nowe karłowate

Są to układy ze stosunkowo małą szybkością przepływu masy. Charakterystyczne dla nowych karłowatych są gwałtowne pojaśnienia ich blasku trwające przez kilka dni i powtarzające się w niezbyt regularnych odstepach czasu rzędu tygodni, miesięcy lub lat. Mechanizm rozbłysków nowych karłowatych wytłumaczyć można niestabilnościami dysku akrecyjnego i nieregularnościami w przepływie materii przez dysk - po okresach w których akrecja praktycznie zanika pojawiają sie okresy gwałtownie wzmożonej akrecji. Do nowych karłowatych zalicza się m.in. gwiazdy typu U Gem (historycznie pierwsze odkryte układy kataklizmiczne), gwiazdy typu Z Cam oraz SU UMa.

3.2.2 Nowe klasyczne

Są to najbardziej „spektakularni" przedstawiciele gwiazd kataklizmicznych. Rozbłyski gwiazd nowych były obserowane od tysiącleci, na długo zanim skojarzono je z ciasnymi układami podwójnymi.

Akrecja materii na białego karła (który w wyniku procesów ewolucyjnych jest niemal całkowicie pozbawiony termojądrowego „paliwa" wodorowego) doprowadza do systematycznego wzrostu zawartosci wodoru w jego warstwie powierzchniowej. Wskutek obecności silnego pola grawitacyjnego gaz gromadzący się na powierzchni białego karła znajduje się w stanie zdegenerowanym, tzn. jego gęstość w niewielkim stopniu zależna jest od jego temperatury. Gdy ilość dostarczonego wodoru przekroczy wartość krytyczną jego temperatura podnosi sie do wartości wystarczającej do zapoczątkowania reakcji termojadrowych. Wskutek istnienia degeneracji wzrost temperatury nie pociąga za sobą istotnych zmian gestości, natomiast reakcje jądrowe powodują silne dalsze podgrzewanie gazu, doprowadzające do samonapedzającej się intensyfikacji procesów jądrowych. Doprowadza to do gwałtownego wybuchu (podobnego do wybuchu bomby termojądrowej) który z dużej odległości jest widoczny jako rozbłysk nowej klasycznej.

Wbrew dawniejszym poglądom układ kataklizmiczny nie ponosi istotnego uszczerbku w wyniku opisanego wybuchu i po pewnym czasie powraca do pierwotnego stanu „stacjonarnego". W pewnej liczbie przypadków udało się nawet zaobserwować wielokrotne wybuchy nowych w tym samym układzie (tzw. nowe powrotne - „Recurrent Novae")

Tempo przepływu materii w układach obserwowanych w miejscach dawnych wybuchów nowych jest większe niż w przypadku nowych karłowatych, pozostaje jednak kwestią nierozstrzygniętą czy jest to cecha charakteryzująca tą określoną grupę obiektów czy też chwilowe stadium przejściowe.

3.2.3 Gwiazdy nowopodobne

Są to układy pod wzgledem morfologicznym bardzo podobne do pozostałości po Nowych Klasycznych, których wybuchy nie były jednak nigdy wcześniej obserwowane. Charakteryzuje je wysokie tempo przepływu masy.

3.3 Układy magnetyczne

3.3.1 Polary

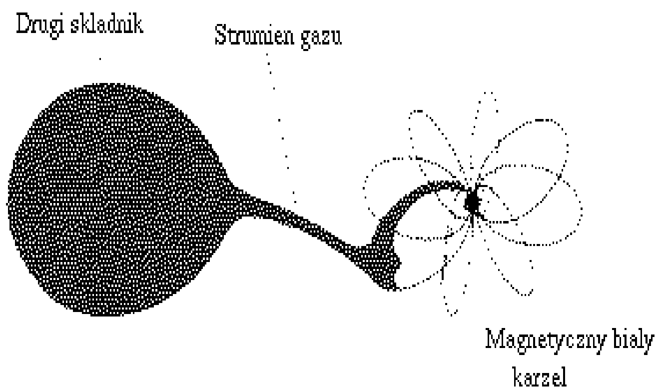
Są to układy zawierające białego karła z bardzo silnym polem magnetycznym. Nazwa „polary” wzieła swój poczatek od dużego i zmiennego (dochodzącego do kilkudziesieciu procent) stopnia polaryzacji ich światła.

W Polarach dysk akrecyjny praktycznie nie występuje - pole magnetyczne powoduje odkształcenie strumienia gazu opadajacego na białego karła i spadek jest możliwy jedynie wzdłuż linii sił pola, w kierunku biegunów magnetycznych. W okolicach biegunowych kolumny akrecyjne opadającego gazu tworzą tzw. „czapki polarne”.

Bardzo charakterystyczną cechą polarów jest całkowita synchronizacja okresu rotacji białego karła z okresem orbitalnym (w układach niemagnetycznych z okresem orbitalnym zsynchronizowana jest jedynie rotacja drugiego składnika).

Klasycznym reprezentantem Polarów jest np. AM Herculis

Schemat ilustrujący strukturę typowego układu magnetycznego o charakterze polara jest przedstawiony na rysunku 3.1



Rysunek 3.1: Układ magnetyczny o typie polara (źródło: http://lheawww.gsfc.nasa.gov)

3.3.2 Polary pośrednie

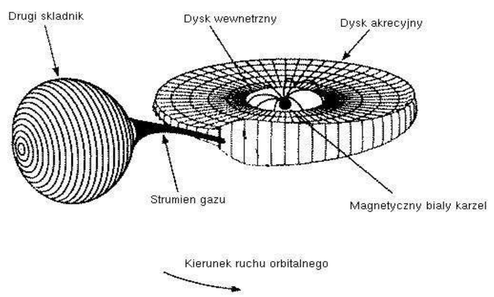
Są to układy w których obserwuje się modulację blasku zarówno z okresem orbitalnym jak i okresem rotacji białego karła. Polaryzacja światła jest w ich przypadku znacznie słabsza niż w przypadku Polarów a czesto wogóle niezauważalna.

W przypadku polarów pośrednich zakłada się istnienie szcząątkowego dysku akrecyjnego, który w obszarach wewnętrznych jest „rozerwany" przez pole magnetyczne białego karła.

Nie jest do końca pewne czy mniejszy wpływ pola magnetycznego na obserowawane cechy Polarów Pośrednich wynika z mniejszych wartości natężenia samego pola czy też jest następstwem np. większego niż w Polarach tempa przepływu masy.

Pierwsze, odkryte optycznie polary posrednie, DQ Her i AE Aqr okazały się być nietypowe, zarówno z powodu braku promieniowania rentgenowskiego jak i krótkości okresu. Pierwszym typowym, rentgenowsko aktywnym polarem ośrednim była gwiazda TV Col. Obecnie znanych jest kilkanaście obiektów tego typu.

Na rysunku 3.2 przedstawiony jest model budowy układu magnetycznego o charakterze polara posredniego



Rysunek 3.2: Układ magnetyczny o typie polara pośredniego. (źródło rysunku: http://lheawww.gsfc.nasa.gov)

Opracowane na podstawie (Hack, la Dous, 1993), (Lewin i in., 1993), (Mauche, 1990), (Warner, 1995), (Schwarzenberg-Czerny, 1999)

Rozdział 4

Historia badania V603 Aquilae

Historia badania V603 Aquilae rozpoczęła się 9 czerwca 1918 roku, kiedy gwiazda ta została po raz pierwszy zaobserwowana jako Nova Aquilae. Osiągając w maksimum blasku jasność równą blisko -1^m1 stała się najjaśniejszą gwiazdą nową zaobserwowaną w bieżącym stuleciu.

Po wybuchu pozostała wyraźnie widoczna, ekspandująca w przestrzeni mgławica utworzona z odrzuconej w przestrzeń materii, zaobserwowana po raz pierwszy ok 4 miesiące po wybuchu roku przez Barnarda jako obiekt o rozmiarach kątowych rzędu 1"(Barnard, 1919). Wyse, analizując w roku 1940 obserwacje fotograficzne i spektroskopowe ekspandującej otoczki oszacował prędkość jej ekspansji na ok. 1żocznie. Asymetria rozszerzającej się otoczki została zauważona już w 1919 roku przez Wrighta. W 1947 roku Baade na podstawie analizy spektrogramów uzyskanych w obserwatorium Licka zasugerował istnienie w mgławicy trzech równoległych, „równikowych" płaszczyzn oraz dwóch dużych kondesacji „biegunowych", rozbiegających się we wzajemnie przeciwległych kierunkach (patrz: Hack, la Dous, 1993).

Dokładną analizę tego zagadnienia przeprowadził Weaver (1974), potwierdzając obecność opisanych wcześniej asymetrii.

Dziś, ponad 80 lat po wybuchu, jasność V603 Aql równa ok. 12^m5 stawia ją w rzędzie najjaśniejszych obserwowanych obiektów tego typu.

Charakterystyczne cechy widma pozwalające zaklasyfikować V603 Aql do gwiazd kataklizmicznych (takie jak np. duży „flickering", intensywne świecenie w niebieskiej części widma) zostały zobserwowane już w latach 60-tych. Kraft (1964) wyznaczył po raz pierwszy na podstawie obserwacji spektroskopowych wykonanych w zakresie widzialnym okres orbitalny układu, równy 0.1382^d.

W pracy (Drechsel i in. 1981) omówione zostały wyniki równoczesnych obserwacji fotometrycznych i spektroskopowych V603 Aql dokonanych przy pomocy kamery FES i SWP umieszczonych na pokładzie satelity IUE. Autorzy donosili o odkryciu korelacji pomiędzy natężeniem świecenia w liniach emisyjnych UV a fazą ruchu orbitalnego układu. Podobny, choć w znacznie mniejszej skali widoczny efekt zauważyli oni również w części ciągłej widma. Obserwacje z jakich korzystali pokrywaly jednak zaledwie ok. 2 okresy orbitalne, nie pozwalaly zatem na szersza analize zauwazonego efektu.

Badanie zaobserwowanych zależności ograniczyli jedynie do analizy jakościowej. Sugerowali ponadto, że okres dostrzeżonych przez nich zmian jasności gwiazdy w zakresie widzialnym jest dobrze zgodny z okresem orbitalnym. Jako wytłumaczenie okresowych zmian w widmie UV proponowali częściowe zaćmienia fragmentu dysku przez drugi składnik lub zakrycia gorącej plamy przez dysk

Nietypowe zachowanie gwiazdy zostało po raz pierwszy zauważone po wyznaczeniu w latach 80-tych okresu fotometrycznego równego 0.1449^d, zatem różniącego się o blisko 5% od znanego wcześniej okresu orbitalnego (Haefner, Metz, 1985). Niezgodność okresu fotometrycznego z okresem orbitalnym została w następnych latach potwierdzona również przez innych obserwatorów w latach 1980-1991, kiedy to z niezależnych pomiarów wyznaczono jego wartość zawierającą się w przedziale od 0.1449^d do 0.1466^d (Patterson i in., 1993). W wyniku intensywnej kampanii obserwacyjnej zauważono również, że okres ten wykazuje powolne zmiany w skali czasu rzędu miesięcy - Patterson i in. (1997) opublikowali wyniki uzyskane w oparciu o dużą ilość obserwacji fotometrycznych w zakresie widzialnym, wykonanych w latach 1992, 1993 i 1994, wskazując na obecność modulacji sygnału z okresem innym niż dotychczasowe, zmieniającym sie w zakresie $0.1338^d - 0.1345^d$, a zatem krótszym niż okres orbitalny.

W oparciu o obserwacje spektroskopowe udokładnił on również wyznaczony wcześniej okres orbitalny, uzyskując wartość 0.13809 ± 0.00012^d (Patterson i in., 1997)

Wyjaśnieniem rozbieżności pomiędzy okresem fotometrycznym a spektroskopowym może być zjawisko którego istnienie zasugerował Whitehurst (1988). W wyniku symulacji numerycznych przeprowadzonych dla gwiazdy Z Chameleontis wykazał on, że drugi składnik układu podwójnego może wykazywać silne oddziaływanie pływowe na przepływającą przez dysk materię. Szczególnie przy duzym stosunku mas składników układu dysk jest "pływowo niestabilny", staje się asymetryczny i dokonuje powolnego obrotu względem inercjalnego układu odniesienia. Fale pływowe przebiegające przez dysk powodują zmiany obserwowanej jasności z okresem o kilka procent dłuższym niż okres orbitalny.

Interesującą z punktu widzenia interpretacji przyczyn obserwowanej zmienności jest specyficzna orientacja orbity V603 Aql w przestrzeni. Nachylenie orbity zostało oszacowane w miarę dokładnie dwiema niezależnymi metodami. Pierwsza z nich, to pomiar zmian prędkości radialnych z dopplerowskiego przesuniecia linii widmowych i porównanie ich z oszacowanymi prędkościami ruchu orbitalnego (ponieważ masa oraz stosunek mas układu mogą być z dobrym przybliżeniem znaleziona metodami astrofizycznymi, natomiast okres orbitalny i zmiany składowej radialnej są dane z obserwacji spektroskopowych możliwe jest oszacowanie nachylenia na podstawie stosunku amplitudy wahań prędkości radialnej do obliczonej wartości predkości orbitalnej) (Kraft, 1964).

Druga metoda polegała na pomiarach asymetrii rozprzestrzeniania sie mgławicy powstałej w wyniku wybuchu Nova Aquilae w 1918 roku (Weaver, 1974).

W obu przypadkach uzyskano bardzo zbieżne ze sobą wyniki, wskazujące na to że nachylenie płaszczyzny orbity jest bardzo niewielkie, nie większe niż 15^o (obecnie przyjmowane parametry orbitalne układu to nachylenie równe nie więcej niż 17^o i stosunek mas biały karzeł / drugi składnik równy 0.66/0.29 (Ritter, 1990).

Oznacza to, że układ jest obserwowany w kierunku niemal dokładnie prostopadłym do płaszczyzny orbity. Fakt ten wyklucza automatycznie mozliwość występowania w układzie wzajemnych zakryć składników i dysku

Kolejne wyniki analizy krzywych zmian blasku V603 Aql w zakresie optycznym opublikowali Udalski i Schwarzenberg-Czerny (1989). W swej pracy autorzy donosili o odkryciu słabej modulacji z okresem równym ok. 61^m. Ten sam okres został następnie podany w pracy z roku 1992 (Schwarzenberg-Czerny i in., 1992), której treścią była analiza zmienności blasku w zakresie ultrafioletowym. Autorzy pracy korzystali z obserwacji wykonanych przy pomocy satelity IUE, dokonując fotometrii widma ultrafioletowego w jego części ciągłej, w pięciu wybranych pasmach częstotliwości. O znalezieniu śladu modulacji z identycznym okresem w zakresie rentgenowskim donosił również Drechsel i in. (1983).

Obecność modulacji z okresem 61^m stanowiła dość silną przesłankę przemawiającą za tym, ze V603 jest układem kataklizmicznym o cechach polara pośredniego - modulacja taka mogłaby wówczas być wytłumaczona rotacją magnetycznego białego karła.

Interesujące wydają się również wyniki obserwacji V603 Aql w zakresie ultrafioletowym przy pomocy teleskopu Hubble'a. W pracy Friedjunga i in. (1997) autorzy donoszą o zaobserwowaniu, szczególnie w pobliżu linii emisyjnej CIV, wyraźnej struktury absorbcyjnej przesuniętej w stronę krótkofalową, przypominającej (wraz z linią emisyjną) profil typu P-Cygni.

Zwracają oni jednak uwagę na fakt, że mimo morfologicznego podobieństwa struktura ta wykazuje wiele cech całkowicie odmiennych od typowych profili P-Cygni: składowa emisyjna jest znacznie silniejsza od absorbcyjnej i niemal idealnie symetryczna. Tłumaczą ten fakt przyjmując założenie, że obserwowane przez nich linie emisyjne powstają w zewnetrznych warstwach chromosfery dysku, natomiast za część absorbcyjną odpowiedzialny jest chłodniejszy, „stożkowato” ukształtowany wiatr gwiazdowy wybiegający w kierunku prostopadłym do płaszczyzny dysku.

W pracy (Friedjung i in., 1997) pojawia się wprawdzie informacja o zmianach natężeń i profili linii w czasie (oraz zmian natężenia świecenia w continuum UV), lecz autorzy ograniczają się w niej jedynie do stwierdzenia obecności „znacznych zmian w skali czasu minut”. Wynik Drechsela i in. (1981) dotyczący okresowych wahań natężenia w liniach oceniają jako niepewny z uwagi na to, że jego obserwacje pokrywały zaledwie dwa okresy orbitalne. Przyczyny zmienności upatrują w zmianach natężenia promieniowania rentgenowskiego pochodzącego z gorących obszarów w bezposrednim sąsiedztwie białego karła.

Rozdział 5

Obserwacje V603 Aql w ultrafiolecie

5.1 Format danych z IUE

Satelita IUE, czynny w okresie od 26 stycznia 1978 do 27 września 1996, umieszczony był na orbicie geosynchronicznej o nachyleniu 28.6^o i mimośrodzie 0.24 (Boggess i in., 1978). Jego podstawowe wyposażonie stanowiły trzy rodzaje kamer typu „vidicon" pozwalające na uzyskiwanie widm w zakresie ultrafioletowym: Short Wavelength Prime (SWP), Long Wavelength Prime (LWP) oraz Long Wavelength Redundant (LWR). Kamery te mogły współpracować ze spektrografami w dwóch trybach pracy - wysokiej rozdzielczości („High Resolutionąlbo „Echelle mode") oraz niskiej rozdzielczości („Low Resolution Mode"). Każdy spektrograf wyposażony był w dwa rodzaje przysłon („szczelin") - małą, kołową, o średnicy kątowej 3óraz dużą, owalną, o rozmiarach kątowych rzędu 10 x 20". Zakres długości fal dla odpowiednich kamer i trybów pracy jest przedstawiony w tabelce 5.1 (Newmark i in., 1992)

Luki w pokryciu niektórych przedziałów długości fal dla trybu „wysokiej rozdzielczości" wynikają z przyczyn instrumentalnych (obcięcia niższych rzedów widm Echelle przez krawędź płyty czołowej kamery)

„Surowy" obraz uzyskiwany przy pomocy w/w kamer jest zapisywany w postaci „klatki" będącej 8-mio bitową macierzą o rozmiarze 768 x 768 pikseli. Zależnie od trybu pracy zawiera ona albo pojedyńcze widmo o niskiej dyspersji (dla Low Resolution Mode) albo

Tablica 5.1: Zakresy długości fal dla kamer SWP, LWP i LWR dostępne w różnych trybach pracy

Kamera	HIGH, pełne pokrycie	HIGH, częściowe pokrycie	LOW
SWP	1145-1930	1930-2198	1150-1975
LWR	1845-3105	3105-3230	1860-3300
LWP	1845-2980	2980-3230	1910-3300

grupę kolejnych, położonych równolegle względem siebie fragmentów widma o wysokiej dyspersji w (trybie Echelle).

Informacja zapisana w surowej klatce (Raw Image, RI) jest obarczona błędami instrumentalnymi, takimi jak geometryczna dystorsja oraz różnego rodzaju zniekształcenia informacji fotometrycznych. Standardowy software udostępniany użytkownikom korzystającym z obserwacji IUE - IUE Spectral Image Processing System, IUESIPS, zastąpiony w ostatnich latach przez jego nowszą wersje, NEWSIPS (Nichols, Linsky, 1996) - umożliwia dokonanie geometrycznej i fotometrycznej korekcji surowych klatek oraz dalszą ich obróbkę cyfrową, umożliwiająca w końcowym rezultacie uzyskanie plików zawierających długości fali i odpowiadające im, wykalibrowane wartości zmierzonego natężenia w widmie badanego obiektu (Turnrose, Thompson, 1984).

W niniejszej pracy korzystano wyłącznie z widm o niskiej dyspersji wykonanych kamerą SWP, dlatego dalszy opis będzie dotyczył jedynie tego typu danych obserwacyjnych.

Przetwarzane przez IUESIPS (lub NEWSIPS) dane są dostępne w postaci następujących plików:

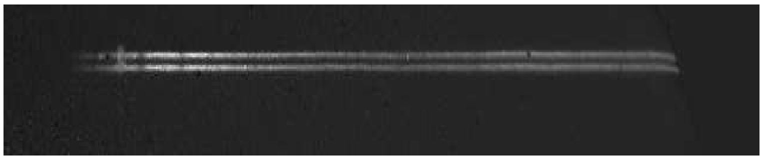
–„Photometrically Corrected Image" (PI), klatki zawierające dwuwymiarową macierz pikseli powstałą w wyniku dokonania korekcji geometrycznej i fotometrycznej surowej klatki. Obraz widma na takiej klatce biegnie skośnie względem osi układu współrzednych.

–„Extracted Line By Line Spectra" (ELBLS), klatka zawierająca obraz widma „wycięty" z pliku PI wraz z przylegającym obszarem tła. W procesie ekstrakcji dokonywany jest również resampling pikseli - kierunek dyspersji pokrywa się w ELBLS z jedną z osi układu współrzędnych klatki.

–„MErged LOw dispersion extracted spectral file" (MELO), w którym zapisane są m.in. długości fali i odpowiadające im wykalibrowane wartości natężeń, wydobyte z pliku ELBLS. Wartości natężeń są obliczane przez proste sumowanie w (kierunku stałej długości fali, tj. prostopadle do kierunku dyspersji) odpowiednich obszarów kolejnych kolumn macierzy ELBLS. Sumy te po odjęciu tła (wziętego również z ELBLS) i odpowiednim wyskalowaniu (oraz dokonaniu korekcji na nieliniowość krzywej czułości kamery) są zapisywane w MELO jako „absolutely calibrated fluxes"

5.2 Metoda „wielokrotnie naświetlonych widm"

Dla dokonania szczegółowej analizy krótkookresowej zmienności badanego obiektu konieczne jest uzyskanie punktów obserwacyjnych położonych dostatecznie gęsto aby zapewnić zadowalajaca rozdzielczość czasową. W związku z podejrzeniami istnienia modulacji blasku z okresem rzędu 61^m sygnalizowanej przez poprzednich obserwatorów (Udalski, Schwarzenberg-Czerny, 1989), (Schwarzenberg-Czerny i in., 1992) wskazane byłoby, aby odległości kolejnych punktów na krzywej jasności były nie większe niż kilka - kilkanaście minut. Z drugiej strony - proces przetwarzania danych na pokładzie satelity IUE oraz ich przesyłania do naziemnej stacji kontrolnej z przyczyn sprzętowych uniemożliwia uzyskanie rozdzielczości czasowej lepszej niż ok 40 min (15 minut ekspozycja, 25 minut czytanie



Rysunek 5.1: Podwójnie naświetlona klatka (w postaci FITS)

obrazka i przygotowanie kamery).

Problem ten może być częściowo rozwiązany przez zastosowanie techniki „wielokrotnie naswietlonych widm", opartej w dużym stopniu na metodzie znanej i stosowanej od dawna w spektroskopii fotograficznej. Korzystając z faktu, że szczelina spektrografu pracującego w trybie niskiej rozdzielczości ma stosunkowo dużą wysokość, na jednej klatce można zarejestrować dwa (lub więcej) widma poprzez kilkakrotne zmiany położenia gwiazdy wewnątrz szczeliny w trakcie obserwacji. Zmiana położenia gwiazdy w szczelinie dokonywana jest przez obrót satelity w przestrzeni, zatem separacja czasowa uzyskanych tą drogą „wielokrotnych" widm jest ograniczona od dołu jedynie przez czas niezbędny do zmiany orientacji satelity. Klatka zawierająca takie „wielokrotnie naświetlone widmo" jest następnie przetwarzana i przesyłana na Ziemię.

W efekcie uzyskuje się „paczki" widm, których separacja czasowa (w obrębie każdej pojedyńczej „paczki") jest niemal dowolnie mała, natomiast odstępy czasowe pomiędzy kolejnymi „paczkami" są w dalszym ciagu limitowane przez ograniczenia sprzętowe.

W praktyce w większości przypadków realne i celowe jest jedynie uzyskanie dwóch obrazów widmowych na jednej „klatce". W przypadku większej ich ilości sąsiadujace widma nakładaja się na siebie w stopniu uniemozliwiającym ich późniejsze rozdzielenie.

Widok takiej „podwójnie naświetlonej" klatki (po dokonaniu korekcji fotometrycznej i przeskalowania sprowadzającego układ wspólrzednych klatki do układu zgodnego z kierunkiem dyspersji) przedstawia rysunek 5.1

W wielu wypadkach (także w przypadku widm używanych w niniejszej pracy) separacja nawet podwójnie naświetlonych widm stwarza bardzo poważne problemy. Głównym czynnikiem odpowiedzialnym za rozmycie i poszerzenie obrazów widmowych na klatce jest ich rozogniskowanie. Ogniskowanie obrazu jest w kamerach satelity IUE realizowane za pośrednictwem elementu, który zmienia swoje rozmiary w wyniku elektrycznego podgrzewania. Podgrzewanie to jest procesem bardzo energochłonnym i dlatego często opcja ogniskowania musi być wyłączona, zwłaszcza w sytuacji gdy niekorzystna orientacja baterii słonecznych satelity w przestrzeni uniemożliwia wystarczające pokrycie powstającego deficytu energetycznego. W takich przypadkach nawet wykorzystanie całej wysokości szczeliny spektrografu nie zapewnia wystarczającej separacji przestrzennej sąsiednich widm na klatce i rozdzielenie ich w prosty sposób jest niemożliwe. Poza nakładaniem się widm rozogniskowanie obrazu powoduje znaczne pogorszenie dyspersji widma, utrudniając tym samym szczegółową analize elementów jego struktury.

Istotnym i dotkliwym ograniczeniem wynikającym z zastosowania opisanej wyżej techniki jest również niemożność uzyskania końcowych, wykalibrowanych widm wyłącznie przy użyciu standardowego oprogramowania. Z uwagi na zastosowany w IUESIPS algorytm ekstrakcji widm z plików ELBLS, w przypadku podwójnych obrazów końcowym rezultatem działania standardowego oprogramowania obrabiającego klatki jest jedynie zapisane w MELO wykalibrowane widmo bedące sumą obu składowych - uzyskanie podobnej informacji dla każdego widma z osobna jest niemożliwe.

5.3 Materiał obserwacyjny

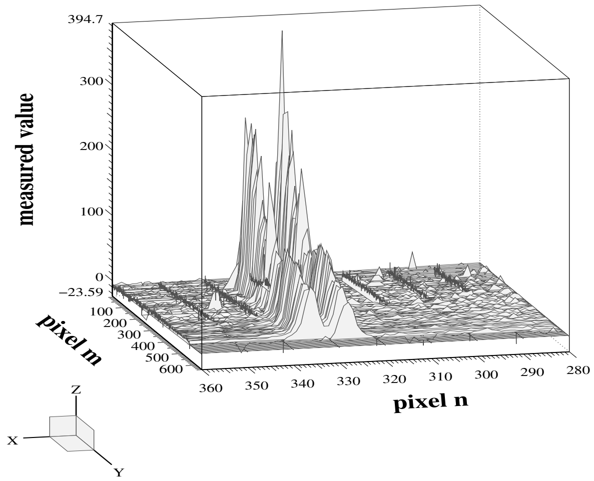
W niniejszej pracy wykorzystano obserwacje V603 Aquilae wykonane przez Aleksandra Schwarzenberga-Czernego i Paule Szkody przy pomocy satelity IUE w czasie ciągłej sesji obserwacyjnej w dniach od 6 do 8 października 1992 .

W celach kontrolnych dokonano też opracowania starszych obserwacji z 1989 roku na których oparta była wcześniejsza praca (Schwarzenberg-Czerny i in., 1992).

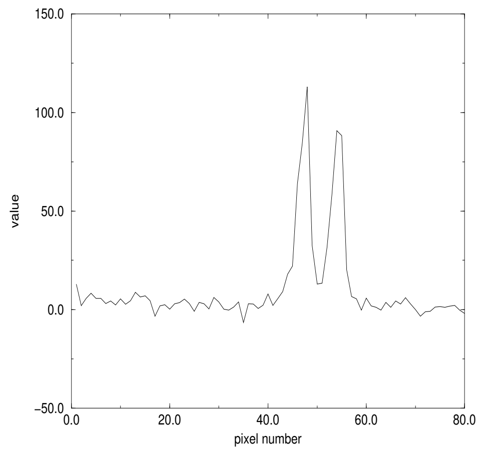
Wszystkie widma uzyskano przy użyciu kamery SWP pracującej w trybie niskiej rozdzielczości. W trakcie obserwacji zastosowano metodę „podwójnie naświetlonych" klatek. Trójwymiarowa wizualizacja typowej „podwójnie naświetlonej" klatki jest pokazana na rysunku 5.2

Przekrój poprzeczny przez tą samą klatkę, zilustrowany na kolejnym rysunku 5.3 pozwala zauważyć że separacja przestrzenna sąsiadujących ze sobą widm uniemożliwia zastosowanie do ich rozdzielenia jakiegokolwiek prostego algorytmu - boczne „skrzydła" rozogniskowanych obrazów widmowych w znacznym stopniu nakładają się na siebie.

Lista obserwacji, zawierająca kod identyfikacyjny oraz momenty czasu odpowiadające środkowi ekspozycji 1-szego i 2-giego widma z każdej „pary" (po uwzględnieniu poprawek barycentrycznych) jest zamieszczona w tabelce 5.2. Wartości t_1 i t_2 są podane w dniach w postaci dat juliańskich od której odjęto stały offset równy 2448900.0.



Rysunek 5.2: Trójwymiarowa wizualizacja typowej „podwójnie naświetlonej" klatki



Rysunek 5.3: Przekrój poprzeczny typowego podwójnego widma

Tablica 5.2: Lista obserwacji, czas t w postaci JD-2448900

Kod obserwacji	t_1	t_2	Kod obserwacji	t_1	t_2
SWP45850	01.735	01.725	SWP45851	01.772	01.782
SWP45852	01.832	01.820	SWP45853	01.880	01.891
SWP45855	02.013	02.000	SWP45856	02.051	02.065
SWP45857	02.097	02.109	SWP45858	02.139	02.151
SWP45860	02.212	02.223	SWP45862	02.286	02.299
SWP45863	02.329	02.340	SWP45864	02.376	02.389
SWP45865	02.437	02.424	SWP45866	02.473	02.483
SWP45867	02.528	02.511	SWP45868	02.558	02.574
SWP45869	02.622	02.603	SWP45870	02.652	02.667
SWP45871	02.712	02.697	SWP45872	02.741	02.760
SWP45873	02.806	02.787	SWP45874	02.835	02.848
SWP45875	02.897	02.880	SWP45877	03.000	02.990
SWP45878	03.029	03.039	SWP45879	03.079	03.089
SWP45880	03.125	03.135	SWP45881	03.182	03.195
SWP45882	03.231	03.243	SWP45883	03.277	03.290
SWP45884	03.327	03.337	SWP45885	03.369	03.383
SWP45886	03.428	03.413	SWP45887	03.476	03.486
SWP45888	03.524	03.505	SWP45889	03.557	03.569
SWP45890	03.615	03.604	SWP45891	03.652	03.665
SWP45892	03.710	03.699	SWP45893	03.744	03.762
SWP45894	03.807	03.793	SWP45895	03.836	03.854
SWP45896	03.897	03.885	SWP45898	04.017	04.002
SWP45899	04.055	04.068	SWP45900	04.101	04.113
SWP45901	04.147	04.163	SWP45902	04.193	04.205
SWP45903	04.249	04.261	SWP45904	04.295	04.307
SWP45905	04.340	04.352			

Rozdział 6

Obserwacje V603 Aql w promieniach X

6.1 Satelita ROSAT

W niniejszej pracy wykorzystane zostały obserwacje rentgenowskie V603 Aql wykonane przez satelitę ROSAT. ROSAT (ROentgen SATellite), którego budowa byłą wynikiem współpracy Niemiec, Wielkiej Brytanii i Stanów Zjednoczonych został wprowadzony na orbitę 1 czerwca 1990. Dokonywał on obserwacji aż do dnia 12 lutego 1999 kiedy to został ostatecznie wyłączony.

Zasilanie segmentu kosmicznego zapewniały 3 baterie słoneczne o maksymalnej mocy 1 kW oraz akumulatory, które były ładowane w czasie gdy satelita znajdował się na łuku orbity swej orbity w miejscu zapewniającym dostateczne oświetlenie światłem słonecznym, podtrzymywały natomiast zasilanie podczas trwających do 40 minut „nocy".

Wyposażenie satelity stanowiły dwa niezależne segmenty obserwacyjne. Pierwszym z nich był teleskop rentgenowski, który mógł współpracować z dwoma różnymi detektorami umieszczonymi w jego płaszczyźnie ogniskowej: obrazującym licznikiem proporcjonalnym (Position Sensitive Proportional Counter, PSPC) oraz przetwornikiem umożliwiającym uzyskanie obrazów o wysokiej rozdzielczości w promieniach X (High Resolution Imager, HRI).

Drugim urządzeniem była kamera szerokokątna (Wide Field Camera), wyposażona we własny system zwierciadeł.

Podczas pojedyńczej obserwacji możliwe było pokrycie obszaru nieba o rozmiarach ok. 2 stopni przy użyciu PSPC oraz ok. 40 minut łuku z zastosowaniem HRI. (Misja ROSAT rozpoczęła sie od sześciomiesięcznych kompleksowych obserwacji z zastosowaniem PSPC, których celem było pokrycie całego obszaru nieba).

Układ optyczny teleskopu rentgenowskiego (o ogniskowej 2.40 m) zbudowany był z szeregu koncentrycznych zwierciadeł, o maksymalnej średnicy 83.5 cm, wykonanych ze szkła typu „zerodur" napylonego warstewka złota.

W płaszczyźnie ogniskowej teleskopu na „karuzelowym" uchwycie, umozliwiajacym łatwą zmianę stosowanego detektora, umieszczone były 2 detektory PSPC z filtrami pozwalającymi wybrać odpowiedni przedział energii rejestrowanych fotonów oraz jeden detektor

HRI.

Detektor PSPC zapewniał wysoką rozdzielczość przestrzenną (ok. 25 sekund łuku dla fotonów o energiach 1 keV). Składał się on z dwóch w zasadzie oddzielnych liczników. Zadaniem jednego z nich była detekcja kwantów rentgenowskich (a mówiąc dokładniej - fotoelektronów powstałych w gazie wypełniającym licznik po wtargnieciu kwantu rentgenowskiego), podczas gdy drugi pełnił rolę „licznika antykoincydencyjnego”, rejestrującego "background rejection".

Elektrody liczników zbudowane były z siatek metalowych, o średnicy drutu 10 mikronów i rozmiarach „oczek” od 1.5 do 2 mm dla siatek anodowych oraz średnicy 50 mikronów i rozmiarach „oczek” 0.5 mm dla siatek katodowych.

Detektor był wypełniony gazem, składającym sie w 60% z argonu, 20% ksenonu oraz 15% metanu.

Detektor HRI był konstrukcyjnie bardzo podobny do urządzenia zastosowanego wcześniej w satelicie EINSTEIN. Umożliwiał uzyskanie obrazów pól o rozmiarach 38 minut łuku z rozdzielczoscią ok. 2 sekund łuku.

Kamera szerokokątna była wyposażona w swój własny system zwierciadeł o ogniskowej 0.525 m. W płaszczyźnie ogniskowej układu umieszczony był detektor wraz z ośmiona filtrami, dającymi mozliwość uzyskania obrazów w różnych zakresach energii kwantów. Pole widzenia kamery wynosi ok. 5 stopni przy rozdzielczości 2.3 minuty łuku.

(źródło informacji: http://heasarc.gsfc.nasa.gov)

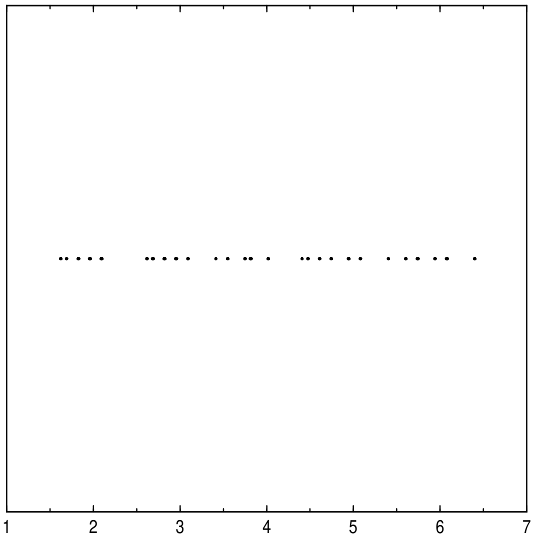
6.2 Obserwacje rentgenowskie

Do celów niniejszej pracy uzyte zostały niepublikowane obserwacje V603 Aql wykonane przy pomocy detektora PSPC satelity ROSAT przez Aleksandra Schwarzenberga-Czernego i Wofganga Pietsch.

Obserwacje zostały zredukowane przez ich autorów za pomoca pakietu EXSASS do postaci krzywych zmian blasku w binach z czasem integracji pojedyńczego binu równym 400 s.

Przedział czasu w jakim wykonano obserwacje został celowo dobrany w taki sposób, aby duża jego część pokrywała się z przedziałem dla którego wykonywane były równiez obserwacje w ultrafiolecie. Miało to na celu umożliwienie zbadania ewentualnych korelacji zachodzących pomiędzy zmianami natężenia w promieniach rentgenowskich i w ultrafiolecie.

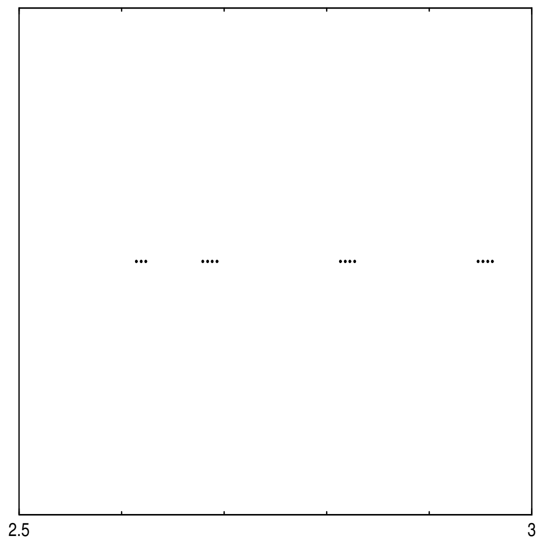
Obserwacje obejmują okres niemal pięciu dni, pokrywający w całości okres w jakim dokonywane byłu obserwacje w ultrafiolecie. Z przyczyn instrumentalnych pokrycie to jest niezbyt równomierne - pojedyńcze obserwacje są zgrupowane w „paczki” po których następują dłuższe przerwy. Grupowanie w ok. 20 minutowe serie jest spowodowane krótkim czasem zapewniającym dogodną widoczność obiektu podczas pełnego, 90 minutowego okresu orbitalnego satelity. Natomiast dłuższe przerwy powodowane są koniecznością wykonywania w tym czasie przez satelitę innych programów obserwacyjnych.



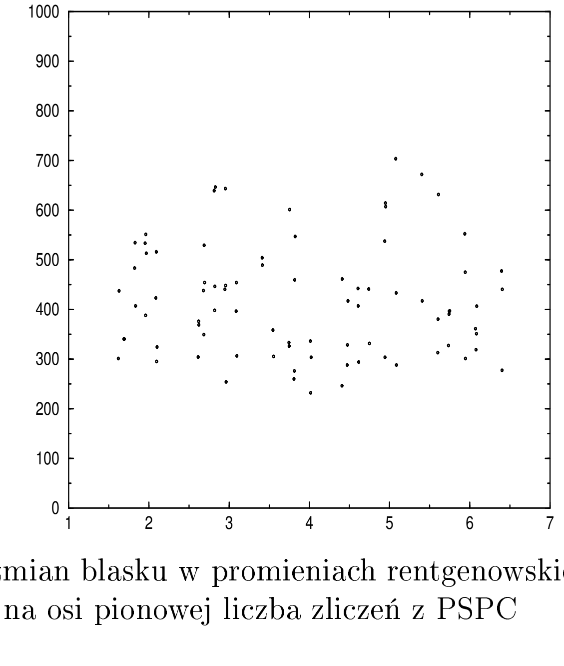
Rysunek 6.1: Rozkład obserwacji rentgenowskich w czasie, na osi poziomej data w postaci JD-2448900 (w dniach)

Rozkład obserwacji w czasie oraz powiększenie wybranego fragmentu ukazujące grupowanie punktów pomiarowych w „paczki" ilustrują dwa rysunki 6.1 i 6.2

Krzywa zmian blasku w promieniach X (dla zliczeń sumarycznych) jest przedstawiona na rysunku 6.3. Na osi pionowej znajduje się ilość zliczeń detektora, na osi poziomej moment czasu w dniach, jako JD-2448900.



Rysunek 6.2: Grupowanie oberwacji rentgenowskich w „paczki”, na osi poziomej data w postaci JD-2448900 (w dniach)



Rysunek 6.3: Krzywa zmian blasku w promieniach rentgenowskich, na osi poziomej data w postaci JD-2448900, na osi pionowej liczba zliczeń z PSPC

Rozdział 7

Metody zastosowane do opracowania obserwacji

7.1 Opracowanie podwójnie naświetlonych klatek

7.1.1 Metoda „klasyczna”

Problem rozdzielenia częściowo nakładających się widm był rozważany wcześniej przez innych autorów. „Klasyczne” podejście do zagadnienia sprowadza się do założenia, że rozkład natężenia w poprzecznym (tj. prostopadłym do dyspersji) przekroju przez podwójnie naświetloną klatkę może być z dostatecznie dobrym przybliżeniem opisany przez złożenie dwóch funcji Gaussa. Dla każdego przekroju można wtedy zapisać funcję opisującą natężenie jako:

$$F_{sum}(x) = F_1(x) + F_2(x) \tag{7.1}$$

gdzie x oznacza współrzędną biegnącą w kierunku prostopadłym do kierunku dyspersji, natomiast

$$F_1(x) = A_1 \exp \frac{-(x-\mu_1)^2}{{\sigma_1}^2} \tag{7.2}$$

oraz

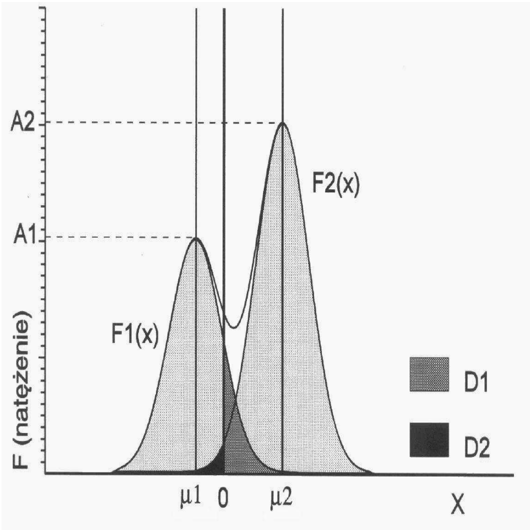
$$F_2(x) = A_2 \exp \frac{-(x-\mu_2)^2}{{\sigma_2}^2} \tag{7.3}$$

gdzie A_1, A_2, μ_1, μ_2, σ_1 i σ_2 są szukanymi parametrami funkcji opisującej rozkład natężenia w badanym przekroju.

Rozdzielenie widm sprowadza się w takim przypadku do znalezienia dwóch nieznanych całek

$$S1 = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(x)\mathrm{d}x \tag{7.4}$$

oraz



Rysunek 7.1: Przekrój poprzeczny przez podwójnie naświetlone widmo - schemat

$$S2 = \int_{-\infty}^{\infty} F_2(x)\mathrm{d}x \tag{7.5}$$

Najprostszym, narzucającym się w sposób naturalny rozwiązaniem jest dopasowanie odpowiednich 6 parametrów A_1, A_2, μ_1, μ_2, σ_1 i σ_2 do dostatecznie dużej liczby przekrojów poprzecznych i na tej podstawie oszacowanie wzajemnego stosunku natężeń sąsiadujacych ze sobą widm dla kolejnych wartości n (odpowiadających kolejnym wartościom długości fali) jako ilorazu S_1/S_2 Korzystając z wykalibrowanych przy użyciu IUESIPS wartości natężeń „sumarycznych" (MELO) oraz dysponując wartościami stosunków natężeń w sąsiadujących widmach dla różnych długości fal można wówczas uzyskać wykalibrowane widma pojedyńcze.

Metoda ta, aczkolwiek pozornie oczywista, ma jednak dość istotną wadę: podczas dopasowywania sześcioparametrowego modelu wartości amplitud dopasowują się bardzo niedokładnie i są bardzo czułe zarówno na wszelkie artefakty występujące na „klatkach" jak też na dobór wartości początkowych wchodzacych do procesu iteracyjnego. Celowe wydawało się zatem zmodyfikowanie tej metody.

Na rysunku 7.1 przedstawiony jest schematycznie widok dwóch „nakładających się" na siebie funkcji gaussowskich oraz funkcja będąca ich sumą. Punkt zerowy osi X został wybrany w sposób dowolny, wymagane jest jedynie aby znajdował się pomiędzy punktami $\mu 1$ i $\mu 2$.

Pola obszarów D1 i D2 będą wówczas wyrażały sie jako

$$D1 = \int_{0}^{\infty} F_1(x)\mathrm{d}x = A_1 \int_{|\mu 1|}^{\infty} \exp(\frac{-t^2}{\sigma_1^2})\mathrm{d}t \tag{7.6}$$

oraz

$$D2 = \int_{0}^{\infty} F_2(x)\mathrm{d}x = A_2 \int_{|\mu 2|}^{\infty} \exp(\frac{-t^2}{\sigma_2^2})\mathrm{d}t \tag{7.7}$$

Niech dla n-tego przekroju

$$\Sigma 1 = \sum_{k=k_{min}}^{0} \Phi(n,k) \tag{7.8}$$

oraz

$$\Sigma 2 = \sum_{k=0}^{k_{max}} \Phi(n,k) \tag{7.9}$$

gdzie k_{min} i k_{max} oznaczają indeksy skrajnych pikseli na przeciwległych krańcach n-tego przekroju (w tej konwencji współrzędna „zerowa" na osi X oddziela od siebie piksele o indeksach -1 i 1), $\Phi(n,k)$ jest natomiast odczytem detektora dla piksela (n,k). Z tożsamości

$$\Sigma 1 + \Sigma 2 \equiv S1 + S2 \tag{7.10}$$

Na podstawie rysunku 7.1 można również zapisać

$$S1 = \Sigma 1 + D1 - D2 \tag{7.11}$$

oraz

$$S2 = \Sigma 2 + D2 - D1 \tag{7.12}$$

Przybliżone wartości A_1 oraz A_2 można uzyskać jako

$$A_1 \cong \frac{\Sigma 1}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\,(\frac{-t^2}{\sigma_1^2})\mathrm{d}t} \tag{7.13}$$

oraz

$$A_2 \cong \frac{\Sigma 2}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\,(\frac{-t^2}{\sigma_2^2})\mathrm{d}t} \tag{7.14}$$

W ten sposób w dopasowywanym modelu można pominąć parametry A_1 i A_2 traktując je jako wartości stałe i dopasowywać jedynie nieznane wartości μ_1, μ_2, σ_1 oraz σ_2. Po znalezieniu przybliżonych wartości tych parametrów mogą być znalezione udokładnione wartości amplitud. W tym celu na podstawie parametrów μ i σ z pierwszej iteracji wyliczane są wartości całek $D1$ i $D2$, a następnie na ich podstawie przybliżone wartości $S1$ i $S2$: Wartości całek $D1$ i $D2$ z zadowalającą dokładnością moga być liczone z wykorzystaniem przybliżenia wielomianowego (Abramowitz, Stegun, 1964)

$$\mathrm{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{z} e^{-t^2}\mathrm{d}t \cong 1 - (a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3)e^{-z^2} \tag{7.15}$$

gdzie

$$t = \frac{1}{1+px} \tag{7.16}$$

$$p = 0.47047 \tag{7.17}$$

$$a_1 = 0.3480242 \tag{7.18}$$

$$a_2 = -0.0958798 \tag{7.19}$$

$$a_3 = 0.7478556 \tag{7.20}$$

Dysponując wartościami $S1$ i $S2$ można następnie znaleźć kolejne przybliżenie wartości amplitud:

$$A_1 \cong \frac{S1}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-t^2}{\sigma_1^2}\right) \mathrm{d}t} \tag{7.21}$$

oraz

$$A_2 \cong \frac{S2}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-t^2}{\sigma_2^2}\right) \mathrm{d}t} \tag{7.22}$$

które wchodzą następnie do kolejnej iteracji w wyniku której obliczane jest kolejne przybliżenie μ_1, μ_2, σ_1 oraz σ_2

Uzyskane w ten sposób wartości całek $S1$ i $S2$ mogą być użyte do wyznaczenia natężeń oddzielnie dla 1 i 2 widma w każdym przekroju, z wykorzystaniem prostej zależności:

$$I_1 = (\Sigma 1 + \Sigma 2)\frac{S1}{S1 + S2} \tag{7.23}$$

oraz

$$I_2 = (\Sigma 1 + \Sigma 2)\frac{S2}{S1 + S2} \tag{7.24}$$

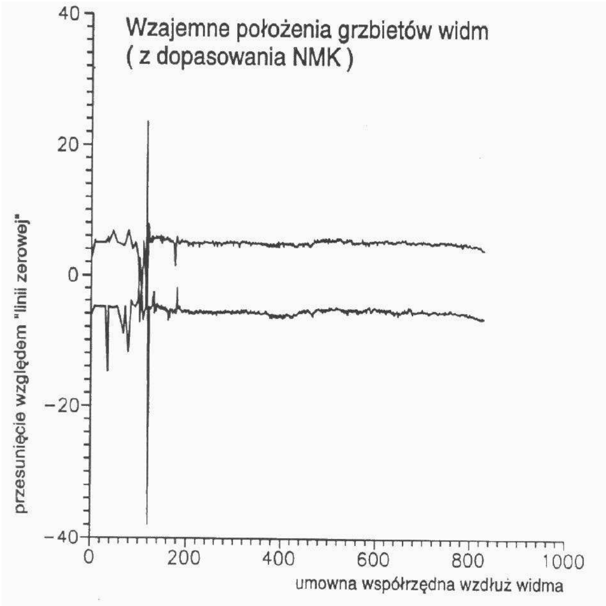
gdzie $(\Sigma 1 + \Sigma 2)$ jest zsumowaną wartością wszystkich pikseli danego przekroju, której wykalibrowana wartość znajduje się w pliku MELO.

W ten sposób znaleźć można wykalibrowane wartości natężeń niezależnie dla każdego z widm należących do „pary".

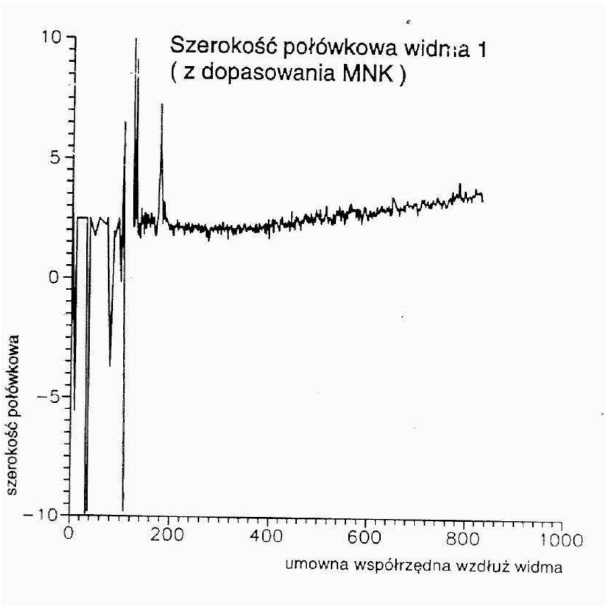
W tworzeniu oprogramowania dokonującego dopasowania parametrów modelu do przekrojów poprzecznych widm wykorzystane zostały fragmenty procedur numerycznych opublikowane w „Numerical Recipes" (Press i in., 1992).

Opisana wyżej metoda została z powodzeniem zastosowana do obróbki podwójnie naświetlonych klatek z 1992 i 1989 roku oraz klatek z widmami V795 Her. Typowe wartości parametrów σ oraz $\mu 1$ i $\mu 2$, jak również błąd względny dopasowania parametru σ (liczony jako stosunek odchylenia standardowego do dopasowanej wartości σ) dla oserwacji V603 Aql z 1992 roku są przedstawione na rysunkach 7.2 i 7.3. Oś X na wszystkich rysunka pokrywa się z kierunkiem dyspersji.

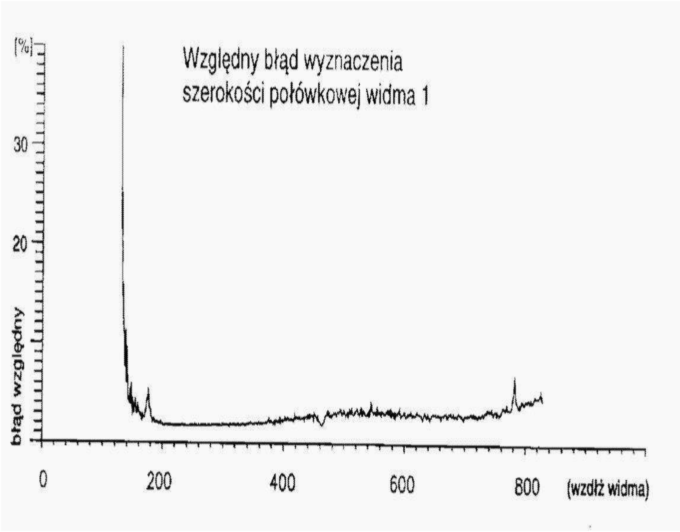
Duży rozrzut wartości dopasowywanych parametrów w pobliżu początku osi X jest spowodowany silnym niedoświetleniem widma w tym obszarze i bardzo dużym szumem.



Rysunek 7.2: Dopasowane wartości $\mu 1$ i $\mu 2$ jako funkcja numeru piksela (numeracja pikseli zgodna z kierunkiem dyspersji)



Rysunek 7.3: Dopasowane wartości $\sigma 1$ jako funkcja numeru piksela (numeracja pikseli zgodna z kierunkiem dyspersji



Rysunek 7.4: Błąd względny dopasowania $\sigma 1$ jako funkcja numeru piksela, numeracja pikseli zgodna z kierunkiem dyspersji

Jednakże nie ma to żadnego istotnego wpływu na końcowe wyniki obróbki obserwacji, ponieważ badany fragment widma leży w obszarze w którym dopasowywane parametry są już stablilne.

Na niektórych klatkach (m.in. na klatce która posłużyła do sporządzenia niniejszych wykresów) daje się zauważyć lekka tendencja wzrostowa parametru σ w miarę wzrostu długości fali 7.3 (kierunek numeracji pikseli na rysunkach jest zgodny z kierunkiem wzrostu λ). Jednocześnie rośnie też błąd względny dopasowania - rys. 7.4 Prawdopodobnie jest to spowodowane silniejszym rozogniskowaniem widma w części długofalowej.

7.1.2 Separacja widm z zastosowaniem algorytmu Lucy-Richardsona

Rozmyty wskutek rozogniskowania obraz zawierający podwójne widmo może być również potraktowany jako dwuwymiarowy splot nieznanej funkcji opisującej „ostre" widmo z jądrem splotu, które w analizowanym przypadku może być z dobrym przybliżeniem wyrażone przez dwuwymiarowa funkcje Gaussa. Przy założeniu znajomości parametrów „jądra" można dokonać dekonwolucji tego splotu i odtworzenia w ten sposób „ostrego" obrazu.

Bardzo efektywną metodą stosowaną w rozwiązywaniu podobnych zagadnień jest algorytm opisany po raz pierwszy przez Lucy (Lucy, 1974), (Spruit, 1994) i opracowany niezależnie przez Richardsona, znany pod nazwą dekonwolucji Lucy-Richardsona. Pomimo to, że sama metoda w swojej obecnej postaci jest znana od początku lat siedemdziesiątych to jednak nigdy dotychczas nie była ona zastosowana do wielokrotnie naświetlonych klatek z widmami IUE.

Dla sprawdzenia przydatności metody LR w przypadku obserwacji IUE autor niniejszej pracy zdecydował się na samodzielne stworzenie pakietu obliczeniowego umożliwiającego przetestowanie algorytmu na konkretnych przykładach obserwacyjnych.

Początkowo metoda LR zastosowana została jedynie do przypadku jednowymiarowego, tj. do dalszego poprawiania pojedyńczych widm uzyskanych przy użyciu opisanej wcześniej metody „klasycznej". Założono przy tym, że wykalibrowane jednowymiarowe widma $I(\lambda)$ dla każdej wartości długości fali λ są opisane splotem „czystej" funkcji $l(\xi)$ z jądrem $K(\lambda-\xi)$:

$$I(\lambda) = \int l(\xi)\, K(\lambda-\xi)\, d\xi \tag{7.25}$$

gdzie jądro splotu K jest opisane przez funcję

$$K(\lambda-\xi) = A \exp \frac{-(\lambda-\xi)^2}{2\sigma^2} \tag{7.26}$$

natomiast σ jest wartością opisujacą „poszerzenie" linii widmowych wskutek efektów instrumentalnych (głównie rozogniskowania). Rozwiązanie splotu można uzyskać stosując następującą procedurę iteracyjną:

$$l^{r+1}(\xi) = l^{r}(\xi) \int \frac{I(\lambda)}{I^{r}(\lambda)} K(\xi-\lambda)\, d\lambda \tag{7.27}$$

gdzie

$$I^{r}(\lambda) = \int l^{r}(\xi)\, K(\lambda-\xi)\, d\xi \tag{7.28}$$

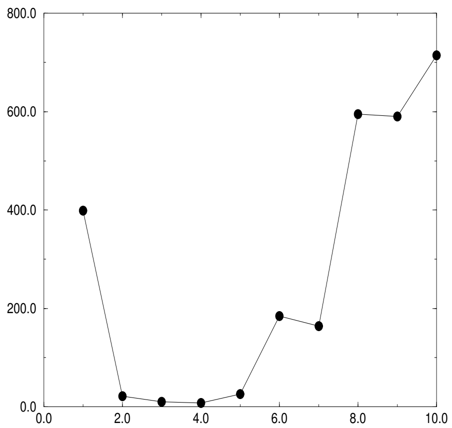
Do rozpoczęcia iteracji jako pierwsze przybliżenie $l^0(\xi)$ użyte zostały wartości wykalibrowanych natężeń $I(\lambda)$

Procedura taka, aczkolwiek dająca pewną poprawę rozdzielczości w jednowymiarowych widmach, wydawała się być w dużym stopniu niedoskonała i skłoniła autora do zastosowania pełnej, dwuwymiarowej dekonwolucji.

Zmierzone przez detektor natężenia przechowywane są w plikach ELBLS w postaci macierzy $\Phi(x, y)$ o rozmiarach n x m pikseli. Fragment macierzy zawierający właściwy obraz widma wraz z przylegającym tłem zajmuje jedynie wąski pas wewnątrz tej macierzy i może być bardzo łatwo zidentyfikowany. Wszystkie piksele znajdujące się na zewnatrz tego obszaru są wyłączane z dalszych rachunków i nie biora udziału w procesie iteracyjnym. Natomiast dla każdego piksela o współrzednych (x,y) znajdujacego się wewnątrz zaznaczonego obszaru jego wartość jest opisywana przez całkę splotu:

$$\Phi(x, y) = \int\int \Psi(\xi, \eta)\, P(x-\xi, y-\eta)\, d\xi\, d\eta \tag{7.29}$$

gdzie $\Psi(\xi, \eta)$ oznacza szukaną funkcję natężenia w punkcie (ξ, η), uwolnioną od efektów instrumentalnych, natomiast P jest dwuwymiarowym jądrem splotu. Jądro to zostało przybliżone dwuwymiarową funkcja gaussa



Rysunek 7.5: Norma $||\Phi^r - \Phi^{r+1}||^2$ jako funkcja numeru iteracji

$$P(x-\xi, y-\eta) = A \exp \frac{-((x-\xi)^2 + (y-\eta)^2)}{2\sigma^2} \tag{7.30}$$

Załóżmy, że znamy parametr σ. W rzeczywistości może on być oszacowany na podstawie wcześniejszej analizy z zastosowaniem metody „klasycznej". Wówczas kolejne przybliżenia funkcji $\Psi(\xi, \eta)$ mogą być znalezione przy użyciu następujacego schematu iteracyjnego, będącego prostym rozszerzeniem procedury jednowymiarowej:

$$\Psi^{r+1}(\xi, \eta) = \Psi^r(\xi, \eta) \int\int \frac{\Phi(x,y)}{\Phi^r(x,y)} P(\xi - x, \eta - y)\, dx\, dy \tag{7.31}$$

gdzie

$$\Phi^r(x,y) = \int\int \Psi^r(\xi, \eta)\, P(x-\xi, y-\eta)\, d\xi\, d\eta \tag{7.32}$$

Proces startuje z $\Psi^0 = \Phi$

Pierwszym pojawiającym się problemem jest przyjęcie właściwego kryterium zatrzymania iteracji. Po przeprowadzeniu eksperymentów numerycznych przyjęte zostało „robocze" kryterium zatrzymujące proces z chwila gdy norma z różnicy kolejnych przybliżeń $||\Phi^r - \Phi^{r+1}||^2$ osiągała wartość minimalną. Zauważona została przy tym podobna prawidłowość którą opisał już Lucy (Lucy, 1974): norma malała bardzo szybko do minimalnej wartości po wykonaniu 3-4 kroków, poczym zaczynała dość szybko rosnąć.

Autor zdaje sobie sprawę z tego, że nie jest to kryterium doskonałe i w przyszłości planowane jest zastapienie go innym, bardziej efektywnym. Zmiany normy w funkcji numeru iteracji są przedstawione na rysunku 7.5

Zanim metoda została zastosowana do opracowania rzeczywistych obserwacji przeprowadzonych zostało szereg symulacji numerycznych. Polegały one na wygenerowaniu sztucznych klatek w większym lub mniejszym stopniu podobnych do oryginalnych klatek z obserwacji. Symulacje te polegały na dokonywaniu splotu znanych a priori funkcji (złożonych np. z dwóch dobrze rozdzielonych dwuwymiarowych fukcji Gaussa, rys. 7.6) z zasymulowanymi funkcjami jądra o znanych parametrach. Jako wynik otrzymano klatki zawierające dwie dwuwymiarowe fukcje Gaussa częściowo się pokrywające (rys. 7.7). Z tych wysymulowanych klatek próbowano nastepnie odtworzyć pierwotne funkcję.

W większości przypadków udawało się tego dokonać z zadowalającą, tj. pozwalającą na ich separację, dokładnością. Podobne wyniki uzyskano po zaburzeniu sygnału wejściowego szumem przypadkowym (rys. 7.8 i 7.9)

Po przeprowadzeniu opisanych wyżej testów których celem było wykazanie poprawności działania programu dokonano dekonwolucji rzeczywistych obserwacji.

Przy doborze parametrów funkcji opisującej jądro splotu bardzo pomocne okazały się wyniki uzyskane wcześniej z zastosowaniem metody „klasycznej", a w szczególności wartości parametrów opisujących szerokości „rozmycia" gaussowskich profili w przekrojach podwójnie naświetlonych klatek. Umożliwiły one wystarczająco precyzyjne zadanie stałych modelu w procesie iteracyjnym.

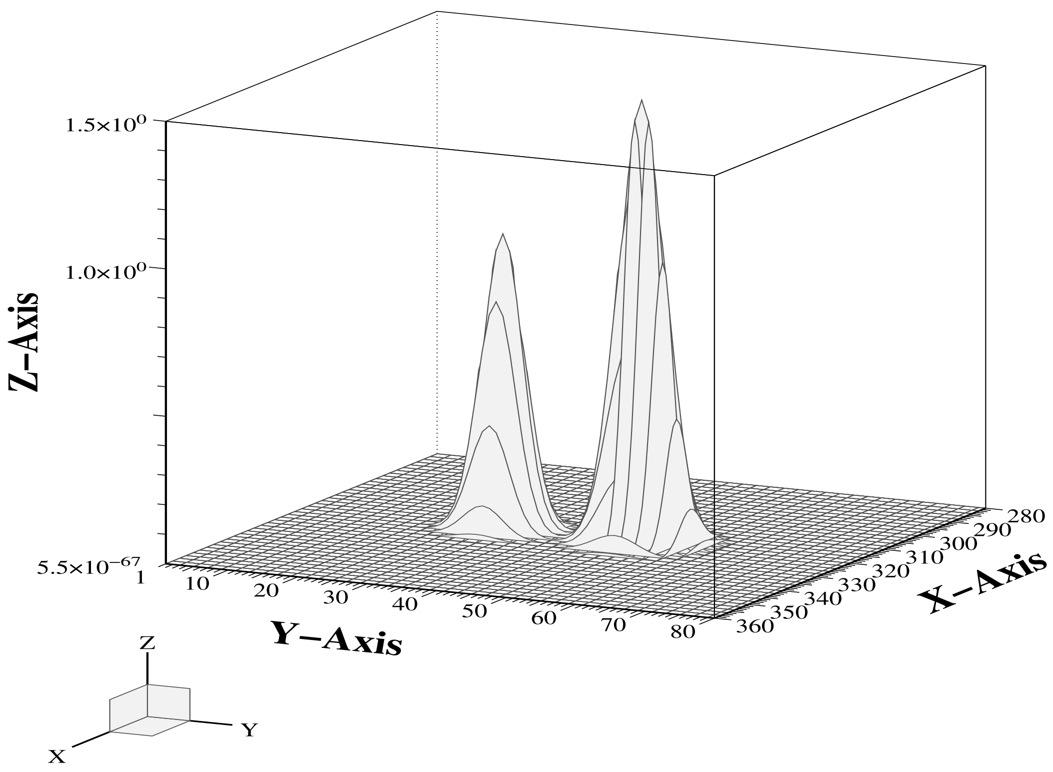
Przetworzone zostały obserwacje zredukowane wstępnie przy zastosowaniu starszej wersji IUESIPS jak też obserwacje zredukowane powtórnie z użyciem nowej wersji NEWSIPS. Uzyskane w obu przypadkach wyniki były niemal identyczne.

Głównym celem zastosowania dekonwolucji LR była separacja nakładających się na siebie widm w celu umożliwienia niezależnego zmierzenia wartości natężeń w każdym z ich jako funkcji długości fali. Cel ten został osiągnięty w stopniu bardzo dobrym - po zakończeniu procesu iteracyjnego było możliwe dokonanie podziału klatki na dwa rozłączne, dobrze rozdzielone obszary zawierające pojedyńcze widma. W sytuacji tej uzyskanie wartości względnych natężeń w pojedyńczych widmach mogło być łatwo dokonane przez proste sumowanie pikseli w kierunku stałej długości fali oraz odjęcie tła, wziętego z wąskich pasów przylegających bezpośrednio do rozdzielonych widm. Dysponując uzyskanymi w ten sposób nateżeniami względnymi oraz wykalibrowanymi natężeniami „sumarycznymi" z plików MELO można znaleźć wykalibrowane wartości natężeń dla obu widm w funkcji λ.

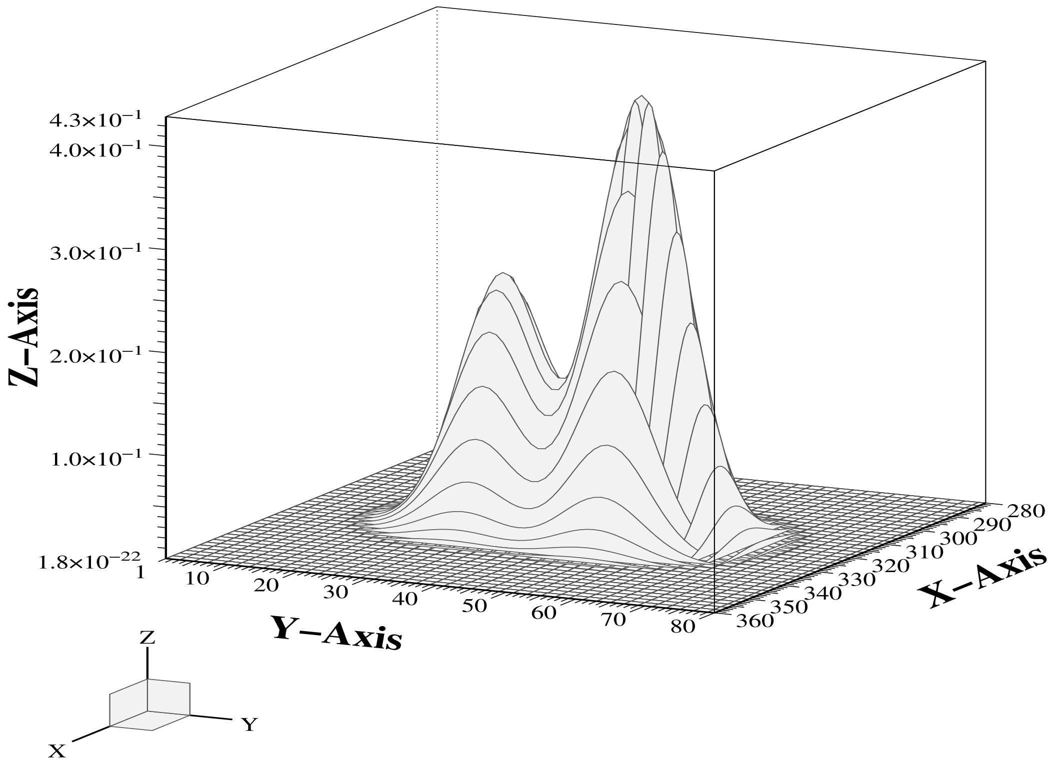
Na rysunku 7.10 pokazane jest porównanie przekroju klatki przed i po dokonaniu dekonwolucji. Na szczególną uwagę zasługuje fakt dokładnego odtworzenia poziomu tła pomiedzy sąsiadującymi widmami.

Poza umożliwieniem dokonania separacji przestrzennej podwójnych widm obiecujące wydawało się użycie metody LR do poprawy rozdzielczości w kierunku dyspersji. Cel ten w znacznym stopniu został osiągniety.

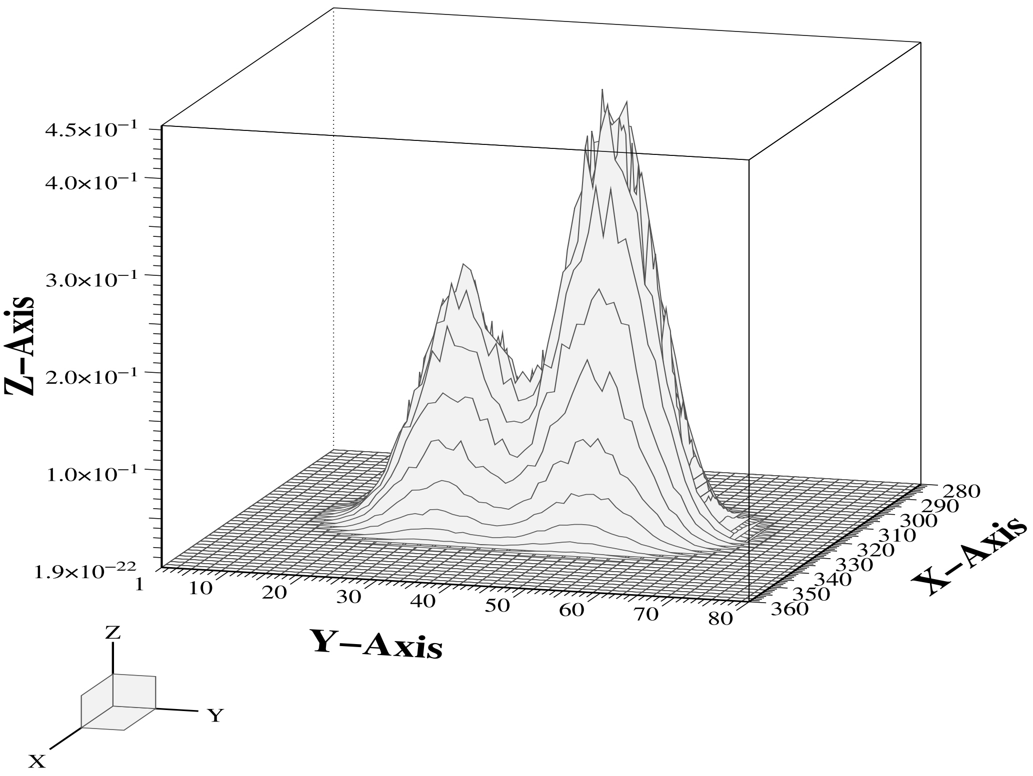
Dowodem na to może byc porównanie szerokości profili linii CIV uzyskanych przy pomocy metody "klasycznej"i L-R z widmami wysokiej rozdzielczosci z HST (Friedjung i in., 1997). Ponieważ rozdzielczość widm z HST jest znacznie wyższa niż szerokość profilu linii, dlatego można zakładać że zmierzona szerokość profilu odpowiada w tym przypadku szerokości rzeczywistej. Wyniki porównania wskazują na zauważalną wyższość dekonwolucji L-R nad metodą „klasyczną". Po dopasowaniu funkcji Gaussa do odpowiednich



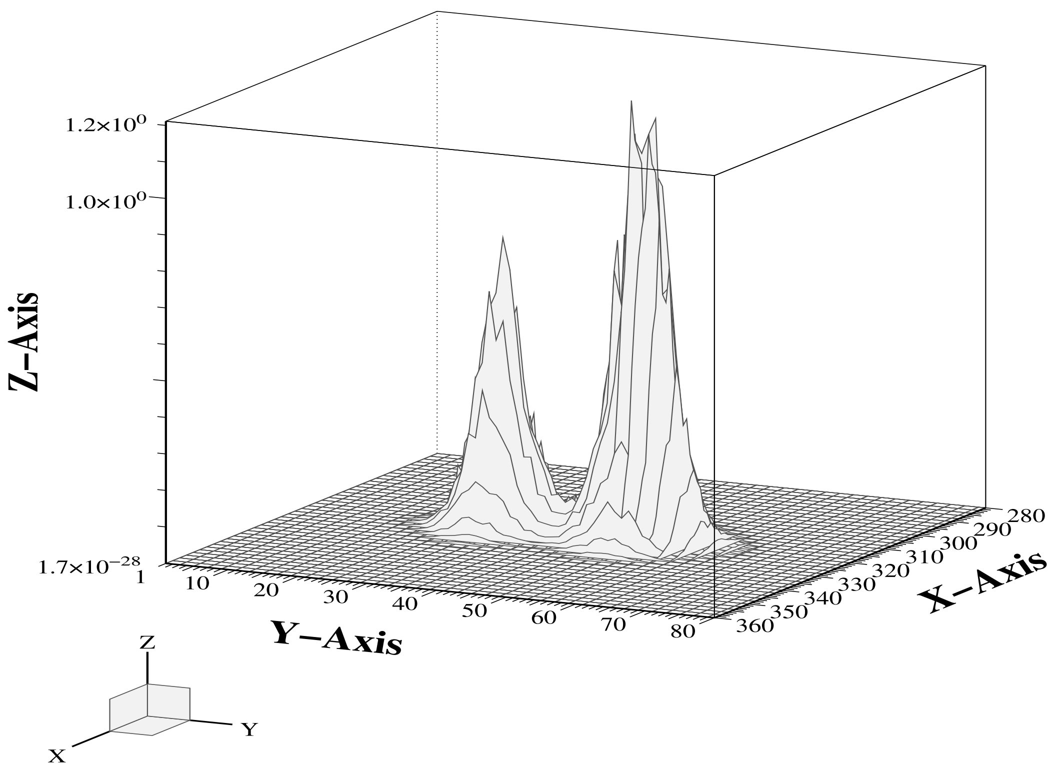
Rysunek 7.6: „Czysta” funkcja pierwotna przed dokonaniem splotu



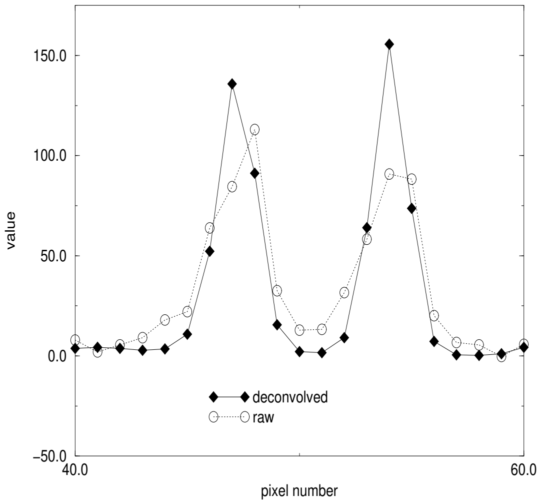
Rysunek 7.7: Splot dwóch funcji Gaussa z gaussowskim jądrem o znanych parametrach



Rysunek 7.8: Ten sam splot z dodaniem szumu przypadkowego



Rysunek 7.9: Wynik dekonwolucji - odtworzone przybliżenie pierwotnej funkcji



Rysunek 7.10: Porównanie przekroju poprzecznego tej samej klatki przed i po dekonwolucji

profili linii (HST, L-R i metoda „klasyczna") uzyskano nastepujące wartości parametru σ, opisujacego szerokość linii: $\sigma_{HST} = 2.79A$, $\sigma_{L-R} = 2.98A$, $\sigma_{klas} = 3.15A$

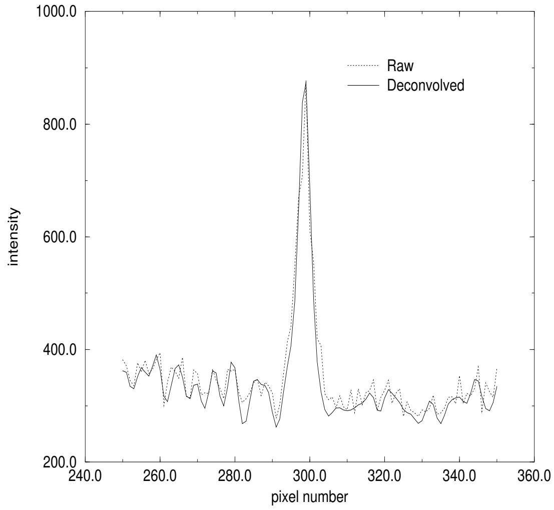
Porównanie profili linii CIV w metodzie L-R i klasycznej jest uwidocznione na rysunku 7.11.

7.2 Dyskretna funkcja korelacyjna

Zbadanie ewentualnych korelacji zachodzących pomiędzy zmiennością świecenia w zakresie rentgenowskim i ultrafioletowym (oraz pomiędzy zmiennością w liniach widmowych i w części ciągłej widma ultrafioletowego) wymaga zastosowania wiarygodnego i efektywnego algorytmu liczącego funkcję korelacyjną dla badanych ciągów danych obserwacyjnych.

Wszystkie „klasyczne" metody badania korelacji wzajemnych i autokorelacji wymagają spełnienia warunku równomiernego rozmieszczenia w czasie poszczególnych punktów w analizowanym ciągu danych. W przypadku ciągów zawierających nierównomiernie rozmieszczone punkty obserwacyjne konieczne jest zatem stosowanie interpolacji, która zawsze powoduje większą lub mniejszą utratę dokładności. W sytuacjach gdy nie istnieją bardzo wyraźne przesłanki do przyjęcia a priori określonego algorytmu interpolacji końcowe wyniki zawsze muszą być oceniane bardzo ostrożnie i traktowane wyłacznie jako w dużym stopniu przybliżone.

Ponadto stosując metody klasyczne bardzo trudno jest oszacować niepewność otrzymanych wyników, ponieważ różnice w rozmieszczeniu analizowanych punktów wpływają



Rysunek 7.11: Otoczenie linii węgla CIV na widmach uzyskanych metodą „klasyczną" oraz z zastosowanie algorytmu Lucy-Richardsona

w silny i trudny do dokładnego uwzględnienia sposób na rezultaty końcowe.

Od wad tych wolna jest metoda „Dyskretnej Funcji Korelacyjnej" („Discrete Correlation Function", DCF) opisana w pracy (Edelson, Krolik, 1988). DCF zdefiniowana jest w następujący sposób: Dla dwóch dyskretnych ciągów danych $a_i(t)$ oraz $b_i(t)$ obliczane są najpierw wartości $UDCF_{ij}$ (Unbinned Discrete Correlation Function) jako

$$UDCF_{ij} = \frac{(a_i - a)(b_j - b)}{\sqrt{(\sigma_a^2 - e_a^2 a)(\sigma_b^2 - e_b^2)}} \tag{7.33}$$

wzięte dla wszystkich istniejących par (a_i, b_j) z ciągów obserwacyjnych a i b

Każdej wartości $UDCF_{ij}$ odpowiada określony interwał czasu $\Delta t_{ij} = t_j - t_i$. Parametry e_a i e_b są błędami pomiaru dla danych zawartych w odpowiednich ciągach obserwacyjnych a i b. (Uwzględnianie e_a i e_b jest konieczne w przypadku silnie zaszumionych danych w celu zapewnienia prawidłowej normalizacji).

Dysponując obliczonymi wartościami $UDCF$ dokonuje się następnie ich „zbinowania" w celu obliczenia wartości $DCF(\tau)$:

$$DCF(\tau) = \frac{1}{M} \sum UDCF_{ij} \tag{7.34}$$

przyczym sumowanie dla ustalonego τ prowadzone jest po wszystkich M wartościach $UDCF_{ij}$ dla których spełniony jest warunek, że $\tau - \frac{\Delta\tau}{2} \leq \Delta t_{ij} < \tau + \frac{\Delta\tau}{2}$, gdzie $\Delta\tau$ jest przyjętym a priori krokiem z jakim liczone są kolejne wartości $DCF(\tau)$, zaś Δt_{ij} jest odstępem czasu pomiędzy obserwacjami a_i i b_j.

Odchylenie standardowe obliczonych wartości $DCF(\tau)$ (w przypadku gdy zakładamy, że w obrębie pojedyńczego „binu" wartości $UDCF_{ij}$ są całkowicie nieskorelowane) można wyrazić jako

$$\sigma_{DCF}(\tau) = \frac{1}{M-1}\sqrt{\sum\left(UDCF_{ij} - DCF(\tau)\right)^2} \tag{7.35}$$

Metoda ta działa szybko i pozwala na wygodne opracowywanie dowolnych ciagów danych obserwacyjnych, bez przyjmowania dodatkowych założeń co do rozkładu punktów.

Rozdział 8

Opracowanie obserwacji V795 Her: test metody

8.1 Informacje o V795 Her

V795 Her jest przykładem jednego z bardziej interesujacych układów kataklizmicznych. Zaklasyfikowana do grupy „nowopodobnych", wykazuje jednak pewne cechy wyróżniające ją spośród obiektów tej klasy.

Wyznaczony na podstawie obserwacji spektroskopowych okres 2.598^h (Shafter i in., 1990) jest interpretowany jako okres orbitalny układu. Widmo V795 Her jest zdominowane przez linie absorbcyjne, co może swiadczyć o dużym tempie przepływu materii przez dysk akrecyjny (Prinja i in., 1992).

W wyniku obserwacji fotometrycznych wyznaczono początkowo dosć znacznie różniące się między sobą wartości okresu zmian blasku, od 2.748^h do 2.800^h. Zdaniem Shaftera odmienne wartości okresów fotometrycznych wyznaczonych przez poprzednich badaczy dają się wytłumaczyć tym, że zaszumienie krzywej zmian blasku ogranicza dokładność pojedyńczych wyznaczeń do ok. 0.170^h. Opierając się na własnych obserwacjach oraz wykorzystując - w celu udokładnienia wyników - wcześniejsze dane, otrzymał on stałą wartość okresu fotometrycznego równą 2.795676^h (Shafter i in., 1990).

Aby wytłumaczyć różnice pomiedzy okresem orbitalnym (spektroskopowym) i okresem fotometrycznym Shafter zasugerował, że V795 może być polarem pośrednim. W pewnej sprzeczności z tym założeniem stoi jednak duże tempo przepływu masy, które w przypadku polarów pośrednich jest znacznie mniejsze niż w niemagnetycznych gwiazdach „nowopodobnych".

Prinja i Rosen (1993) badając widma ultrafioletowe V795 Her wykonane w sierpniu 1992 roku znaleźli modulację natężenia w liniach SiIV i CIV z okresem równym 4.86^h, który był całkowicie odmienny zarówno od okresu orbitalnego jak i od okresu fotometrycznego. Ponadto, porównując wyniki z wcześniejszymi obserwacjami z lat 1989-1992 wykazali oni obecność tej samej modulacji na przestrzeni 3 lat, co świadczy o tym że nie jest to zjawisko o charakterze sporadycznym.

V795 Her była również obserwowana 12 lutego 1991 przez satelitę ROSAT w okresie ok. $7h$ (przy użyciu kamery HRI). Archiwalne obserwacje opracowane prze Prinja i Rosena (1993) ujawniły istnienie źródła promieniowania rentgenowskiego położonego nie dalej niz 1ód pozycji V795 Her, były one jednak zbyt krótkie aby na ich podstawie mozna było wyciągać jakiekolwiek dalsze wnioski, w szczególności dotyczące ewentualnej zmienności strumienia rentgenowskiego w czasie która mogłaby przemawiać za hipotezą o magnetycznym charakterze układu.

8.2 Obserwacje i ich opracowanie

Odkrycie modulacji w liniach widmowych z okresem 4.86^h w V795 Her stanowiło dla autora pracy zachętę do przeprowadzenia kolejnej weryfikacji stosowanej przez niego metody poprzez powtórzenie pracy Prinja i Rosena z wykorzystaniem tych samych obserwacji z których korzystali autorzy cytowanej publikacji.

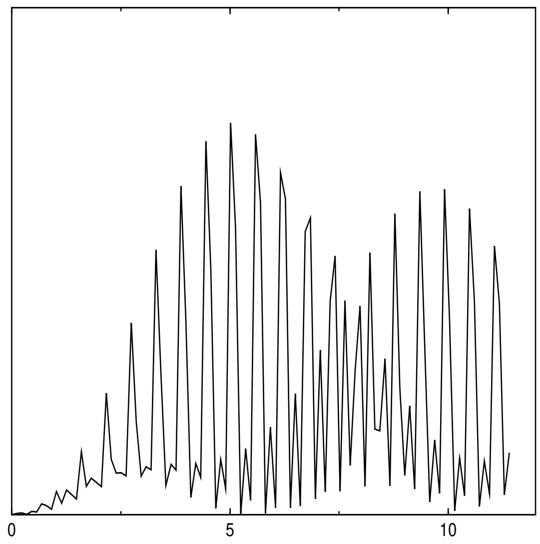
Niemal wszystkie obserwacje z których korzystali Prinja i Rosen były wykonane metodą „wielokrotnie naświetlonych klatek" Z uwagi na małą jasność obiektu należało liczyć się z większymi niż w przypadku V603 Aql problemami podczas obróbki danych obserwacyjnych. Również separacja przestrzenna podwójnych widm V795 Her okazała się znacznie gorsza. Do opracowania wykorzystanych zostało 17 klatek, co dało w sumie 34 punkty pomiarowe na krzywej zmian blasku. Lista obserwacji jest zamieszczona w tabeli 8.1

Dokonano fotometrii linii SiIV w zakresie 1138 - 1407 A. W przeciwieństwie do autorów pracy w trakcie obróbki danych nie były stosowane żadne metody „oczyszczania" periodogramów. Mimo to w uzyskanym widmie mocy udaje się zauważyć modulację z opisywanym w pracy okresem ok. 4.86^h $(4.93c/d)$, co jest uwidocznione na rysunku 8.1.

Zbieżność uzyskanych wyników z wynikami innych autorów stanowi kolejne potwierdzenie że metoda stosowana przez autora niniejszej pracy może być z powodzeniem stosowana do opracowywania podwójnie naświetlonych klatek zawierających widma wielu różnych obiektów.

Tablica 8.1: Lista obserwacji V795 Her

Kod obserwacji	$JD - 2440000$
SWP41134	334.74198
SWP41135	334.79968
SWP41136	334.85999
SWP41137	334.91517
SWP41140	335.69424
SWP41141	335.75559
SWP41142	335.84082
SWP41143	335.90949
SWP45334	848.29669
SWP45335	848.36655
SWP45336	848.43976
SWP45348	850.27066
SWP45349	850.33544
SWP45350	850.40229
SWP45363	852.24969
SWP45364	852.31465
SWP45365	852.39183



Rysunek 8.1: Periodogram zmian blaku w linii SiIV dla V795 Her, na osi poziomej częstostliwość wyrażona w c/d

Rozdział 9

Wyniki obserwacji V603 Aql w zakresie UV i X

9.1 Zestawienie obserwacji w czasie

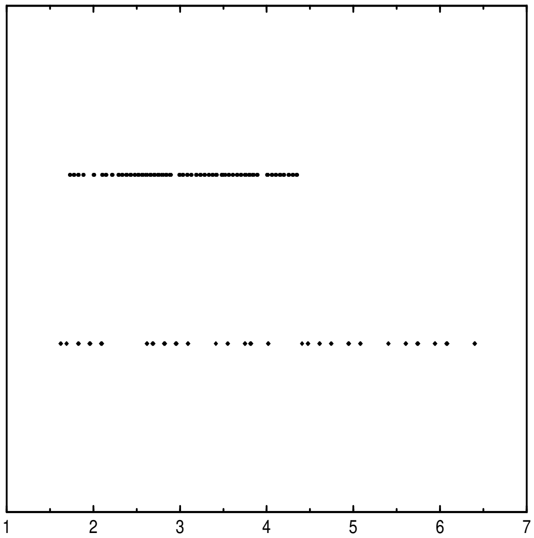
Dla porównania zmienności gwiazdy w zakresie ultrafioletowym ze zmiennością w zakresie rentgenowskim (z położeniem szczególnego nacisku na odnalezienie ewentualnych wzajemnych korelacji) bardzo istotna była możliwość korzystania z obserwacji pokrywających dostatecznie gęsto wystarczająco długi wspólny przedział czasu. Cel ten udało się w dużym stopniu osiągnąć - długość przedziału wspólnego dla obserwacji wykonanych przez ROSAT'a i IUE jest równy niemal 3 doby. Rozkład punktów obserwacyjnych jest zobrazowany na rysunku 9.1.

Wprawdzie istnieją obecnie satelity o znacznie lepszych parametrach technicznych niż w/w (np. HST lub Rossi), lecz z różnych wzgledów podobnie długie, ciągłe serie obserwacji nie były przy ich omocy nigdy dotychczas wykonane. Nadaje to niniejszym badaniom dodatkowy aspekt oryginalności.

Górny ciąg punktów odpowiada obserwacjom IUE, dolny - obserwacjom ROSAT'a. Pamietać należy, że w przypadku ROSAT'a pojedyńczy punkt na wykresie oznacza w rzeczywistości „paczkę” punktów, z uwagi na grupowanie obserwacji w krótkie serie, wymuszone cyklem pracy satelity.

9.2 Krzywe zmian blasku w zakresie ultrafioletowym

Zarówno przy zastosowaniu „klasycznej” metody separacji podwójnie naświetlonych klatek jak i stosując dekonwolucję Lucy-Richardsona uzyskano bardzo zbliżone wyniki końcowe. Jakość wyników uzyskanych metodą L-R wydaje się być nieco lepsza niż w przypadku metody „klasycznej”, jak wskazuje na to chociażby opisane wcześniej porównanie dopasowanych szerokości profilu linii CIV dla widm uzyskanych metodą L-R i „klasyczną” z profilem widma z HST o wysokiej dyspersji. Dlatego też dalsza dyskusja dotyczyć będzie



Rysunek 9.1: Rozkład obserwacji z ROSAT'a i IUE w czasie, na osi poziomej moment obserwacji w dniach w postaci JD-2448900, górny ciąg punktów odpowiada obserwacjom IUE, dolny - ROSATa

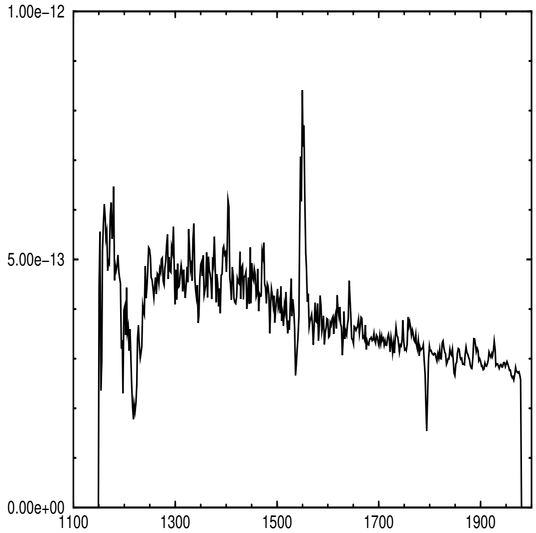
wyłącznie wyników uzyskanych metodą L-R.

Z 51 klatek uzyskane zostały 102 pojedyńcze widma. Przykładowe, wykalibrowane pojedyńcze widmo jest przedstawione na rysunku 9.2. Wartości na osi y wyrażone są w ($ergcm^{-2}s^{-1}A^{-1}$), na osi x znajduja się długości fali w Angstromach.

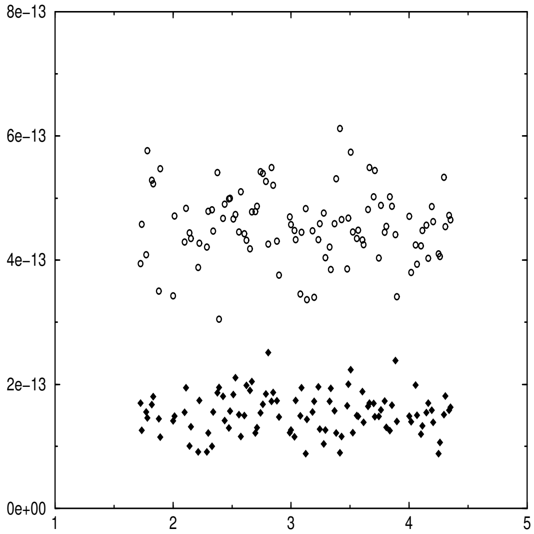
Z rozdzielonych, pojedyńczych widm wyznaczono następnie krzywe zmian blasku w wybranych zakresach długości fal. Aby móc nawiązać wyniki do wcześniejszej pracy (Schwarzenberg-Czerny i in., 1992), której autorzy donosili o odkryciu modulacji z okresem 61^m w continuum ultrafioletowym, do sporządzenia krzywych zmian blasku w części ciągłej widma wybrano pięć identycznych jak w cytowanej pracy przedziałów długości fali: 1275-1375, 1425-1475, 1575-1625, 1650-1750 i 1800-1900 A. Każdy punkt na krzywej zmian blasku w continuum został obliczony jako suma natężeń $I(\lambda)$ zapisanych w pojedyńczym widmie dla których λ należy do analizowanego przedziału długości fali.

Ponadto sporządzone zostały krzywe zmian blasku w dwóch najwyraźniej widocznych liniach emisyjnych: węgla CIV oraz krzemu SiIV. Punkty na krzywej zmian blasku zoatały w tym wypadku znalezione jako suma natężeń w przedziale λ obejmujacym daną linie, po odjęciu od każdego z natężeń wartości natężenia w continuum, interpolowanego z punktów leżących w obszarach continuum znajdujących się przed i za badaną linią.

Przykłady uzyskanych w ten sposób krzywych zmian blasku (dla continuum w przedziale 1575-1625 oraz dla linii CIV) są pokazane na rysunku 9.3. Wypełnione romby odpowiadają punktom na krzywej zmienności w continuum, puste okręgi - krzywej zmian blasku w obszarze linii CIV.



Rysunek 9.2: Przykład rozdzielonego (pojedyńczego) widma V603 Aql, na osi poziomej długość fali w A, na osi pionowej natężenie w ($ergcm^{-2}s^{-1}A^{-1}$)



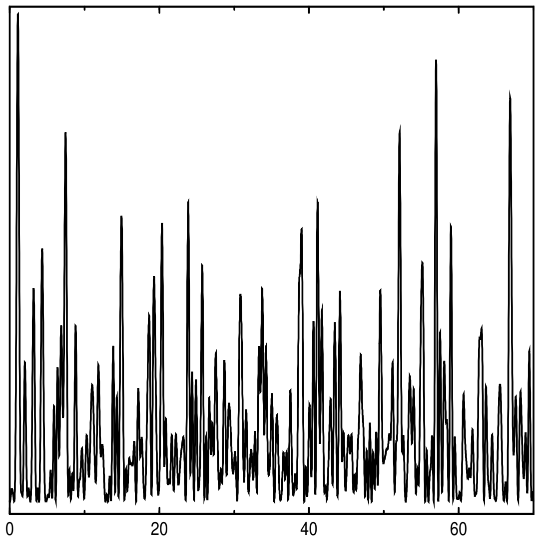
Rysunek 9.3: Przykładowe krzywe zmian blasku w continuum i linii CIV, na osi poziomej data obserwacji w dniach (JD-2448900). Puste kółka oznaczają krzywą zmian blasku w liniach, wypełnione romby - w continuum

9.3 Analiza częstotliwości dla obserwacji ultrafioletowych

Analiza częstotliwości krzywych zmian blasku w continuum ultrafioletowym oraz w liniach emisyjnych przeprowadzona została przy użyciu pakietu ULA (Schwarzenberg-Czerny, 1993), opartego o algorytm realizujący dyskretną transformację Fouriera.

Aby uzyskać dostatecznie gęste pokrycie wszystkich przedziałów częstostliwości w których spodziewano się znalezienia efektów okresowych periodogramy były liczone niezależnie dla dwóch przedziałów odpowiednio od 0-70 c/d oraz 0-20 c/d. Pierwszy z nich dobrany został w celu poszukiwania okresowości 61 m odpowiadającej domniemanej rotacji białego karła opisywanej w pracy (Udalski, Schwarzenberg-Czerny, 1989), drugi służył poszukiwaniu śladów okresu orbitalnego lub fotometrycznego (Drechsel i in., 1981).

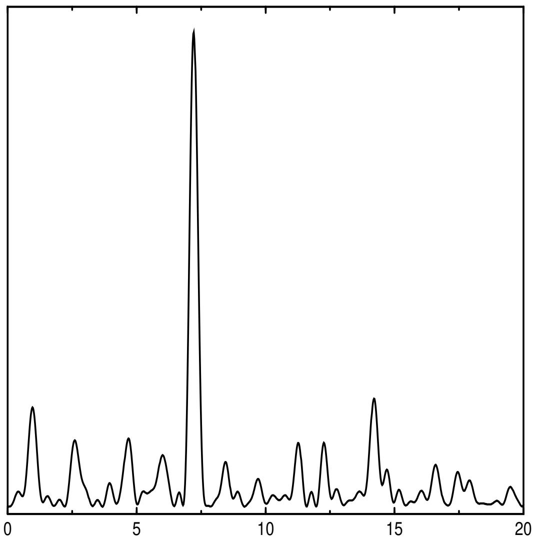
Dla continuum ultrafioletowego w żadnym z badanych przedziałów długości fali żadna wiarygodna modulacja nie została znaleziona. Jeden z periodogramów zmienności w continuum (w przedziale 1575-1625) jest przedstawiony na rysunku 9.4.



Rysunek 9.4: Periodogram zmian blasku w continuum UV (1575-1625 A), zakres częstości na osi poziomej 0-70 c/d

Silna modulacja została natomiast wykryta dla zmienności w obu liniach emisyjnych (CIV i SiIV). Dokładna wartość znalezionego okresu modulacji jest równa $7.269 \pm 0.026 c/d$ (rys. 9.5), co w granicach błędu odpowiada dobrze wartości okresu orbitalnego podanej w pracy (Patterson i in., 1997). Amplituda tych zmian sięga 19% średniej wartości sygnału.

Ta sama czestotliwośc została również znaleziona w sztucznie wydzielonych, krótszych interwałach, o długości rzędu 1/3 całego przedziału. Jest to kolejny argument przemawiający za tym, że jest to realnie istniejący efekt a nie jedynie przypadkowa koincydencja położenia punktów na krzywej zmian blasku.



Rysunek 9.5: Periodogram dla zmienności w linii CIV, przedział częstości na osi poziomej 0-20 c/d

Wydaje się, że prócz okresu głównego w periodogramie występuje jego pierwsza harmonika, która mogłaby wskazywać na niesinusoidalny charakter zmian. Jednak ze względu na niski stosunek sygnału do szumu dokładne zbadanie tego zjawiska wymaga dalszych obserwacji.

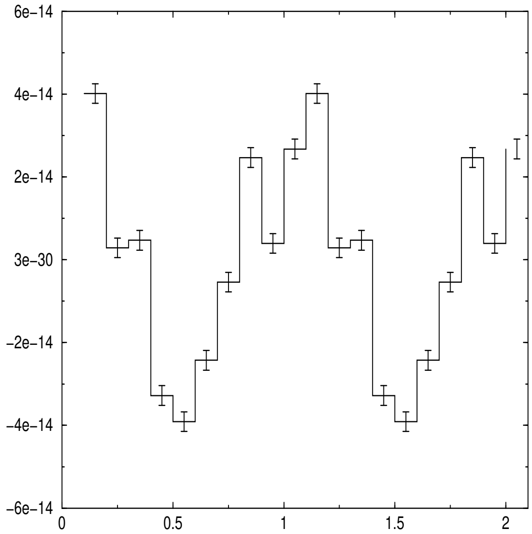
Krzywa zmienności blasku w liniach UV złożona z fazą jest przedstawiona na rysunku rys. 9.6. Kolejne punkty na rysunku przedstawiają uśrednione w „paczkach" po dziesięć punktów wartości natężenia z krzywej zmian blasku w liniach UV.

Wynik ten jest w istotny sposob nowy, poniewaz udowadnia istnienie zmiennosci natezenia w liniach koherentnej z okresem orbitalnym. Wprawdzie na obecnosc podobnych zmian zwracal uwage juz Drechsel i in. (1981), lecz krotki okres obserwacji, pokrywajacy zaledwie ok. 2 cykle orbitalne, nie pozwalal tym autorom na jakiekolwiek ostateczne wnioski dotyczace charakteru opisywanej zmiennosci.

9.4 Badanie korelacji wzajemnych i autokorelacji

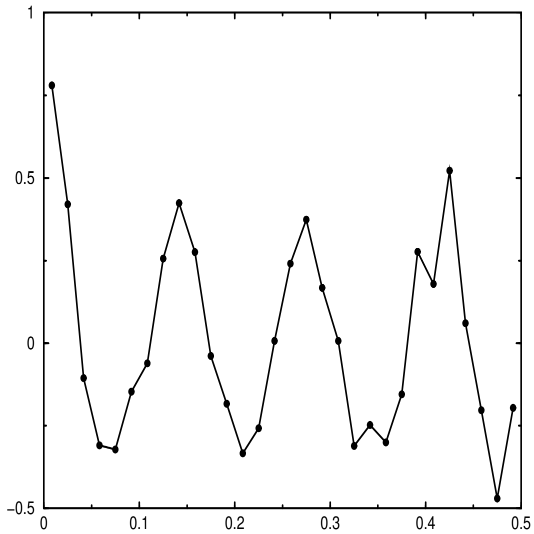
W poszukiwaniu ewentualnych zależności czasowych zbadane zostały korelacje pomiędzy zmiennością blasku w zakresie X i UV. Ponadto, zbadano korelacje pomiędzy natężeniem świecenia w continuum i liniach UV oraz autokorelacje w/w zmienności. Zastosowana została do tego celu opisana wcześniej metoda dyskretnej funkcji korelacyjnej.

Zgodnie z oczekiwaniami - w funkcji autokorelacyjnej dla krzywej zmian blasku w liniach widmowych w UV zaznacza się bardzo wyraźny efekt spowodowany modulacją z okresem identycznym jak wyznaczony w wyniku analizy częstotliwości. Fakt wykrycia identycznej modulacji przy zastosowaniu całkowicie odmiennej metody stanowi dodatkowe



Rysunek 9.6: Krzywa zmian blasku w linii CIV złożona z fazą, na osi poziomej faza, na osi pionowej natężenie w $(ergcm^{-2}s^{-1})$

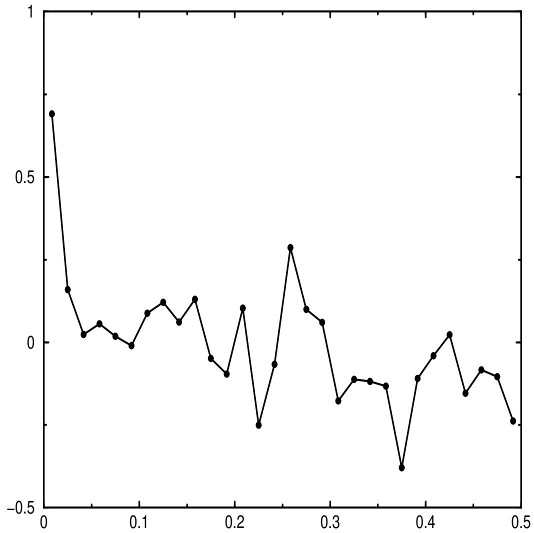
potwierdzenie że mamy do czynienia z realnie istniejącym zjawiskiem fizycznym. Przebieg funkcji autokorelacyjnej dla zmienności w lini CIV przedstawia rysunek 9.7.



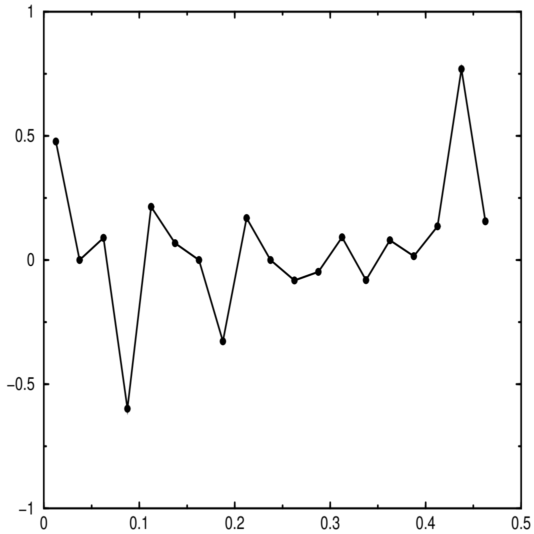
Rysunek 9.7: Funkcja autokorelacyjna dla zmienności w linii CIV, na osi poziomej przesunięcie w dniach, na osi pionowej wartość DCF(t)

W przypadku autokorelacji dla krzywej zmian blasku w continuum i promieniach X żadnych dających się wyróżnić zależności nie udało się odnaleźć (rys. 9.8 i 9.9).

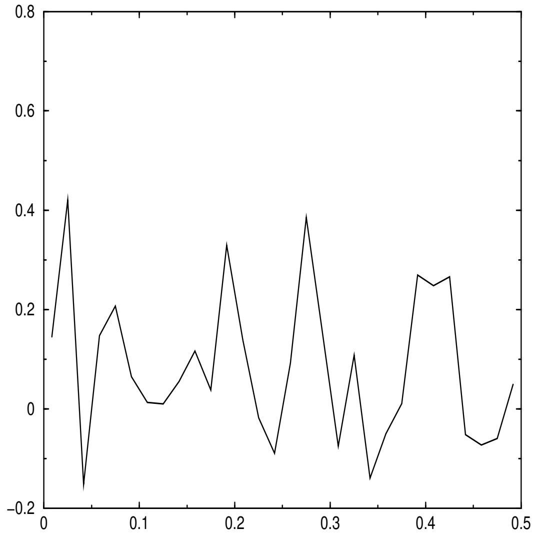
Podobnie badania zależności pomiedzy zmiennością w promieniach X a zmiennością w



Rysunek 9.8: Funkcja autokorelacyjna dla zmienności w continuum UV



Rysunek 9.9: Funkcja autokorelacyjna dla zmienności w promieniach rentgenowskich, na osi poziomej przesunięcie w dniach, na osi pionowej wartości DCF(t)



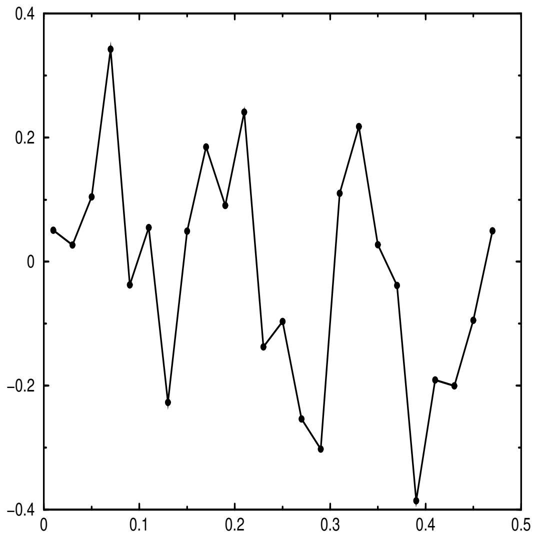
Rysunek 9.10: Funkcja korelacyjna zmienności w liniach i promieniach rentgenowskich, po uwolnieniu natężenia w liniach od częstotliwości 7.269c/d. Na osi poziomej przesunięcie w dniach, na osi pionowej wartości DCF(t)

liniach i continuum UV oraz pomiedzy zmiennością w continuum a zmiennościa w liniach wykazały brak istotnych korelacji we wszystkich opisanych wymienionych przypadkach (rys. 9.11 i rys. 9.12).

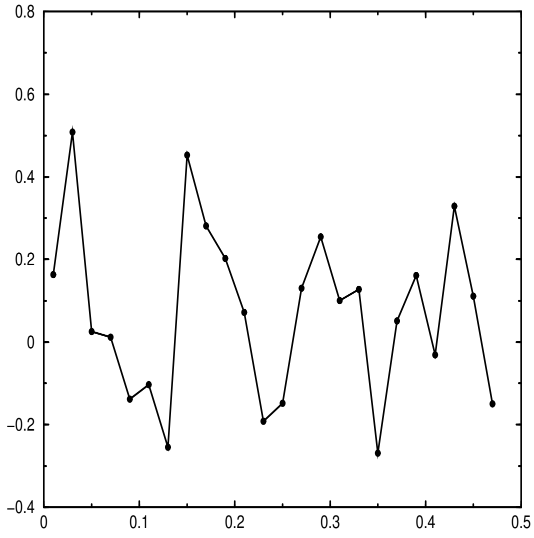
W funkcji korelacyjnej dla zmienności w liniach UV ze zmiennością w innych zakresach pojawiał się wprawdzie również efekt odpowiadający częstotliwości 7.269c/d, lecz tłumaczyć go należy raczej jako skorelowanie silnie modulowanej krzywej zmienności w liniach z przypadkowym maksimum blasku w pozostałych badanych przebiegach. Po odjęciu w/w częstotliwości od pierwotnego sygnału (w liniach) i ponownym obliczeniu korelacji pozostałych po tej operacji residuów ze zmiennością blasku w promieniach X i continuum UV efekt był już niewidoczny, czego przykład można zobaczyć na rysunku 9.10.

Nieskorelowanie zmienności w zakresie rentgenowskim ze zmiennością w zakresie ultrafioletowym może być istotnym argumentem przemawiającym za tym, że promienie X nie mają w przypadku badanego obiektu większego znaczenia w procesie wzbudzania świecenia w zakresie UV.

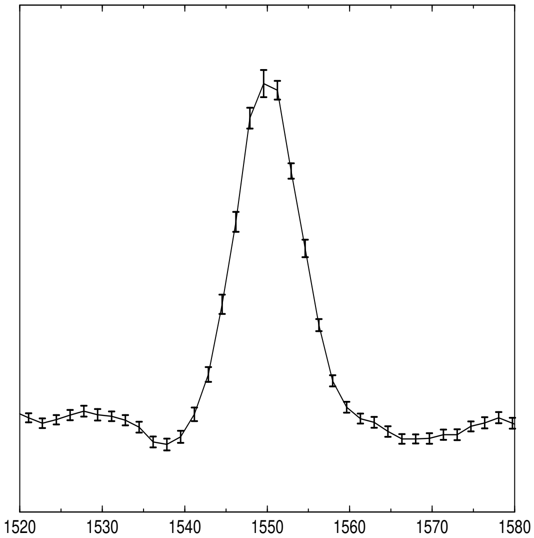
O ile w przypadku continuum UV nie jest to wynik zaskakujacy, gdyż świecenie w tym obszarze pochodzi głównie od dyssypacji energii wskutek lepkości dysku, o tyle dla linii UV jest to istotna nowość. Jako jeden z możliwych mechanizmów napędzających wypływ wiatru gwiazdowego przyjmuje się obecnie promienie rentgenowskie. Uzyskany rezultat wydaje się natomiast ten mechanizm wykluczać.



Rysunek 9.11: Funkcja korelacyjna zmienności w liniach i continuum UV, na osi poziomej przesunięcie w dniach, na osi pionowej DCF(t)



Rysunek 9.12: Funkcja korelacyjna zmienności w liniach UV i w promieniach X, na osi poziomej przesunięcie w dniach, na osi pionowej DCF(t)



Rysunek 9.13: Widmo średnie z 50 widm pojedyńczych, linia CIV, na osi poziomej λ wAngstromach

9.5 Detekcja i analiza struktur absorbcyjnych w liniach widmowych

O zaobserwowaniu w widmie ultrafioletowym V603 Aql struktur absorbcyjnych piszą w swojej pracy Friedjung i in. (1997). Praca przedstwaia wyniki analizy widm o wysokiej rozdzielczości wykonanych teleskopem Hubble'a. Jednym z rezultatów jest stwierdzenie obecności wyraźnej struktury absorbcyjnej widocznej w pobliżu linii CIV, przesuniętej w stosunku do niej dopplerowsko w stronę krótkofalową, o wyraźnych cechach profilu typu P-Cygni, świadczących o obecności wiatru gwiazdowego. Autorzy cytowanej pracy zakładają, że strumień wiatru jest uformowany w kształt stożka, którego oś symetrii jest prostopadła do płaszczyzny orbity.

Przedział czasu w jakim wykonane były te obserwacje był na tyle krótki, że nie dawał możliwości zbadania ewentualnych długoskalowych zmian okresowych zachodzących w odkrytych strukturach w skali czasu godzin lub dłuższej. Istotną przewagę mają pod tym względem obserwacje IUE, które dają wprawdzie o wiele gorszą rozdzielczość widm, lecz pokrywają interwał w zupełnosci wystarczający do dokonania takich analiz. Celowe wydawało się zatem podjęcie próby odnalezienia podobnego efektu (tj. obecności struktur o charakterze P-Cygni) w widmach IUE z 1992 roku.

Początkowo, w celu usunięcia silnego szumu wystepującego w pojedyńczych widmach, dokonane zostało uśrednienie 50 widm. Na rysunku 9.13 przedstawiona jest okolica linii CIV z uśrednionego widma, wraz z prostokątami błędów poszczególnych punktów.

Po stronie krótkofalowej widoczna jest niewielka struktura absorbcyjna, która może być dopplerowsko przesuniętym fragmentem absorbcyjnego odpowiednika linii CIV. Stanowi to potwierdzenie obserwacji Friedjunga i in. i jednocześnie zaprzeczenie jego stwierdzenia, jakoby w widmach IUE V603 Aql nie było „wyraźnych śladów linii z profilem P-Cygni" (Friedjung i in., 1997).

Dysponując długa seria obserwacji możliwe było podjęcie próby zaobserwowania zmian tego efektu w czasie. Początkowo przeprowadzona została analiza wyłącznie jakościowam której celem było sprawdzenie czy widma IUE o niskiej rozdzielczości dają szansę dostrzeżenia ewentualnych zmian.

Sporządzony został w tym celu szereg kolejnych uśrednionych widm, tworzonych z dwóch - trzech bezpośrednio ze sobą sąsiadujących klatek.

Na kolejnych rysunkach 9.14, 9.15, 9.16 i 9.17 przedstawione są profile linii CIV z czterech widm średnich. Rysunki wykonano po odjęciu od każdego z widm składowej continuum, przybliżonej przez funkcję liniową której współczynniki zostały wyznaczone z dopasowania regresją liniową prostej do punktów leżących w odpowiednio odległym otoczeniu linii. Momenty czasu na rysunkach są średnimi arytmetycznymi momentów środka ekspozycji każdego z widm pojedyńczych.

Porównanie rysunków 9.14 i 9.15 oraz 9.16 i 9.17 pozwala bez trudu zauważyć że opisana wcześniej struktura absorbcyjna pojawia się i znika. Podobne zmiany widoczne są również na pozostałych uśrednionych widmach.

Na podstawie szacunkowego określenia położenia maximum absorbcji oraz „błękitnej krawędzi" dołka absorbcyjnego na kilku wybranych, uśrednionych widmach możliwe jest określenie przybliżonych wartości średnich i maksymalnych prędkości radialnych gazu, które wynoszą odpowiednio 2100 km/s (maksimum absorbcji) i 3300 km/s (błękitny brzeg). Wartości te są odniesione do wierzchołka linii emisyjnej, dla którego wyznaczona przez Friedjunga (1997) predkość radialna jest równa ok. 50 km/s, zatem zaniedbywalnie mała w porównaniu z dokładnością przeprowadzanego pomiaru.

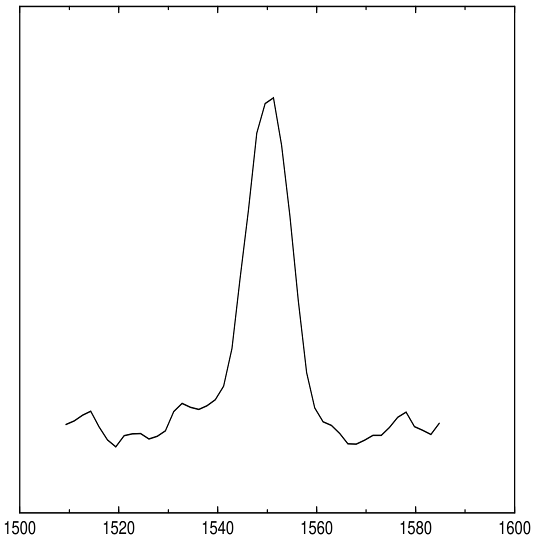
Porównanie znalezionych w ten sposób prędkości z ich wartościami wyznaczonym dokładnie przez Friedjunga (maximum absorbcji - od 1400 do 2100 km/s, „błekitny brzeg" 2500 km/s) wskazuje na dość dobrą zgodność, co może być kolejnym potwierdzeniem że dokładność obserwacji IUE jest wystarczająca dla dokonania takiej analizy.

Ponadto wartości te dość dobrze odpowiadają prędkościom wypływu wiatru szacowanym na podstawie modeli teoretycznych (Proga i in., 1998) (Proga, 1999).

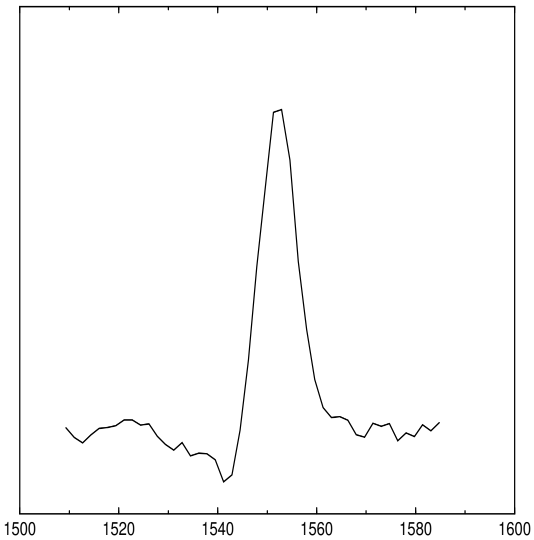
W kolejnym kroku dokonana została fotometria okolic linii CIV w dwóch „oknach" częstotliwości, odpowiadających obszarom absorbcji i emisji. Przeprowadzona analiza ujawniła w części absorbcyjnej istnienie niemal identycznej modulacji jaka znaleziona została wcześniej w części emisyjnej. Periodogram dla zmienności w części absorbcyjnej jest przedstawiony na rysunku 9.18, porównanie wartości znalezionych częstotliwości modulacji dla części emisyjnej i absorbcyjnej wraz z błędami oraz epoki maximum blasku zestawione są w tabelce 9.1.

Porównanie znalezionych częstotliwości modulacji z częstotliwościami zmienności fotometrycznej i spektroskopowej przedstawione są na rysunku 9.19.

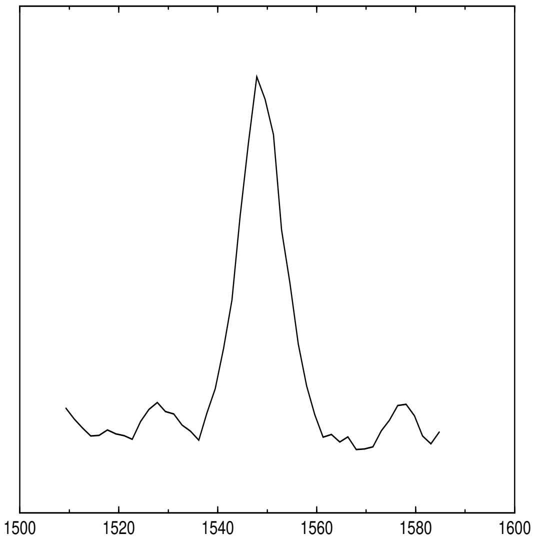
Punkty 1, 2, 3 i 4 na rysunku 9.19 oznaczają częstotliwości odpowiadające okresom fotometrycznym wyznaczonym przez Pattersona i in. (1997) na podstawie niezależnych



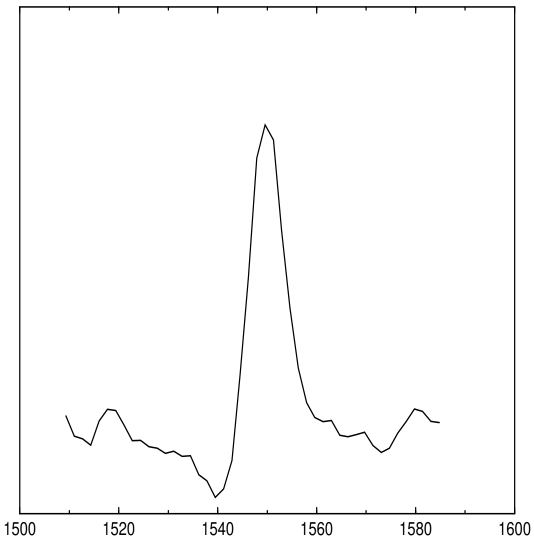
Rysunek 9.14: Widmo średnie, linia CIV, $T_1 = 1.826$ ($\phi_{em} = 0.550$)



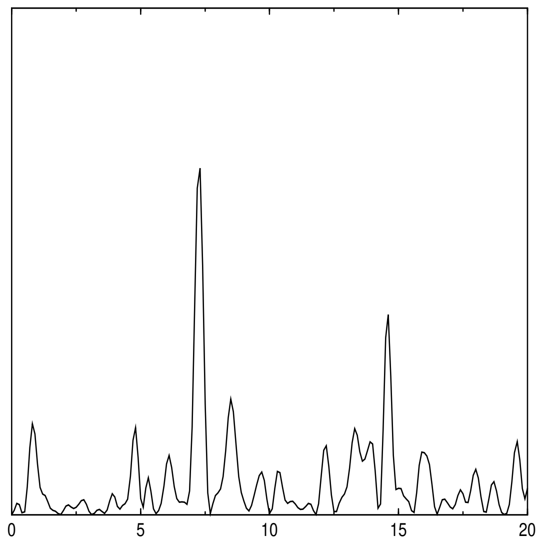
Rysunek 9.15: Widmo średnie, linia CIV, $T_2 = 1.886$ ($\phi_{em} = 0.568$)



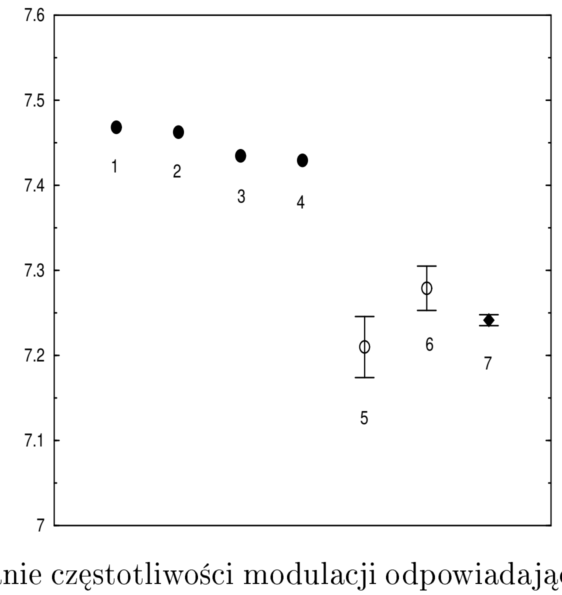
Rysunek 9.16: Widmo średnie, linia CIV, $T_3 = 2.103$ ($\phi_{em} = 0.633$)



Rysunek 9.17: Widmo średnie, linia CIV, $T_4 = 2.145$ ($\phi_{em} = 0.646$)



Rysunek 9.18: Periodogram dla zmienności w części absorbcyjnej, na osi X skala częstotliwosci w c/d



Rysunek 9.19: Porównanie częstotliwości modulacji odpowiadających wybranym okresom fotometrycznym (1-4), zmienności w absorbcji (5) i emisji (6) oraz okresu spektroskopowego (7). Na osi pionowej częstotliwość w c/d

Tablica 9.1: Wyniki analizy częstotliwości dla zmienności w części absorbcyjnej i emisyjnej linii CIV w widmie V603 Aql

	Część emisyjna	Część absorbcyjna
Częstotliwość f [c/d]	7.269 ± 0.026	7.210 ± 0.036
Epoka maximum (JD-2448900)	3.0375 ± 0.0047	3.0786 ± 0.0065

obserwacji z dni 3-8 czerwiec 1992 (1), 3-26 czerwiec (2), 24 lipiec - 11 sierpień (3) oraz 8 sierpień - 14 wrzesień (do porównania celowo wybrane zostały wartości okresów fotometrycznych znalezione na podstawie obserwacji wykonanych w czasie zbliżonym do obserwacji IUE tj. 6-8 październik 1992). Punkty 5 i 6 oznaczają częstotliwości modulacji w części absorbcyjnej i emisyjnej wraz z błędami, natomiast punkt 7 jest częstotliwością odpowiadającą okresowi spektroskopowemu wyznaczonemu przez Pattersona i in. (1997).

Porównanie pozwala stwierdzić, że w granicach oszacowanego błędu wyznaczone wartości okresu zmienności w części emisyjnej i absorbcyjnej dla linii CIV bardzo dobrze zgadzają się z wartością okresu spektroskopowego, natomiast odbiegają zdecydowanie od wszystkich wyznaczonych w podobnym czasie wartości okresów fotometrycznych.

Rozdział 10

Porównanie obserwacji V603 Aql z 1992 i 1989 roku

10.1 Obserwacje

Oprócz opracowania nowych obserwacji UV z 1992 roku dokonana została również (przy użyciu tego samego zestawu procedur) powtórna analiza starych obserwacji z 1989 roku z których korzystali autorzy wspomnianej pracy (Schwarzenberg-Czerny i in., 1992). Dawało to możliwość wykrycia zmian w zachowaniu się badanego obiektu w ciagu 3 lat dzielących od siebie obie serie obserwacyjne, uwalniając jednocześnie od ewentualnego wpływu odmiennych metod zastosowanych do opracowania obserwacji.

Opracowaniu poddanych zostało 15 klatek wykonanych kamerą SWP IUE pracującą w niskiej rozdzielczości. 4 klatki zawierały podwójnie naswietlone widma, które zostały rozdzielone przy użyciu obu opisanych wcześniej metod (tj. zarówno metodą „klasyczną” jak i z zastosowaniem dekonwolucji LR). W przypadku pojedyńczych klatek zastosowano wykalibrowane wartości natężeń otrzymane z NEWSIPS/MELO. Rezultaty uzyskane z zastosowaniem obu technik (tj. klasycznego dopasowywania profili gaussowskich i dekonwolucji LR) były bardzo również bardzo zbliżone. Lista obserwacji wraz z heliocentrycznymi momentami czasu jest zamieszczona w tabeli 10.1.

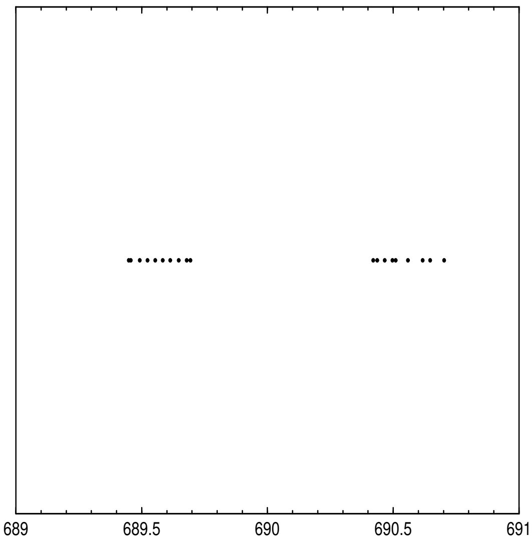
Rozkład punktów obserwacyjnych w czasie jest przedstawiony na rysunku rys. 10.1.

Porównując krzywe zmian blasku w continuum UV sporządzone na podstawie obserwacji z 1989 i 1992 roku można zauważyć dość istotną różnicę w poziomie „szumu”: na krzywej z 1992 roku szum jest niemal dwukrotnie wyższy niż w 1989 roku. Pozwala to przypuszczać że stan fizyczny obiektu ulega wyrażnym zmianom w skali czasu rzędu lat.

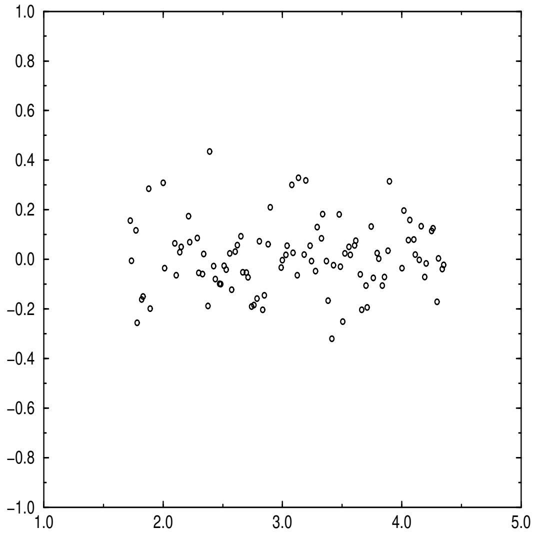
Krzywe zmian blasku z lat 1989 i 1992 są przedstawione na rysunkach 10.2 i 10.3. Na osi poziomej zaznaczony jest czas w dniach liczony od ustalonej epoki początkowej, na osi poziomej odchylenie jasności od średniej, w skali magnitudowej.

Tablica 10.1: Lista obserwacji z 1989 roku

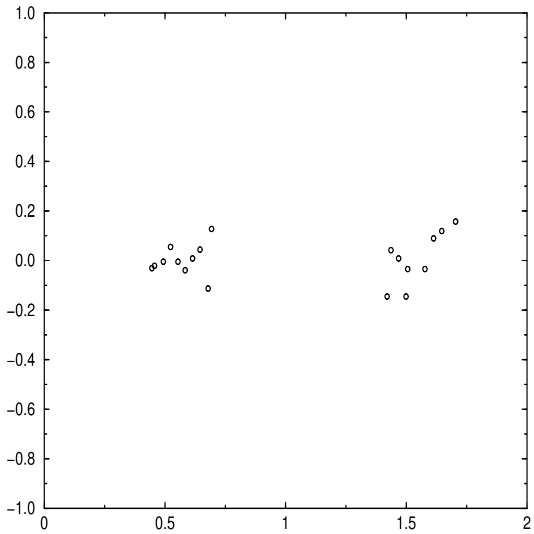
Kod obserwacji	$JD - 2447000$	Kod obserwacji	$JD - 2477000$
swp36455A	689.4481	swp36455B	689.4565
swp36456	689.4925	swp36457	689.5230
swp36458	689.5538	swp36459	689.5832
swp36460	689.6134	swp36461	689.6466
swp36462A	689.6788	swp36462B	689.6934
swp36468A	690.4201	swp36468B	690.4367
swp36469	690.4661	swp36470A	690.4973
swp36470B	690.5100	swp36471	690.5582
swp36472	690.6166	swp36473	690.6466
swp36474	690.7023		



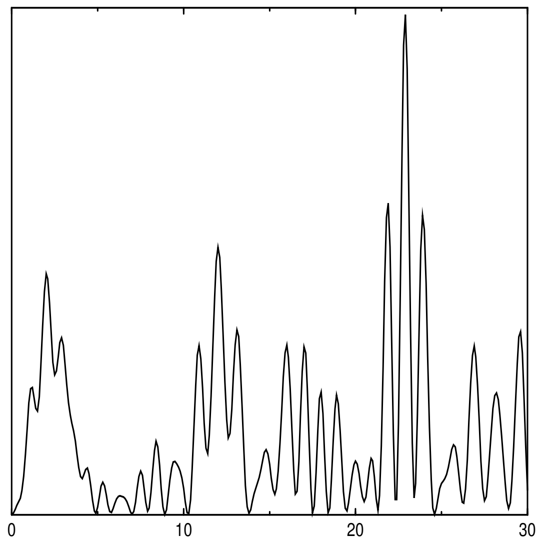
Rysunek 10.1: Rozkład punktów obserwacyjnych z 1989 roku w czasie, na osi poziomej czas w dniach (JD-2447000)



Rysunek 10.2: Krzywa zmian blasku z 1992 roku (skala magnitudowa)



Rysunek 10.3: Krzywa zmian blasku z 1989 roku (skala magnitudowa)



Rysunek 10.4: Periodogram zmienności w continuum UV w pasmie 1425-1525 A, na osi poziomej częstotliwość w c/d

10.2 Zmienność w continuum UV

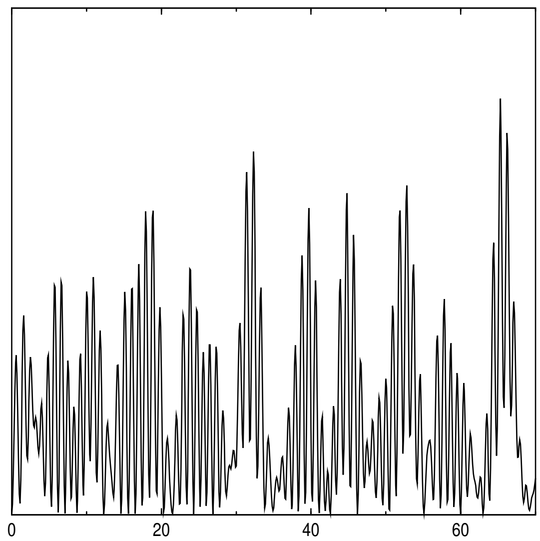
Do sporządzenia krzywych zmian blasku w continuum ultrafioletowym wybrane zostały identyczne przedziały długości fal jak przy opracowywaniu „nowych" obserwacji. Po dokonaniu analizy częstotliwości wyniki okazały się niemal identyczne do opisanych przez wcześniejszych autorów - udało się znaleźć modulację o częstotliwości ok. $22.5c/d$. Periodogram krzywej zmian blasku dla pasma 1425-1525 A jest przedstawiony na rysunku 10.4.

Trudno stwierdzić czy zaobserwowana modulacja jest rzeczywiście spowodowana czynnikami majacymi związek ze stanem fizycznym badanego układu, czy też jest to efekt koincydencji przypadkowych zmian zarejestrowanego blasku. Gdyby przyjąć, że odpowiedzialne za nią są jednak zjawiska zachodzące w samej gwieździe, świadczyłoby to o dość silnych zmianach stanu badanego układu które dokonały się od 1989 do 1992 roku - w nowych obserwacjach, pokrywajacych o wiele bardziej równomiernie znacznie dłuższy przedział czasu modulacja ta nie wystepuje nawet w postaci śladowej.

Całkowity brak modulacji w zakresie promieni rentgenowskich zdaje się jednak wykluczać obecność w układzie rotujacego magnetycznego białego karła.

10.3 Zmienność w liniach

Po przeanalizowaniu zmienności w części ciągłej widma autor postanowił również zbadać zmiany natężenia w liniach emisyjnych, pod kątem poszukiwania modulacji z okresem orbitalnym, analogicznej do tej jaką udało sie znaleźć w nowych obserwacjach z 1992 roku.

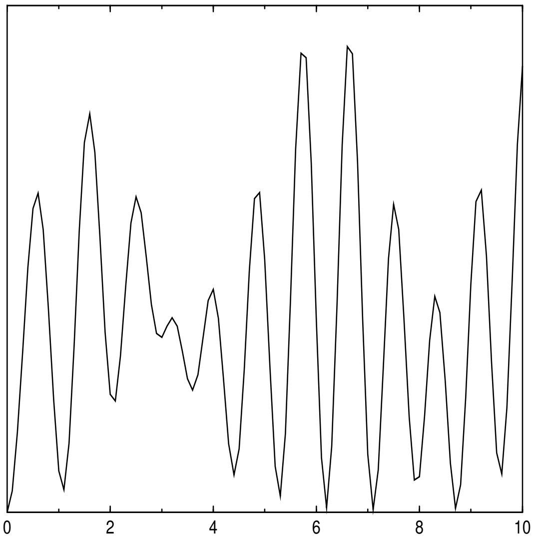


Rysunek 10.5: Periodogram zmienności w linii CIV, przedział częstości na osi poziomej do 70 c/d

Sporządzone zostały w tym celu krzywe zmian blasku dla linii węgla CIV oraz krzemu SiIV. Niestety, w obu przypadkach nie udało sie stwierdzić żadnej wyraźnej okresowości w żadnym z badanych pasm. Periodogramy sporządzone dla linii CIV są przedstawione na dwóch kolejnych rysunkach 10.5 i 10.6

Pojawiające się na pokrywającym przedział do 70 c/d wykresie „piki" są najprawdopodobniej spowodowane nierównomiernym rozkładem punktów obserwacyjnych („dziura" widoczna na rysunku ilustrującym rozkład obserwacji).

Brak w starych obserwacjach modulacji z okresem orbitalnym (wyraźnie widocznej w obserwacjach z 1992 roku) może świadczyć zarówno o zmianach charakteru fizycznego samej gwiazdy na przestrzeni 3 lat, jak również może być konsekwencją zbyt małej ilości punktów na „starej" krzywej co w połaczeniu z nieoptymalnym rozkładem czasowym tych punktów uniemożliwia zaobserwowanie istniejącej okresowości.



Rysunek 10.6: Periodogram zmienności w linii CIV, przedział częstości na osi poziomej do 10 c/d

Rozdział 11

Podsumowanie wyników

11.1 Ocena zastosowanych metod

O ile metoda rozdzielania podwójnie naświetlonych widm poprzez dopasowywanie podwójnych funkcji Gaussa do ich przekrojów poprzecznych była znana i stosowana przez wielu badaczy (a jedyny własny wkład autora niniejszej pracy polegał na modyfikacjach usprawniających działanie tego algorytmu), o tyle dekonwolucja Lucy-Richardsona, choć używana z powodzeniem w bardzo wielu zagadnieniach astrofizycznych, do celu redukcji widm (w szczególnosci: widm z IUE) została zaadaptowana po raz pierwszy.

Mimo istnienia gotowych pakietów obliczeniowych korzystających z metody L-R, autor zdecydował się zaimplementować ją do tego konkretnego zastosowania samodzielnie. Wynikało to z dwóch przyczyn: po pierwsze, problem obróbki klatek zawierających informacje fotometryczne wymaga bardzo indywidualnego podejścia i dokładnej znajomości algorytmu; korzystanie z oprogramowania działającego na zasadzie „czarnej skrzynki" niesie zawsze pewną dozę ryzyka. Po drugie - dodatkowym celem było stworzenie kompletnego, zamkniętego pakietu obliczeniowego pozwalającego łatwo i szybko przetwarzać w sposób sekwencyjny duże ilości obserwacji.

Jak na to wskazują wyniki testów, oraz wyniki uzyskane z opracowania 102 widm V603 Aql cel ten udało się w dużym stopniu osiągnąć. Porównanie pierwotnych i odtworzonych przekrojów podwójnych widm oraz kształtów profili linii widmowych świadczy o tym, że metoda radzi sobie zadowalająco dobrze nawet ze słabej jakości klatkami. Przy podobnym czasie obliczeniowym jest też w dającym się zauważyć stopniu bardziej precyzyjna niż metoda „klasyczna", czego dowodem są dyskutowane wcześniej w pracy porównanie szerokości odtworzonych metodą L-R profili linni CIV z szerokością rzeczywistą, znaną z obserwacji HST.

Autor zamierza w dalszym ciągu pracować nad udoskonalaniem i rozwijaniem opisywanej metody, szczególnie nad opracowaniem najbardziej optymalnego kryterium zatrzymywania procesu iteracyjnego.

11.2 Weryfikacja hipotezy polara pośredniego

O zaklasyfikowaniu V603 Aquilae do polarów pośrednich przemawiały przede wszystkim sporadyczne doniesienia o znalezieniu modulacji w continuum UV i promieniach X z okresem odpowiadającym domniemanemu okresowi rotacji białego karła.

Analiza długich serii obserwacyjnych z 1992 roku obejmujących zarówno zakres ultrafioletowy (102 widma) jak i rentgenowski zdecydowanie nie potwierdza istnienia okresu 61^m. Zwłaszcza brak jakiejkolwiek cyklicznej zmienności w zakresie rentgenowskim wydaje się być szczególnie silnym argumentem przemawiającym przeciw hipotezie o magnetycznym charakterze układu.

Ponieważ w obserwacjach z 1989 roku okres 61-minutowy jest zaznaczony niezbyt wyraźnie, nie można zatem wykluczyć że jego detekcja jest jedynie efektem chwilowych fluktuacji przypadkowego szumu. Za takim wytłumaczeniem w pewnym stopniu przemawia również względnie nieduża liczba punktów obserwacyjnych użytych do analizy przez poprzednich autorów (19 widm).

Nie można jednak wykluczyć również, że brak tej modulacji w nowych obserwacjach jest związany ze zmianami stanu fizycznego samej gwiazdy. O tym że zmiany takie miały miejsce mogą świadczyć chociażby duże różnice rozrzutu punktów pomiarowych w krzywych zmian blasku z lat 1989 i 1992.

11.3 Zależności czasowe pomiedzy zmiennością w ultrafiolecie i w promieniach rentgenowskich

Brak dających sie zauważyć związków czasowych pomiędzy zmianami strumienia rentgenowskiego i zmianami świecenia w ultrafiolecie świadczy o tym, że przynajmniej większa część obserwowanego świecenia ultrafioletowego, zarowno w liniach emisyjnych jak i w cześci ciągłej, nie jest bezpośrednio wzbudzana przez promieniowanie rentgenowskie. Zwłaszcza brak korelacji ze zmiennością w liniach wydaje się zaprzeczać hipotezie że wypływ wiatru jest w dużym stopniu „napędzany” promieniowaniem rentgenowskim.

Uzyskany wynik zasługuje na podkreślenie, ponieważ jest to pierwsza tego typu analiza V603 Aql oparta o równoczesne obserwacje w ultrafiolecie i w promieniach X.

11.4 Zmienność natężenia w liniach widmowych

11.4.1 Modulacja z okresem orbitalnym

Najbardziej ważkim rezultatem niniejszej pracy zdaje się być potwierdzenie silnej modulacji z okresem 7.269 ± 0.026 c/d (0.1376 d) w obszarze wysoko wzbudzonych linii emisyjnych CIV i SiIV, oraz modulacji w części absorbcyjnej linii CIV z okresem 7.210 ± 0.036 c/d (0.1387 d) które to okresy w granicach błędów pokrywają sie niemal idealnie z wartością okresu orbitalnego (spektroskopowego) równego 0.13809 d i są całkowicie odmienne od znanych i zaobserwowanych okresów fotometrycznych. Długi czas obserwacji, pokrywający ponad 20 cykli orbitalnych, nie pozostawia wątpliwości że zaobserwowane zjawisko realnie istnieje i że jest związane z fizyką badanego obiektu.

Należy podkreślić, że jest to pierwszy przypadek stwierdzenia obecności struktur absorbcyjnych w pobliżu linii CIV w widmach V603 Aql uzyskanych z IUE jak również pierwsza analiza modulacji blasku w części absorbcyjnej; wyniki uzyskane z teleskopu Hubble'a (Friedjung i in., 1997) z powodu zbyt krótkiego czasu obserwacji, nie pokrywającego nawet połowy okresu orbitalnego, nie pozwoliły na zbadanie okresowych zmian blasku.

Interesujący wydaje się efekt przesuniecia w fazie krzywych zmian blasku w obszarze emisji i absorbcji, które to przesunięcie jest jedynie nieznacznie większe od jednej czwartej okresu orbitalnego (maksimum w emisji wyprzedza maksimum w absorbcji).

11.5 Przyczyny zmienności natężenia w liniach

11.5.1 Zewnętrzne obszary dysku

Przyjmując, że linie emisyjne UV powstają w gorącej chromosferze zewnętrznych, gorących obszarów dysku akrecyjnego pojawia się natychmiast trudność w wytłumaczeniu niemal idealnej zgodności okresu zmienności natężenia swiecenia w liniach z okresem orbitalnym. Jeśli przyjąć że różnice pomiedzy okresem fotometrycznym i orbitalnym są spowodowane zmianami w zewnetrznych, asymetrycznych częsciach dysku dokonującymi się w czasie ruchu orbitalnego (niestabilność elipsoidalna, precesja) to wówczas ten sam efekt powinien dać o sobie znać w świeceniu linii, natomiast zjawiska takiego nie obserwuje się. Dlatego dysk jako miejsce powstawania linii UV wydaje się wytłumaczeniem mało prawdopodobnym.

11.5.2 „Gorąca plama"

Kolejnym potencjalnym źródłem świecenia w liniach mogą być okolice gorącej plamy. Przyjmując takie założenie zmiany natężenia byłyby spowodowane zmianami kąta aspektu podczas ruchu orbitalnego plamy (ewentualnie wzmocnionymi przez wpływ pociemnienia brzegowego). W istniejącej konfiguracji układu (przy bardzo małym nachyleniu płaszczyzny orbity) modelowanie takiego efektu napotyka na bardzo duże trudnosci, spowodowane głównie brakiem dokładnych trójwymiarowych modeli samej plamy. Przyjęcie modelu „płaskiej plamy" dla tak ekstremalnych warunków obserwacji („z bieguna orbity" tj. niemal równolegle do płaszczyzny plamy) jest bardzo ryzykowne a jego wyniki mało wiarygodne.

11.5.3 Wiatr gwiazdowy

Przyjęte przez Friedjunga i in. (1997) założenie o powstawaniu składowej emisyjnej linii w zewnętrznych warstwach chromosfery dysku, zaś skladowej absorbcyjnej w symetrycznym, skierowanym prostopadle do płaszczyzny dysku wietrze nie tłumaczy mechanizmu zaobserwowanej modulacji ich blasku. Z przeprowadzonych analiz wynika, że obie składowe muszą powstawać w ośrodku dla którego warunki widoczności są ściśle skorelowane z fazą ruchu orbitalnego.

Najbardziej prawdopodobnym wytłumaczeniem wydaje się być przyjęcie założenia, że zarówno składowa emisyjna jak i absorbcyjna linii powstaje w wietrze gwiazdowym, w którym z nieznanych bliżej przyczyn następuje łamanie symetrii wypływu.

Zagadnieniem tym zajmował się m.in. Woods i in. W pracy (1992) autorzy opisują wyniki analizy kilku wybranych gwiazd kataklizmicznych w których stwierdzono wypływ materii w postaci wiatru (m.in. linie emisyjne w ich widmach mają profile o charakterze P-Cygni). W badanych przez nich przypadkach sugerowali oni wyraźne związki pomiedzy fazą ruchu orbitalnego a zmianami profilu linii, polegającymi na pojawianiu się i znikaniu „dołka" absorbcyjnego. Prace te oparte byly jednak na wzglednie krotkich seriach obserwacyjnych, zatem ostateczne wnioski nalezy traktowac z duza ostroznoscia.

Dopiero wyniki analizy długich serii obserwacyjnych z których korzystano w niniejszej pracy umożliwiły na tyle precyzyjne wyznaczenie okresu modulacji, aby można było bez wątpienia przyrównać go do okresu orbitalnego a nie np. któregoś z okresów fotometrycznych.

Współczesne modele wiatru gwiazdowego (Proga i in., 1998), (Proga, 1999) zakładają symetryczny (względem normalnej do orbity) wypływ wiatru. Modele takie są niewystarczające do wytłumaczenia istnienia modulacji. Konieczne jest zatem przyjecie założenia, że strukturę wiatru tworzą dwie składowe: symetryczna, I_0 oraz asymetryczna I_1. Obserwowane z Ziemi sumaryczne natężenie może być wówczas opisane wzorem $I(\mu) = I_0 + \mu I_1$ gdzie μ jest cosinusem kąta pomiędzy kierunkiem z białego karła do drugiego składnika oraz kierunkiem z białego karła do obserwatora.

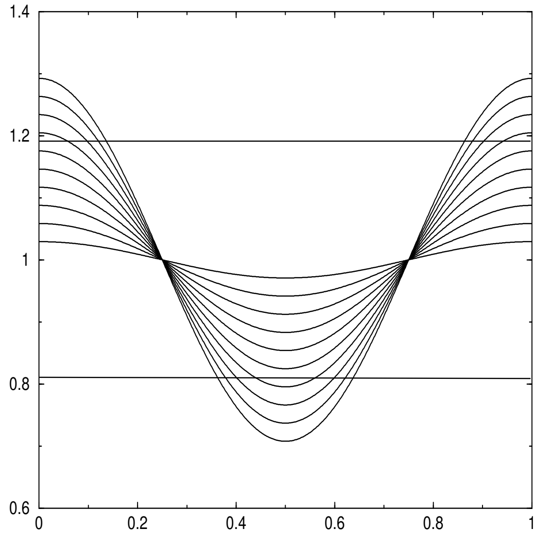
Sprowadza się to w praktyce do zaleznośći $I(\psi) = I_0 + I_1 cos(\psi + \psi_0) sin(i)$, gdzie ψ i ψ_0 oznaczają odpowiednio fazę ruchu orbitalnego i fazę początkową, natomiast i oznacza nachylenie normalnej do płaszczyzny orbity do kierunku patrzenia.

Ta prosta zależność pozwala, przy znanym nachyleniu płaszczyzny orbity układu do kierunku patrzenia, w sposób przybliżony oszacować jaki musi być stosunek I_1/I_0 aby amplituda zmian blasku była zgodna z obserwacjami.

Na rysunku 11.1 przedstawione są wysymulowane krzywe zmian blasku dla jednego, pełnego okresu orbitalnego i wartości stosunku I_1/I_0 z przedziału od 0.1 do 1.0 z krokiem co 0.1. ψ_0 przyjęto równe zero.

Dla stosunku I_1/I_0 rownego ok. 0.65 amplituda symulowanej krzywej zmiennosci odpowiada amplitudzie obserwowanej, co jest uwidocznione na rysunku. Poziome kreski odpowiadają amplitudzie zmian blasku zgodnej z obserwacjami.

Struktury typu P-Cygni oraz zmienność natężenia w liniach widmowych w obszarze



Rysunek 11.1: Symulacja zmienności natężenia w liniach dla różnych wartości stosunku I_1/I_0 (zmiennych w przedziale od 0.1 do 1.0 z krokiem co 0.1), na osi poziomej faza ruchu orbitalnego, na osi pionowej natężenie w arbitralnie przyjętych jednostkach. Poziome linie odpowiadaja amplitudzie zmian blasku zgodnej z obserwacjami.

widzialnym dla gwiazd kataklizmicznych (BZ Camelopardalis) opisali Ringwald i Naylor (1988). Zwiazki pomiedzy opisywaną przez w/w autorów zmiennościa w chłodnym wietrze w przypadku BZ Cam i w gorącym, wysokowzbudzonym wietrze w przypadku V603 Aql nie sa jednak do końca jasne. Nie jest oczywiste czy chłodny wiatr moze powstawać w cenrum dysku, z drugiej strony jednak duże prędkości wypływu wskazują na jego powstawanie w właśnie pobliżu centrum. Warto rownież wspomnieć, że cytowani autorzy piszą o szybkich, niekoherentnych zmianach natężenia, podczas gdy obserwacje V603 Aql omawiane w niniejszej pracy pozwalają na wykazanie długich zmian okresowych.

Literatura

ABRAMOWITZ, M. STEGUN, I. (ED.) 1964. Handbook of Mathematical Functions with formulas, graphs and mathematical tables

BARNARD, E.E. 1919. Some peculiarities of Nova Aquilae II of 1918 *Astrophysical Journal* **49** 199–202

BOGGESS, A. CARR, F.A., EVANS, D. 1978. The IUE spacecraft and instrumentation *Nature* **275** 372–385

CRAWFORD, J.A., KRAFT, R.P. 1956. An interpretation of AE Aquarii *Astrophysical Journal* **123** 44–53

EDELSON, R.A. KROLIK, J.H. 1988. The discrete correlation function: a new method for analyzing unevenly sampled variability data *The Astrophysical Journal* **333** 646–659

DRECHSEL, H., RAHE, J., HOLM, A. 1981. Phase-dependent Optical and Ultraviolet Observations of the Old Nova V603 Aquilae (1918) *Astronomy and Astrophysics* **99** 166–172

DRECHSEL, H., RAHE, J., SEWARD, F.D. 1983. The X-ray emission of the old Nova V603 Aquilae (1918) *Astronomy and Astrophysics* **126** 357–362

FRIEDJUNG, M., SELVELLI, P., CASATELLA, A. 1997. Observations of the wind of the old nova V603 Aquilae with the HST-GHRS *Astronomy and Astrophysics* **318** 204–214

HACK, M. LA DOUS, C. (RED.) 1993. Cataclysmic variables and related objects

HAEFNER, R. METZ, K. 1985. The old nova V603 Aql: An intermediate polar ? *Astronomy and Astrophysics* **145** 311–320

HIND, J.R. 1856. On a new Variable Star *Monthly Notices of the R.A.S.* **16** 56

JOY, A.H 1943. AE AquariiL an SS Cygni variable and spectroscopic binary *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **55** 283–284

JOY, A/H. 1954. Variable stars of low luminosity *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **66** 5

JOY, A.H. 1956. Radial-velocity measures of SS Cygni at minimum light *Astrophysical Journal* **124** 317–320

KNIGGE, CH. DREW, J. 1996. Eclipses of accretion disc winds in cataclysmic variables: an atlas of theoretical CIV line profiles and line flux light curves *Monthly Notices of the R.A.S.* **281** 1352–1362

KRAFT, R.P. 1964. Binary stars among cataclysmic variables III. Ten old novae *Astrophysical Journal* **139** 457–472

LEWIN, W.H. PARADIJS, J. HEUVEL, E.P. (ED.) 1993. Cataclysmic Variable Stars

LUCY, L.B. 1974. An iterative technique for the rectification of observed distributions *The Astronomical Journal* **79** 745–754

MAUCHE, CH. W. (RED.) 1990. Accretion-Powered Compact Binaries

NEWMARK, J. HOLM, A. IMHOFF, C. (ED.) 1992. IUE Observing Guide

NICHOLS, J. LINSKY, J. 1996. The final archive and recalibration of the International Ultraviolet Explorer (IUE) satellite *The Astronomical Journal* **111** 517–535

PACZYŃSKI, B. 1977. A model of accretion discs in close binaries *The Astrophysical Journal* **216** 822–826

PATTERSON, J. THOMAS, G. SKILLMAN, D. 1993. The 1991 V603 Aquilae Campaign: Superhumps and P-Dots. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **86** 235–258

PATTERSON, J. KEMP, J. SAAD, J. 1997. Superhumps in Cataclysmic Binaries. XI. V603 Aquilae Revisited *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **109** 468–476

PRESS, W.H. TEUKOLSKY, S.A. VETTERLING, W.T. 1992. Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing

PRINJA, R.K. ROSEN, S.R. 1993. A 4.86-h periodic modulation in the UV resonance lines of the cataclysmic variable V795 Herculis *Monthly Notices of the R.A.S.* **262** L37–L42

PRINJA, DREW, J.E. ROSEN, S.R. 1992. Variability in the UV resonance lines of the cataclysmic variable V795 Herculis (PG 1711 +336) *Monthly Notices of the R.A.S.* **256** 219–228

PROGA, D. STONE, J.M. DREW, J.E. 1998. Radiation-driven winds from luminous accretion discs *Monthly Notices of the R.A.S.* **295** 595–617

PROGA, D. 1999. Comparison of the theoretical radiation-driven winds from stars and discs. *Monthly Notices of the R.A.S.* **304** 938–946

RINGWALD, F.A. NAYLOR, T. 1998. High-speed optical spectroscopy of a cataclysmic variable wond: BZ Camelopardalis *The Astronomical Journal* **115** 286–295

RITTER, H. 1990. Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Fifth edition) *Astronomy and Astrophysics Supplement* **85** 1179–1256

SCHWARZENBERG-CZERNY, A. UDALSKI, A. MONIER, R 1992. Possible first detection of ultraviolet pulses from an intermediate polar: V603 Aquila *The Astrophysical Journal - Letters* **401** L19

SCHWARZENBERG-CZERNY, A. 1993. Interactive Data Handling Programme ULA - opis programu

SCHWARZENBERG-CZERNY, A. 1999. Wykłady z fizyki ciasnych układów podwójnych na kierunku „astronomia" UAM w Poznaniu (w przygotowaniu)

SHAFTER, A.W. ROBINSON, E.L. CRAMPTON, D. 1990. V795 Herculis (PG 1711 +336): A New Intermediate Polar in the Period Gap *The Astrophysical Journal* **354** 708–719

SHAKURA, N.I., SUNAYEV, R.A. 1973. Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance *Astronomy and Astrophysics* **24** 337–355

SMAK, J. 1971. Eruptive Binaries. II. U Geminorum *Acta Astronomica* **21** 15–47

SMAK, J. 1976. Eruptive Binaries. VI. Rediscussion of U Geminorum *Acta Astronomica* **26** 277–300

SPRUIT, H.C. 1994. Fast eclipse mapping *Astronomy and Astrophysics* **289** 441–448

TURNROSE, B.E. THOMPSON, R.W. 1984. International Ultraviolet Explorer Image Processing Information Manual Version 2.0 (New software)

UDALSKI, A. SCHWARZENBERG-CZERNY, A. 1989. Photometry of Cataclysmic Variables. IV. Nova V603 Aquilae: Discovery of a Magnetic Rotator *Acta Astronomica* **39** 125–138

WALKER, M.F. 1954. Nova DQ Herculis (1934): an eclipsing binary with very short period *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **66** 230–232

WARNER B., NATHER, R.E. 1971. Observations of rapid blue variables - II U Geminorum *Monthly Notices of the R.A.S.* **152** 219–229

WARNER, B. 1995. Cataclysmic Variable Stars

WEAVER, H. 1974. Space distribution and motion of the local HI gas *Highlights of astronomy* **3** 423–440

WHITEHURST, R. 1988. Numerical simulations of accretion discs - I. Superhumps: a tidal phenomenon of accretion discs *Monthly Notices of the R.A.S.* **232** 35–51

WOODS, J.A. VERBUNT, F. COLLIER CAMERON, A. 1992. Time dependence of the UV resonance lines in the cataclysmic variables YZ Cnc, IR Gem and V3885 Sgr *Monthly Notices of* *the R.A.S.* **255** 237–242