Uniwersytet Warszawski
Instytut Fizyki Teoretycznej

Model akrecji na gwiazdę neutronową: teoria i porównanie z obserwacjami

Agnieszka Szrom

Praca magisterska wykonana
w Centrum Astronomicznym
im. Mikołaja Kopernika

pod kierunkiem
prof. dr hab. Bożeny Czerny

Warszawa 1998

Pragnę serdecznie podziękować Prof. Markowi Demiańskiemu za umożliwienie wykonania pracy magisterskiej w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW.

Pragnę również bardzo serdecznie podziękować mojemu promotorowi Pani Prof. Bożenie Czerny za wszechstronną pomoc, cierpliwość, życzliwą opiekę, oraz szereg cennych wskazówek i uwag umożliwiających powstanie tej pracy.

Dziękuję także wszystkim tym, dzięki których pomocy i życzliwości praca ta powstała.

Pracę tę dedykuję Rodzicom.

Spis rzeczy

Wstęp

Pośród znanych dzisiaj procesów astrofizycznych najbardziej wydajnym energetycznie jest akrecja materii na zwarty obiekt. Proces ten jest źródłem energii podwójnych układów rentgenowskich, w których jednym ze składników może być czarna dziura, jest również odpowiedzialny za niezwykłą aktywność kwazarów, galaktyk Seyferta i obiektów typu BL Lac.

Dla wszystkich tych klas obiektów (poza przypadkami, gdy gwiazda neutronowa obdarzona jest silnym polem magnetycznym) akrecja następuje w ten sam sposób - poprzez dysk akrecyjny. Dlatego został opracowany model dysku akrecyjnego, opisujący zarówno procesy zachodzące w otoczeniu galaktycznych czarnych dziur, jak i w aktywnych jądrach galaktyk. Model taki bardzo dobrze opisuje obiekty posiadające miękkie widmo rentgenowskie.

Istnieje jednak klasa obiektów, które posiadają twarde widmo rentgenowskie. Aby model dysku akrecyjnego dobrze opisywał także i te obiekty, został rozszerzony, oprócz dysku akrecyjnego wprowadzono płaską, rozciągającą się ponad dyskiem koronę. W modelu tym część energii jest dysypowana w dysku, a część w oddziałujacej z nim koronie. Model ten opisuje zarówno galaktyczne czarne dziury, jak i gwiazdy neutronowe. W przypadku gwiazd neutronowych ujawnia się dodatkowy strumień promieniowania miękkiego, który należy uwzględnić w modelu. Jako wynik otrzymywane jest modelowe widmo promieniowania, na którego kształt ma wpływ tempo akrecji, parametr lepkości, jak również dodatkowy strumień promieniowania miękkiego.

Celem mojej pracy jest zmodyfikowanie modelu akrecji na galaktyczną czarną dziurę w taki sposób, aby opisywał dobrze model akrecji na niemagnetyczną gwiazdę neutronową, a w szczególności porównanie widma modelowego z obserwacjami i zbadanie, czy można wyraźnie rozdzielić gwiazdy neutronowe, posiadające miękkie widmo, od gwiazd neutronowych posiadających twarde widmo i wyjaśnić obserwowany trend modelem akreującej korony.

Rozdział 1

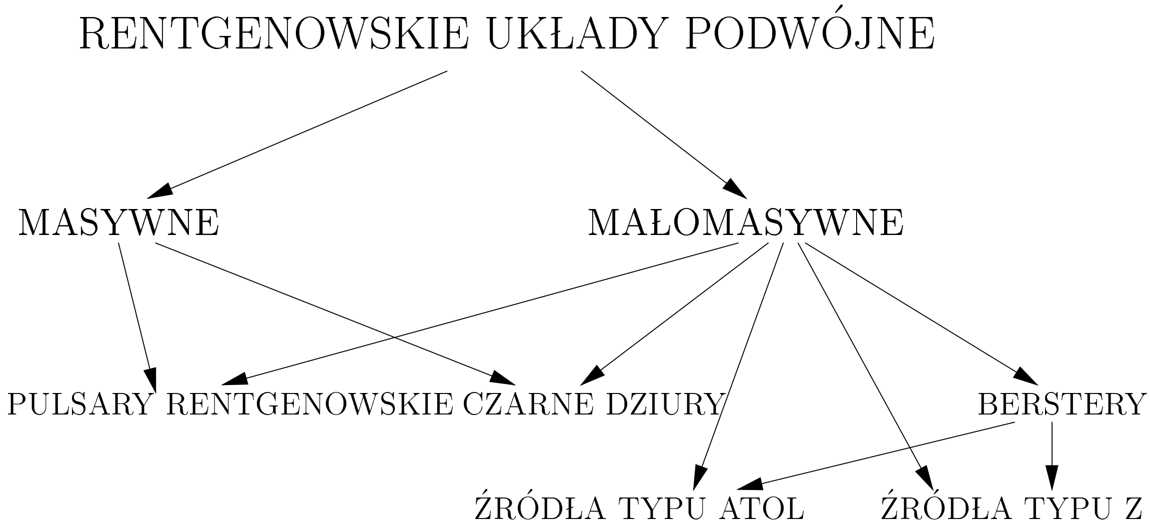
Galaktyczne źródła rentgenowskie

1.1 Tło historyczne

Powiązanie pomiędzy kosmicznymi źródłami rentgenowskimi (X) i zwartymi obiektami jest bardzo stare. Datuje się ono na rok 1963, kiedy to wkrótce po odkryciu pierwszego źródła rentgenowskiego - Sco X-1 (Giacconi et al. 1963), zaproponowano, aby obiekty takie traktować jako młode gorące gwiazdy neutronowe, uformowane w niedawnych supernowych, które stygną poprzez emisję termiczną z powierzchni. Jednakże znaczny rozmiar źródła rentgenowskiego stowarzyszonego z mgławicą Krab (M1) i nieplankowski kształt widma tego źródła (Clark 1965) oraz nieplankowski kształt widma źródła Sco X-1 (Giacconi et al. 1965) pokazały, że mamy do czynienia z kilkoma rodzajami źródeł rentgenowskich.

W tym samym okresie akrecja na zwarty obiekt została zaproponowana jako źródło energii kwazarów i zwartych źródeł rentgenowskich. Zaobserwowano także niewyjaśnione osobliwości w widmach optycznych odpowiedników optycznych Sco X-1 i Cyg X-2. Fakty te doprowadziły do powstania idei, że źródła te są ciasnymi układami podwójnymi z wymianą masy i zwartym obiektem.

Idea mówiąca o tym, że wszystkie galaktyczne źródła rentgenowskie są układami podwójnymi z wymianą masy i zwartym obiektem została ogólnie zaakceptowana po obserwacji zaćmień pulsującego źródła rentgenowskiego Cen X-3 (Giacconi et al. 1971). W ten sposób w przeciągu kilku lat od odkrycia źródeł rentgenowskich istnienie galaktycznej populacji układów podwójnych z akreującymi gwiazdami neutronowymi (lub czarnymi dziurami) zostało dobrze potwierdzone. Już w latach 60-tych zauważono, że źródła rentgenowskie grupują się w obrębie około 30° od centrum Galaktyki. Koncentracji tej nie towarzyszy silne tło nierozróżnialnych źródeł, co pokazuje, że źródła te są położone w centralnych regionach Galaktyki.



Rysunek 1.1: Schemat klasyfikacji rentgenowskich układów podwójnych.

1.2 Podwójne układy rentgenowskie

1.2.1 Klasyfikacja układów podwójnych rentgenowskich

Podwójne układy rentgenowskie składają się ze "zwykłej" gwiazdy ciągu głównego oraz ze zwartego obiektu, którym może być biały karzeł, gwiazda neutronowa lub czarna dziura. Podstawowym podziałem podwójnych układów rentgenowskich jest podział ze względu na masę towarzyszącej "zwykłej" gwiazdy. W zwiazku z tym dzielimy podwójne układy rentgenowskie na masywne (high-mass X-ray binaries; dalej HMXB) i małomasywne (low-mass X-ray binaries; dalej LMXB). Dzielimy je także, ze względu na zachowanie się źródła, na: pulsary rentgenowskie, czarne dziury, berstery oraz źródła typu atol i Z. O ile pulsary rentgenowskie charakteryzują sie okresowymi zmianami widma (pulsacje), o tyle berstery są to układy, które tylko co jakiś czas (nieregularnie) wykazują nagłe pojaśnienie w rentgenowskim zakresie widma. Źródła typu atol i Z różnią się od siebie kształtem wykresu na diagramie kolor-kolor, a co za tym idzie, różnią się zakresami tempa akrecji (źródła typu atol mają znacznie mniejsze tempa akrecji), a także natężeniem pola magnetycznego (źródła typu atol mają słabsze pola magnetyczne). Źródła typu atol są obiektami znacznie słabiej świecącymi niż źródła typu Z. Klasyfikacje rentgenowskich układów podwójnych obrazuje schemat (rys. 1.1).

Różnica we własnościach rentgenowskich pomiędzy LMXB i HMXB (w obu przypadkach z akreującą gwiazdą neutronową) może być powiązana z różnicą w natężeniu pola magnetycznego gwiazdy neutronowej w tych układach. Naturalne założenie, że różnica w masie gwiazdy oddającej masę odpowiada różnicy wieku pomiędzy LMXB i HMXB (HMXB uważa się za młodsze) doprowadziło do powstania idei, że pole magnetyczne gwiazdy neutronowej zanika z czasem. Dla wzgędnie małej, ale ciągle powiększającej się, liczby podwójnych układów rentgenowskich, istnieją dowody, że akreującym obiektem jest czarna dziura. W rozdziale 2 omówię problem rozróżnienia czy akreującym obiektem jest czarna dziura czy też gwiazda neutronowa.

1.2.2 HMXB

Optyczne odpowiedniki HMXB mają normalne widma gwiazdowe wczesnego typu, w tym sensie, że mogą być sklasyfikowane na podstawie stosunku sił linii widmowych. Niesie to dużo informacji, ponieważ dostarcza nam pojęcia o masach, promieniach i wieku tych gwiazd. Ze względu na typ widmowy odpowiedniki optyczne HMXB można podzielić na dwie grupy:

- Typ widmowy wcześniejszy niż B2 i klasa jasności od I do II. Gwiazda dawca wypełnia lub prawie wypełnia powierzchnię Roche'a. Materia jest przekazywana przez silny wiatr gwiazdowy i punkt Lagrange'a.
- Gwiazda typu Be charakteryzująca się liniami emisyjnymi, nie wypełnia swojej powierzchnii Rocha. Transfer masy jest związany z anizotropowym (często silnie zmiennym) wyrzutem masy w płaszczyźnie równikowej.

Okresy orbitalne zostały określone przy użyciu różnych metod, np. zaćmień rentgenowskich, dopplerowskich opóźnień w przybyciu pulsów rentgenowskich, zmiany jasności optycznej i prędkości radialnej. Okresy orbitalne są skorelowane z rodzajem transferu masy (który napędza źródło rentgenowskie) i etapem ewolucji układu. Systemy z (zaczynającym się) przepływem masy przez powierzchnię Roche'a mają okresy rzędu kilku dni. Trochę dłuższe okresy są widoczne w HMXB z odewoluowanym (nadolbrzym) towarzyszem i transferem masy poprzez silny wiatr gwiazdowy. HMXB z najdłuższymi okresami mają jako składnik pierwotny gwiazdę typu Be.

Galaktyczne HMXB są rozłożone wzdłuż płaszczyzny Galaktyki, z widoczną koncentracją w pobliżu jej centrum. Można stąd wyciągnąć wniosek, że HMXB są obiektami młodymi pierwszej populacji.

1.2.3 LMXB

Przy bardzo dużej różnorodności obiektów trudno było znaleźć dowód na istnienie jednej klasy systemów z gwiazdą tracącą materię o masie rzędu $1M_\odot$ lub mniej. Dowód tej hipotezy był o tyle trudny do uzyskania, że trudno było znaleźć okresy orbitalne. Jako pierwsze systemy LMXB sklasyfikowano: Her X-1, Sco X-1, Cir X-1.

Optyczne widma LMXB (np. Shahbaz et al. 1996) pokazują kilka linii emisyjnych nałożonych na raczej płaskie (w częstościach) kontinuum.

W LMXB dawca oddaje materię poprzez przepływ przez powierzchnię Roche'a. Masa ta napływa na zwarty obiekt poprzez płaską konfigurację - dysk akrecyjny, w którym wolno spiraluje do wewnątrz. Widma LMXB pochodzą z dysku akrecyjnego, który promieniuje głównie przez reprocesowanie padających promieni X. Wiele obiektów typu LMXB pokazuje regularne orbitalne zmiany jasności optycznej, z jednym maksimum i jednym minimum na okres. Zmiany te są spowodowane zmienną widocznością dysku i rentgenowsko ogrzewanej strony składnika wtórnego, o ile ten ostatni nie jest w rentgenowskim cieniu dysku (Van Paradijs 1991).

Absolutne wizualne jasności zostały oszacowane dla LMXB z ocen odległości dla:

- LMXB w układach gwiazdowych o znanych odległościach;
- wybuchających rentgenowsko źródeł, z ekspansją promienia fotosferycznego;
- źródeł typu Z;
- miękkich źródeł przejściowych, tj. LMXB których tempo akrecji jest wysokie tylko podczas krótkich okresów czasu, a w pozostałym czasie jest bardzo niskie.

Okresy orbitalne znane są dla kilkudziesięciu LMXB, głównie na podstawie zaćmień rentgenowskich i zmienności optycznej. W kilku przypadkach zostały znalezione zmiany prędkości radialnej dla linii absorpcyjnych. Znane okresy LMXB zawierają się w przedziale 6885 s do 16.6 d (Van Paradijs 1995). Tak duży zakres świadczy o tym, że LMXB mają bardzo różne gwiazdy jako dawców materii, np. białe karły, gwiazdy ciągu głównego.

Galaktyczne LMXB mają szerszy rozkład w szerokości galaktycznej na niebie niż HMXB i są bardziej skoncentrowane w kierunku ku centrum Galaktyki. Do LMXB zaliczamy: źródła rentgenowskie w gromadach kulistych, berstery rentgenowskie, miękkie rentgenowskie układy przejściowe, część jasnych źródeł rentgenowskich z galaktycznego bulge (zgrubienia dysku galaktycznego).

W Galaktyce stale jasnych LMXB obserwuje się rzędu 100, natomiast przejściowych LMXB szacuje się znacznie więcej o czym może świadczyć fakt, że spośród tych szacowanych przejściowych LMXB szacuje się kilkuset kandydatów na czarną dziurę (Tanaka i Lewin 1995).

Na podstawie dużej dyspersji prędkości i małej prędkości rotacji galaktycznej Cowley et al.(1988) wyciągneli wniosek, że LMXB to jedne z najstarszych obiektów w Galaktyce.

Rozdział 2

Czarne dziury w układach podwójnych rentgenowskich

2.1 Wiadomości ogólne

Pierwszym źródłem rentgenowskim, które okazało się układem podwójnym był Cyg X-1, który jest jednocześnie pierwszym nie kwestionowanym kandydatem na czarną dziurę. Galaktyczne czarne dziury emitują promieniowanie rentgenowskie, znajdując się w jednym z kilku charakterystycznych stanów. Dwa podstawowe z tych stanów to stan "niski", inaczej "twardy", oraz stan "wysoki", czyli "miękki". W 1972 roku zaobserwowano nagłe pojaśnienie Cyg X-1, co było skorelowane z dużym potwardnieniem widma w zakresie 2-10 keV. Obecnie wiadomo, że potwardnienie spowodowane jest m.in. osłabieniem jego ultramiękkiego składnika w widmie rentgenowskim odpowiadające przejściu ze stanu "wysokiego" do stanu "niskiego".

Po odkryciu pulsara rentgenowskiego Cen X-3 i wielu innych podobnych układów oraz bersterów rentgenowskich badania podwójnych układów rentgenowskich zdominowane było przez układy, w których składnikiem akreującym była gwiazda neutronowa, jednak badania czarnych dziur nie zarzucono zupełnie. Odkrycie silnej, nagłej zmienności rentgenowskiego strumienia doprowadziło do pomysłu, że zmienność taka jest cechą charakterystyczną akreujących czarnych dziur, która może być kryterium odróżniającym je od gwiazdy neutronowej. Jednak układy podwójne rentgenowskie z gwiazdą neutronową także mogą wykazywać gwałtowną zmienność, co wyjaśniło, że nie był to dobry sposób rozróżniania czarnych dziur od gwiazd neutronowych.

W późnych latach siedemdziesiątych rozwineła się idea, że układy rentgenowskie z czarnymi dziurami mogą być odróżniane na podstawie kształtu widma rentgenowskiego. Pomysł ten rozwijał się i pokazano, że na rentgenowskim diagramie kolor-kolor dwa źrodła, o których wówczas wiedziano, że są czarnymi dziurami są usytuowane w skrajnym lewym górnym rogu, tzn., że ich widma były skrajnie miękkie. Później zmierzono funkcję masy przejściowego źródła A 0620-00 (które także miało bardzo miękkie widmo podczas wybuchu), gdy wróciło do stanu spokojnego i uzyskano $3.18 \pm 0.16 M_\odot$ (McClintock i Remillard 1986). To pokazało, że zwarty obiekt w tym układzie jest zbyt ciężki, aby być gwiazdą neutronową, co poparło ideę, że widma rentgenowskie mogą być dobrym sposobem na odróżnienie czarnych dziur od gwiazd neutronowych.

Pomimo faktu, że niektóre cechy rentgenowskiego widma czarnej dziury oraz gwałtowna zmienność są także widoczne w niektórych gwiazdach neutronowych, to występowanie tych dwóch cech razem dla jednego obiektu pozostało silnym narzędziem pozwalającym odróżniać czarne dziury od gwiazd neutronowych. Podstawowym argumentem za tym, że zwarty obiekt w konkretnym układzie jest czarną dziurą, pozostaje jednak fakt, że gwiazda neutronowa nie może przekroczyć pewnej maksymalnej wartości masy. Założenie to opiera się na ogólnych rozważaniach, np. że dźwięk nie może podróżować szybciej od światła. Na tej podstawie wywnioskowano, że każda gwiazda neutronowa niezależnie od równania stanu gęstej materii musi mieć masę $\leq 3M_{\odot}$. Rotacja gwiazdy neutronowej nie zwiększa tej granicy o więcej niż 20%. Wykrycie pulsacji rentgenowskich lub berstów rentgenowskich natychmiast dyskwalifikuje zwarty obiekt jako czarną dziurę, ale dowód na brak twardej powierzchni jest bardzo trudny do uzyskania.

Energia uwalniana na powierzchni gwiazdy neutronowej, która jest nieobecna w przypadku czarnej dziury, może prowadzić do obserwacyjnej różnicy w widmie i zmienności. Jednak pochodzenie widma i zmienności rentgenowskich układów podwójnych jest jeszcze zbyt słabo zrozumiane, aby wykorzystać to jako dowód na istnienie czarnej dziury. Problem ten ilustruje fakt, że widma i zmienności źródeł typu atol są bardzo podobne do widm i zmienności czarnych dziur w niskim stanie.

Obecnie, na podstawie dynamicznego określenia masy, wiadomo o dziesięciu układach podwójnych rentgenowskich, że zawierają czarne dziury; siedem z nich to przejściowe LMXB. Przewiduje się, że kilkanaście układów zawiera czarną dziurę na podstawie widm rentgenowskich. Całkowita liczba przejściowych układów z czarną dziurą w Galaktyce jest szacowana na około 1000.

2.2 Widma rentgenowskie w układach podwójnych rentgenowskich zawierających czarną dziurę

W widmach układów podwójnych rentgenowskich zawierających czarną dziurę można odróżnić dwa składniki. Jednym jest składnik potęgowy z indeksem fotonowym w zakresie ~ 1.5 do ~ 2.5, który dominuje w części wysokoenergetycznej ($\geq 10keV$) i jest czasami obserwowany do energii rzędu setek keV. Drugi składnik jest w przybliżeniu opisywany przez funkcje Plancka o $kT_{BB} \leq 1keV$.

Pierwszy, twardy składnik jest powszechnie interpretowany jako rezultat komptonizacji niskoenergetycznych fotonów w bardzo gorącej koronie dysku lub geometrycznie grubej wewnętrznej części dysku. Jeżeli dopasujemy do tego składnika widma, widmo potęgowe z obcięciem na wysokich energiach, to indeks fotonowy Γ prawa potęgowego wyrazi się wzorem:

$$\Gamma \approx -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{\pi^2}{3y}}$$

gdzie y jest parametrem Comptona

$$y = \frac{4kT\tau(\tau+1)}{m_e c^2}$$

T i τ są odpowiednio temperaturą i głębokością optyczną na rozpraszanie gorącego gazu elektronowego.

Natura gorącego, elektronowego gazu nie jest oczywista. Mechanizm ogrzewania może być związany z procesami magnetycznymi na powierzchni dysku, analogicznymi do grzania koronalnego w gwiazdach późnych typów. Gorący ośrodek rozpraszający może być wynikiem akrecyjnego przepływu, w którym temperatura jest rzędu temperatury wirialnej; temperatura elektronowa jest wtedy określana przez równowagę pomiędzy grzaniem przez oddziaływanie kulombowskie z jonami, a chłodzeniem przez rozpraszanie niskoenergetycznych elektronów.

Chociaż model termicznej komptonizacji tłumaczy twarde widmo rentgenowskie w zakresie rzędu 100 keV, nie tłumaczy on jasno emisji w okolicy MeV.

2.3 Stany spektralne źródeł

Zrozumienie akrecji na gwiazdy neutronowe ze słabymi polami magnetycznymi zostało znacznie poprawione przez wprowadzenie stanów źródeł, definiowanych poprzez czasowe i widmowe własności tych źródeł rentgenowskich. Pomysł ten okazał się owocny także przy badaniu układów z czarną dziurą, gdzie jednoczesna analiza widm i szybkiej zmienności doprowadziła do rozróżnienia stanów niskiego, wysokiego i bardzo wysokiego.

W stanie niskim, ultramiękki składnik jest słaby lub wręcz nieobecny, tak że rentgenowskie widmo jest zdominowane przez składnik potęgowy. Na widmie gęstości mocy pojawia się wówczas szerokopasmowy szum, który na wysokich częstościach jest potęgowy.

W wysokim stanie widmo rentgenowskie pokazuje składnik ultramiękki, który w niektórych przypadkach jest dominujący. Amplituda zmian strumienia rentgenowskiego jest wtedy znacznie mniejsza niż w stanie niskim. W widmie gęstości mocy zmiany te widoczne są jako słabe widmo potęgowe.

W bardzo wysokim stanie rentgenowskie widmo składa się z silnego składnika ultramiękkiego i względnie stromego składnika potęgowego w wysokich energiach. Widmo gęstości mocy pokazuje wówczas szerokopasmowy szum (prawdopodobnie podobny do szumu widzianego w stanie niskim).

Wysokiej jasności widma rentgenowskie niektórych LMXB z gwiazdami neutronowymi są względnie twardymi widmami potęgowymi. Van Paradijs i Van der Klis

(1994) pokazali, że istnieje ogólna antykorelacja pomiędzy twardością widma w zakresie 13-80 keV a jasnością, i że widmo układów z gwaiazdą neutronową z $L_X \sim 10^{-2} L_{Edd}$ jest tak twarde jak widmo układów z czarną dziurą.

Obecnie dostępne dane (Barret et al. 1996) są konsystentne z ideą, że tylko układy podwójne rentgenowskie z czarnymi dziurami mogą pokazywać kombinację twardego widma rentgenowskiego i wysokiej jasności rentgenowskiej ($\geq 10^{37} erg/s$).

Widma mocy akreujących czarnych dziur w stanie niskim są uderzająco podobne do widm źródeł typu atol w stanie wyspowym, nie tylko ze względu na kształt składnika będącego szerokopasmowym szumem, ale także ze względu na niezmienniczość ich części w wysokich częstościach, podczas gdy obcięcie w niskich częstościach zmienia się. Razem z podobieństwami widmowymi sugeruje to, że przy niskim tempie akrecji dominujące czynniki w procesach emisji w pobliżu czarnej dziury w niskim stanie i w pobliżu gwiazdy neutronowej ze słabym polem magnetycznym w stanie wyspowym są te same.

Innym przykładem podobieństwa pomiędzy akreującymi gwiazdami neutronowymi o słabych polach magnetycznych i czarnymi dziurami jest Cir X-1, którego widmo mocy, kiedy jest bardzo jasny, jest bardzo podobne do widma mocy czarnej dziury w bardzo wysokim stanie, w szczególności w skutek obecności szerokopasmowego szumu w wysokiej częstości i kwaziperiodycznych oscylacjach. Jest to zgodne z tym, że Cir X-1 jest źródłem atol o tempie akrecji w pobliżu granicy Eddingtona. Widmo mocy czarnej dziury w stanie bardzo wysokim wykazuje jednak wysokie harmoniki tych kwaziperiodycznych oscylacji, czego nie wykazuje widmo gwiazd neutronowych. W takim razie może to być cecha pozwalająca na odróżnienie tych obiektów.

2.4 Miękkie rentgenowskie układy przejściowe

Znaczącą część obecnie znanych układów z czarną dziurą są przejściowe LMXB. Ponieważ układy przejściowe były na początku badane w przedziale 2-10 keV, gdzie był widoczny składnik ultramiękki ich widma, są one często nazywane miękkimi przejściowymi rentgenowskimi (SXT), pomimo ich często bardzo twardych widm potęgowych w wysokich energiach. SXT charakteryzują się nagłymi, względnie szybkimi pojaśnieniami rentgenowskiej jasności (rozbłyski), oddzielonymi długimi okresami bardzo niskiej emisji rentgenowskiej (okresy spokoju). Obserwowane okresy pomiędzy rozbłyskami leżą w zakresie od roku do 60 lat.

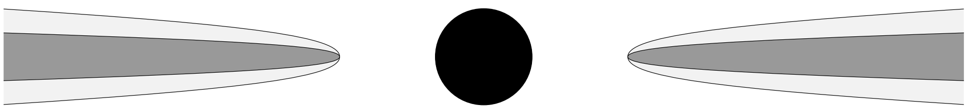
Rozbłyski są spowodowane przez nagły wzrost tempa akrecji na zwarty obiekt. Podczas rozbłysku emisja optyczna jest zdominowana przez reprocesowanie X w dysku akrecyjnym, ale w okresie spokojnym, zdradza obecność małomasywnego towarzysza. Pozwala to na pomiar przesunięć doplerowskich, które w siedmiu przypadkach doprowadziły do uzyskania dynamicznego dowodu, że zwarty obiekt w SXT jest czarną dziurą. Podczas okresu spokojnego jasność rentgenowska L_X zależy silnie od natury zwartego obiektu, dla gwiazd neutronowych jest większa niż dla czarnej dziury. Na podstawie szczegółowych porównawczych badań widm w okresie spokojnym SXT z czarnymi dziurami i gwiazdami neutronowymi, pokrywających zakres od optycznego do rentgenowskiego, Narayan et al. (1996,1997) twierdzą, że różnica ta może być zrozumiana, jeżeli przepływ materii w wewnętrznej części dysku SXT w okresie spokojnym jest adwektywny. Przy niskim tempie akrecji, skala czasowa chłodzenia promienistego wewnętrznego dysku staje się dłuższa niż skala ruchów radialnych i uwalnianie grawitacyjnej energii potencjalnej prowadzi do wzrostu energii wewnętrznej materii dysku. W przypadku czarnej dziury większość tej energii może przepłynąć przez horyzont czarnej dziury, ale dla gwiazdy neutronowej musi się ona objawić, gdy materia dociera do jej powierzchni.

Rozdział 3

Model akreującej korony

3.1 Ogólne założenia modelu dla czarnych dziur

Jako model wyjściowy wziełam model akreującej czarnej dziury w małomasywnym rentgenowskim układzie podwójnym (Witt, Czerny, Życki 1997). W takim przypadku jest to czarna dziura, wokół której rozciąga się gruby optycznie, jednakże geometrycznie cienki dysk akrecyjny, ponad którym rozciąga się cienka optycznie i geometrycznie ciągła korona. Korona ta ma niewielką grubość H, temperatura jonowa T_i jest znacznie większa od temperatury elektronowej T_e i zakładamy dalej, iż ciśnienie promieniowania jest zaniedbywalne. Korona, podobnie jak dysk, akreuje na czarną dziurę i grzeje się kosztem energii grawitacyjnej. Materia zarówno w koronie, jak i w dysku, porusza się po orbitach keplerowskich. Dla uproszczenia zakłada się jeszcze, że mechanizm lepkości jest taki sam w koronie jak i w dysku. Model ten można zilustrować następującym obrazkiem.



Opisanie tego modelu w ogólności jest bardzo skomplikowane, ale można spróbować wyrazić go poprzez stosunkowo proste równania zakładając, że opisuje się zachodzące zjawiska separując zależność radialną od wertykalnej. Można wówczas zajmować się problemem lokalnie na danym promieniu dysku np. $10r_g$ (r_g - promień grawitacyjny). Dla tak powstałego modelu można skompletować układ siedmiu równań opisujących fizykę dysku z koroną. Zanim jednak przedstawię te równania opisujące model muszę za jego autorami poczynić pewne założenia i wprowadzić pewne oznaczenia. Całkowity strumień energii generowany w dysku i koronie, w danym promieniu, będę oznaczać przez F^{tot}. Zakładam za autorami, że jeżeli cała energia jest generowana przez dysk i koronę, to w dysku jest produkowane ξ tej energii a w koronie $(1 - \xi)$. Teraz mogę już przejść do omawiania poszczególnych równań w modelu korony.

Pierwszym z równań jest równanie równowagi hydrostatycznej

$$\varrho\,\Omega_k^2 H^2 = P \tag{3.1}$$

gdzie ϱ – gęstość korony
Ω_k – keplerowska prędkość kątowa $\Omega_k^2 = \frac{GM}{r^3}$
P – ciśnienie
H – wysokość korony

Następnym równaniem jest równanie generacji energii w koronie przez siły lepkie

$$(1-\xi)F^{tot} = \frac{3}{2}\,\alpha\,\varrho\,\Omega_k^3 H^3 \tag{3.2}$$

gdzie α – parametr lepkości
Kolejna zależność opisuje proces chłodzenia korony w wyniku odwrotnego procesu Comptona.

$$(1-\xi)F^{tot} = (e^y - 1)F^{soft} \tag{3.3}$$

gdzie F^{soft} – miękkie promieniowanie rentgenowskie

$$F^{soft} = \xi\,F^{tot} + \frac{1}{2}\,(1-\xi)\,F^{tot} = \frac{1}{2}F^{tot}(1+\xi)$$

Miękkie fotony z dysku są częściowo komptonizowane w koronie, a częściowo przepuszczane. Połowa rozproszonych fotonów w koronie jest wypromieniowywana w postaci strumienia twardego promieniowania rentgenowskiego a połowa kieruje się do dysku, gdzie jest odbijana od powierzchni bądź absorbowana i daje wkład do strumienia miękkiego promieniowania. Stąd we wzorze na strumień miękkiego promieniowania X jest wkład od dysku i z wagą $\frac{1}{2}$ wkład od korony.
Następną zależnością jest równanie stanu. Jest to równanie stanu gazu doskonałego.

$$P = \varrho\,\frac{k\,T_i}{\mu\,m_H} \tag{3.4}$$

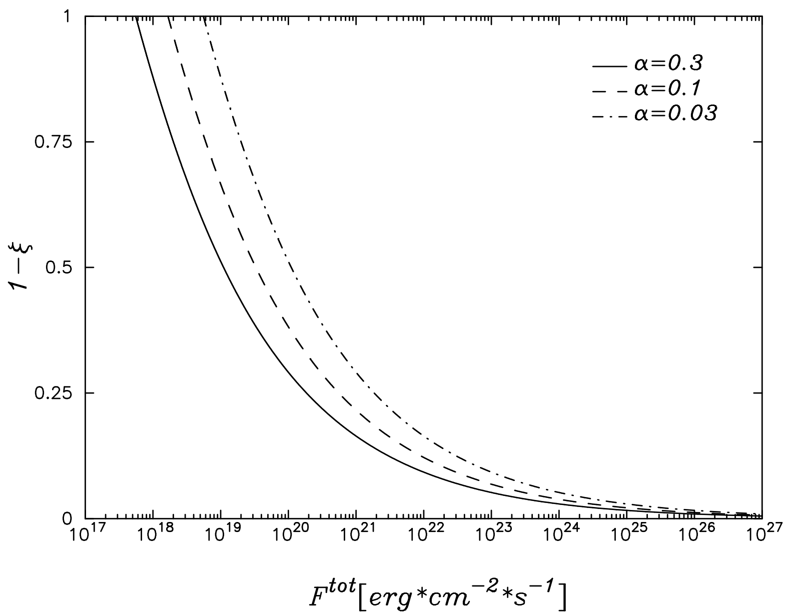
gdzie T_i – temperatura jonowa
μ – średnia masa cząsteczkowa
m_H – masa atomu wodoru
k – stała Boltzmanna

Kolejnym równaniem jest zależność na parametr Comptona

$$y = \kappa_{es}\,\varrho\,H\,\frac{4\,k\,T_e}{m_e\,c} \tag{3.5}$$

gdzie κ_{es} – współczynnik nieprzezroczystości
T_e – temperatura elektronów
m_e – masa elektronu
c – prędkość światła

W modelu tym zakłada się wertykalny podział materii na chłodną (dysk) i gorącą (korona). Stabilność termiczną takiego dwufazowego ośrodka (Krolik, McKee, Tarter 1981) umożliwia nam kolejna zależność:



Rysunek 3.1: Zależność $(1-\xi)$ od F^{tot} w zależności od parametru α dla nierotującej czarnej dziury o masie $10M_\odot$. Wykres najbardziej na lewo jest dla $\alpha = 0.3$, a najbardziej na prawo dla $\alpha = 0.03$.

$$\Xi_0 \left(\frac{T_e}{10^8}\right)^{-\frac{3}{2}} = \frac{(1-\xi)\,F^{tot}}{2\,c\,P} \tag{3.6}$$

gdzie Ξ_0 jest parametrem jonizacji równym 0.65 (Begelman et al. 1983).
Jony, które są ogrzewane w wyniku dysypacji energii grawitacyjnej, przekazują swoją energię elektronom po przez sprzężenie culombowskie:

$$(1-\xi)\,F^{tot} = \frac{3}{2}\,\frac{k}{\mu\,m_H}\,T_i\,H\,\varrho^2 W_0\,T_e^{-3/2} \tag{3.7}$$

gdzie

$$W_0 = 2.44 * 10^{21}\,\ln\Lambda$$

a $\ln\Lambda$-logarytm Coulomba.
Równania od (3.1) do (3.7) opisują całkowicie model korony wokół akreującej czarnej dziury pozostawiając jeszcze dowolność w wyborze parametru lepkości α. Rozwiązując ten układ równań otrzymuję zależność $(1-\xi)$ od F^{tot}, która jest następująca

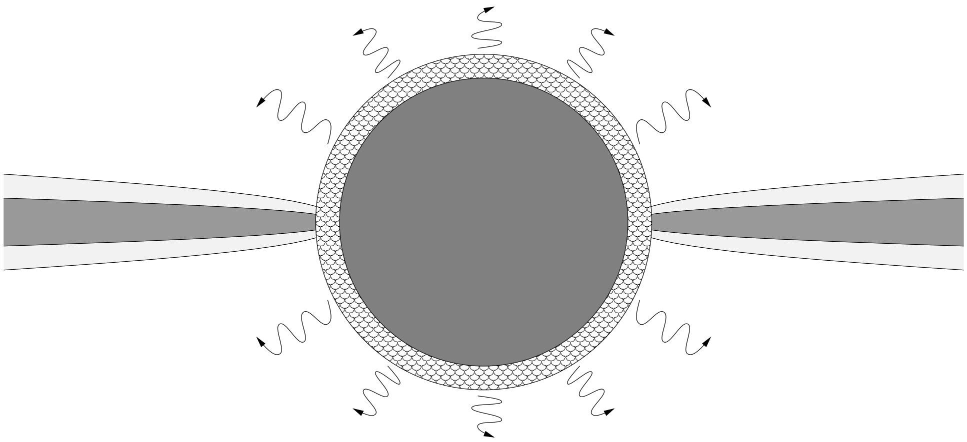
$$F^{tot} = \frac{A}{\alpha}\left[\ln\frac{3-\xi}{1+\xi}\right]^{-3}(1-\xi)^{-1} \tag{3.8}$$

gdzie

$$A = const. = \frac{131072\,k^3\Omega\kappa_{es}^3\Xi_0^6}{243\,m_e^3 W_0^4} * 10^{72}$$

Ponieważ na razie interesuje mnie sam kształt tej zależności to dla ustalenia uwagi policzę ten model dla czarnej dziury o masie 10 $M_\odot$ i odpowiednim dla takiej masy promieniu $R = 29.5$ km a wyniki zobrazuję na wykresie (rys. 3.1.) dla trzech wartości α: 0.03 0.1 i 0.3

3.2 Modyfikacja modelu na przypadek gwiazdy neutronowej



Rysunek 3.2: Schematyczne przedstawienie modelu akreującej gwiazdy neutronowej

Model akreującej czarnej dziury zmodyfikuję tak, aby mógł być zastosowany do opisu gwiazdy neutronowej. Gwiazda neutronowa musi wchodzić w skład ciasnego układu podwójnego z wymianą masy. Towarzysz oddający masę będzie miał masę rzędu $1M_{\odot}$. Zatem zajmuję się gwiazdą neutronową w LMXB. Dodatkowo wybieram taką gwiazdę neutronową, która będzie miała względnie słabe pole magnetyczne. Umożliwia to dyskowi rozciąganie się aż do powierzchni gwiazdy. Tak samo jak dla akreującej czarnej dziury, ponad dyskiem rozciąga się optycznie i geometrycznie cienka korona. Grubość dysku razem z koroną jest znacznie mniejsza od rozmiaru (promienia) gwiazdy.

3.2.1 Co się zmieni

W porównaniu z czarną dziurą, dysk z koroną sięga krawędzi gwiazdy neutronowej i muszę uwzględnić zachowanie materii w pobliżu powierzchni gwiazdy.

Charakter ruchu materii w najbardziej wewnętrznych częściach dysku zależy od stosunku promienia gwiazdy neutronowej R_{gw} do promienia orbity marginalnie stabilnej r_{ms}. Jeżeli, promień gwiazdy jest większy ($R_{gw} > r_{ms}$), prędkość radialna materii jest zaniedbywalna w całym dysku i koronie. Dysk może wówczas dotykać powierzchni gwiazdy. Przypadek gwiazdy neutronowej o $R_{gw} < r_{ms}$ jest bardziej skomplikowany, ponieważ poniżej orbity marginalnie stabilnej moment pędu materii nie jest wystarczająco duży, aby zrównoważyć siłę grawitacji. Ruch gazu można w tym obszarze w przybliżeniu opisać jako swobodny spadek ze stałym momentem pędu (Muchotrzeb i Paczyński 1982). Ponieważ moment pędu materii jest znaczący, prędkość radialna nie jest wystarczająca, aby móc zaniedbać obecność gazu poniżej orbity marginalnie stabilnej. Tak więc, dla obserwatora patrzącego z zewnątrz, dysk z koroną wewnątrz orbity marginalnie stabilnej wygląda analogicznie, jak na zewnątrz orbity marginalnie stabilnej. Zatem nie muszę rozpatrywać osobno małych i dużych gwiazd neutronowych. Od tej chwili będę konstruować model dla gwiazdy neutonowej o promieniu równym promieniowi orbity marginalnie stabilnej ($R_{gw} = r_{ms}$), co przewidują typowe równania stanu.

Materia pojawiająca się przy powierzchni gwiazdy neutronowej posiada dużą ilość momentu pędu, którego musi się pozbyć przez siły lepkie, aby móc osiąść na powierzchni gwiazdy. Dlatego tworzy się warstwa brzegowa (boundary layer) pomiędzy gwiazdą a dyskiem akrecyjnym z koroną. Część materii pojawiającej się na powierzchni gwiazdy tonie w niej, a pozostała część rozlewa się po powierzchni gwiazdy w kierunku biegunów. Lepkość nie tylko powoduje ruch materii do wewnątrz przez pozbawienie jej momentu pędu, ale także podgrzewa ją. Ciepło uwolnione przez siły lepkie jest wypromieniowywane bezpośrednio z warstwy brzegowej w postaci dodatkowego (oprócz tego od dysku i korony) strumienia miękkiego promieniowania rentgenowskiego. W sposób schematyczny obrazuje to rys. 3.2. Dalej ten dodatkowy strumień promieniowania będę oznaczać przez F^{bl}.

3.2.2 Szacowanie strumienia promieniowania miękkiego

Rozpatruję problem na ustalonym promieniu od centrum gwiazdy neutronowej. Promień ten będzie całkowitą wielokrotnością promienia grawitacyjnego. Dla uproszczenia przyjmuję, że cały dodatkowy strumień jest wyświecany z bieguna gwiazdy. Jeżeli korona ma głębokość optyczną τ to część τ dodatkowego strumienia od warstwy brzegowej F^{bl} jest rozpraszana, a pozostała część czyli $(1-\tau)F^{bl}$ jest nie rozpraszana w koronie (rys. 3.3.). Połowa rozproszonej części strumienia jest wypromieniowywana, a połowa jest absorbowana przez dysk. Natomiast to, co było nie rozproszone w całości zostało zaabsorbowane do dysku. Ten zaabsorbowany strumień mogę oszacować w następujący sposób:

$$(1-\tau)F^{bl} + \frac{1}{2}\tau F^{bl} = (1-\frac{1}{2}\tau)F^{bl} \tag{3.9}$$

Strumień miękkiego promieniowania rentegenowskiego od dysku i korony jest taki sam, jak dla czarnej dziury, czyli:

$$F^{soft} = \xi\, F^{tot} + \frac{1}{2}\,(1-\xi)\, F^{tot} = \frac{1}{2}F^{tot}(1+\xi) \tag{3.10}$$

Następnie zaabsorbowana przez dysk część strumienia promieniowania miękkiego powraca do korony i jest przez nią wypromieniowywana. Dlatego do całkowitego strumienia chłodzącego mamy podwójny wkład od strumienia F^{bl}, pierwszy gdy strumień F^{bl} przeszedł przez koronę i drugi, który powrócił z dysku. Zatem całowity strumień chłodzący (od warstwy brzegowej, korony i dysku) mogę oszacować w następujący sposób:

$$F^{bl} + F^{soft} + (1 - \frac{1}{2}\tau)F^{bl} \tag{3.11}$$

Przekształcając

$$(2 - \frac{1}{2}\tau)F^{bl} + \frac{1}{2}(1+\xi)F^{tot} \tag{3.12}$$

Dla $\tau \ll 1$

$$2F^{bl} + \frac{1}{2}(1+\xi)F^{tot} \tag{3.13}$$

Tak oszacowany strumień chłodzący mogę wstawić do równania (3.3).

3.2.3 Układ równań dla gwiazdy neutronowej

Aby układ równań z rozdz. 3.1 opisywał model gwiazdy neutronowej z akreującą koroną, muszę jedynie dodatkowo uwzględnić poprawkę do strumienia chłodzącego, czyli promieniowania miękkiego. Zatem mój model jest opisywany następującym układem równań:

$$\begin{aligned}
P &= \varrho\,\Omega_k^2 H^2 && (3.14)\\
(1-\xi)F^{tot} &= \frac{3}{2}\,\alpha\,\varrho\,\Omega^3 H^3 && (3.15)\\
(1-\xi)F^{tot} &= (e^y - 1)\,(F^{soft} + 2F^{bl})\ ;\ F^{soft} = \frac{1}{2}F^{tot}(1+\xi) && (3.16)\\
P &= \varrho\,\frac{k\,T_i}{\mu\,m_H} && (3.17)\\
y &= \kappa_{es}\,\varrho\,H\,\frac{4\,k\,T_e}{m_e\,c} && (3.18)\\
\Xi_0\left(\frac{T_e}{10^8}\right)^{-\frac{3}{2}} &= \frac{(1-\xi)\,F^{tot}}{2\,c\,P} && (3.19)\\
(1-\xi)\,F^{tot} &= \frac{3}{2}\,\frac{k}{\mu\,m_H}\,T_i\,H\,\varrho^2 W_0\,T_e^{-3/2} && (3.20)
\end{aligned}$$

Rozwiązując ten układ równań tak samo jak poprzednio otrzymuję w rezultacie, że:

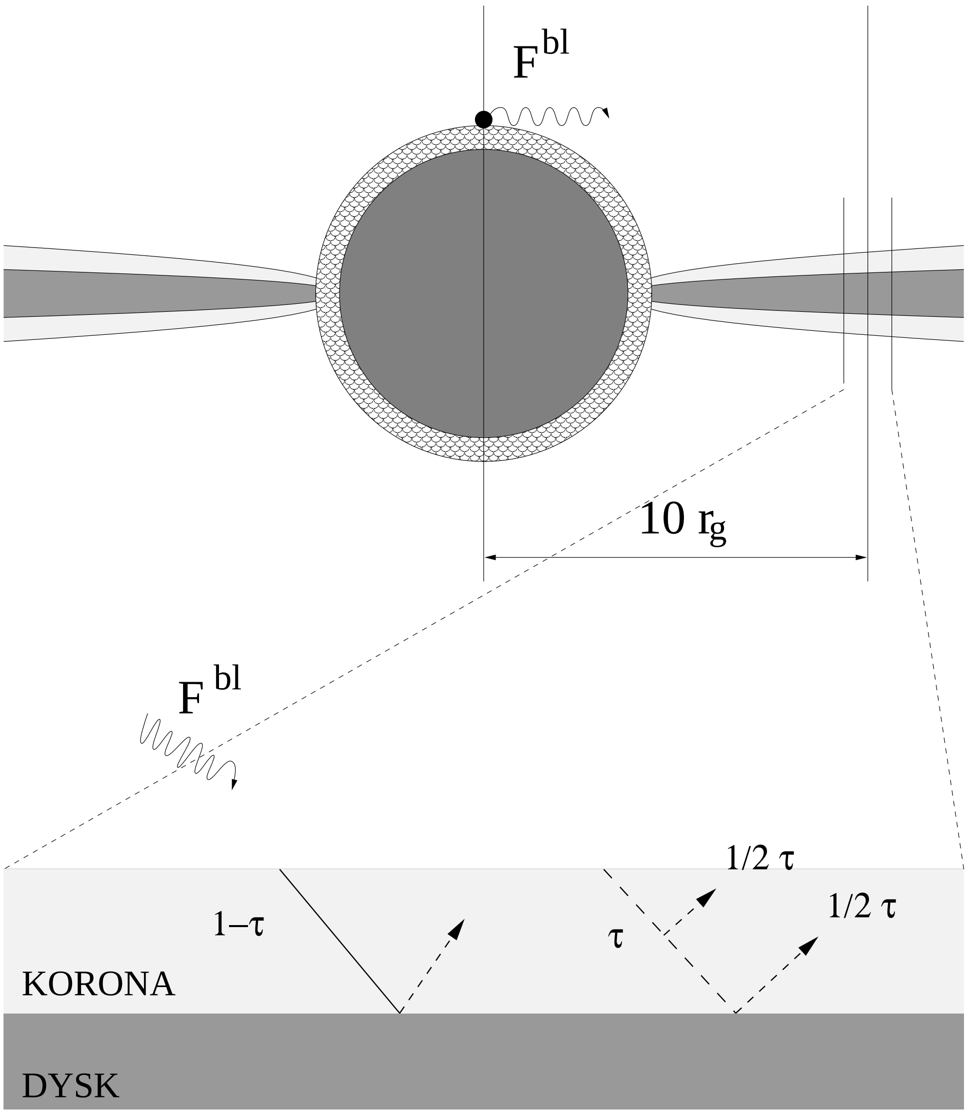
$$F^{tot} = \frac{A}{\alpha}\left[\ln\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right]^{-3}(1-\xi)^{-1} \tag{3.21}$$

gdzie

$$A = const. = \frac{131072\,k^3\Omega\kappa_{es}^3\Xi_0^6}{243\,m_e^3 W_0^4} * 10^{72}$$

3.2.4 Szacowanie

Widać zatem, że wprowadzona przeze mnie modyfikacja sprowadza się tylko do poprawki w członie logarytmicznym. Żebym mogła porównać model czarnej dziury



Rysunek 3.3: Schemat chłodzenia korony przez dodatkowy strumień miękkiego promieniowania rentgenowskiego F^{bl}.

z moim zmodyfikowanym modelem dla gwiazdy neutronowej, muszę oszacować jak dużym wkładem będzie ten dodatkowy człon $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$. Jeżeli traktuję promieniowanie warstwy brzegowej jako świecenie punktowe z bieguna gwiazdy neutronowej, tak jak na rys.3.3, to jasność tej gwiazdy mogę oszacować w następujący sposób:

$$L = \frac{G M \dot{M}}{2 R_{gw}}$$

gdzie G - stała grawitacji
M - masa gwiazdy neutronowej
$\dot{M}$ - tempo akrecji na gwiazdę neutronową
R_{gw} - promień gwiazdy neutronowej równy $3r_g$;
r_g - promień grawitacyjny gwiazdy neutronowej
Wówczas strumień F^{bl} docierający do obserwatora na ustalonym promieniu dysku $r = 10r_g$, takim, że cosinus kąta można przybliżyć przez stosunek $\frac{R_{gw}}{r}$, mogę opisać wzorem:

$$F^{bl} = \frac{L}{4\pi r^2}\frac{R_{gw}}{r} = \frac{G M \dot{M}}{8\pi R_{gw} r^2}\frac{R_{gw}}{r}$$

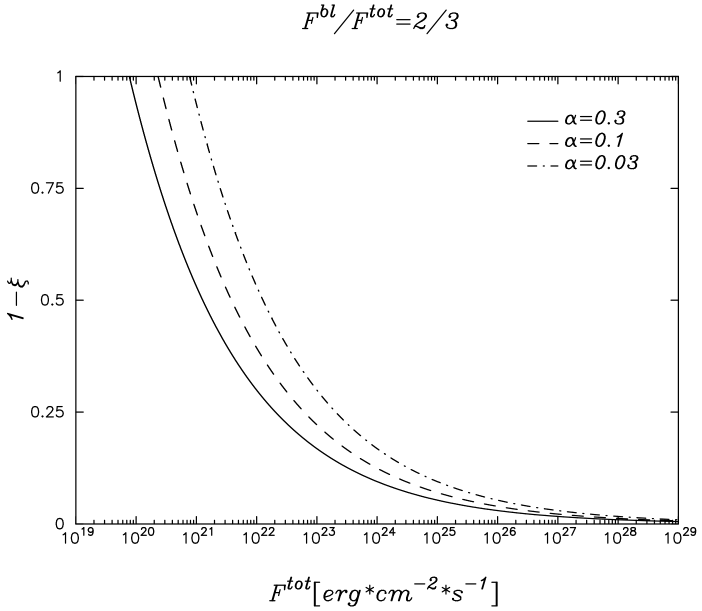
Natomiast F^{tot}, czyli całkowity strumień z tego promienia dysku to

$$F^{tot} = \frac{3\, G\, M \dot{M}}{8\, \pi\, r^3}\left(1 - \sqrt{\frac{R_{gw}}{r}}\right)$$

Zatem

$$\frac{F^{bl}}{F^{tot}} = \frac{G M \dot{M}}{8\pi R_{gw} r^2}\,\frac{R_{gw}}{r}\,\frac{8\pi r^3}{3\, G\, M \dot{M}}\left(1 - \sqrt{\frac{R_{gw}}{r}}\right)^{-1} \approx \frac{2}{3}$$

W ten sposób otrzymałam wynik, iż najbardziej prawdopodobną wartością stosunku $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ jest $\frac{2}{3}$. Warstwa brzegowa nie musi jednak obejmować całej gwiazdy neutronowej. Może jedynie tworzyć się pas akrecyjny wokół równika gwiazdy i wówczas jest wyświecane znacznie mniej promieniowania niż wtedy gdy cała gwiazda jest zanurzona w warstwie brzegowej. Dlatego też jako dolną granicę stosunku $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ przyjęłam 0.1. Maksymalną wartość tego stosunku otrzymuję dla nie rotującej gwiazdy neutronowej, ponieważ wówczas materia musi stracić cały swój moment pędu. Dla takiej nie rotującej gwiazdy neutronowej o promieniu $R_{gw} = r_{ms}$ warstwa brzegowa jest 2.2 razy bardziej wydajna niż dysk akrecyjny (Czerny, Czerny, Grindlay 1986). Nadal, traktując promieniowanie warstwy brzegowej jako punktowe źródło promieniowania świecące z bieguna gwiazdy, otrzymuję, że maksymalny stosunek $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ wynosi 2.2. Dlatego w dalszych rozważniach będę prezentować wyniki dla trzech wartości parametru $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$: 0.1, $\frac{2}{3}$, i 2.2. Jak zmieniła się zależność $(1-\xi)$ od F^{tot} pokazuje wykres (rys. 3.4), który jest wykonany dla $\frac{F^{bl}}{F^{tot}} = \frac{2}{3}$ oraz różnych parametrów lepkości α.
Można zauważyć, że po uwzględnieniu tej poprawki zależność $(1-\xi)$ od F^{tot} nie zmienia drastycznie kształtu, a jedynie wykres w całości przesunął się w prawo czyli zmienił się zakres rozwiązań.



Rysunek 3.4: Zależność $(1-\xi)$ od F^{tot} w zależności od parametru α dla gwiazdy neutronowej o masie $1.4 M_{\odot}$. Podobnie jak dla czarnej dziury wykres najbardziej na lewo jest dla $\alpha = 0.3$, a najbardziej na prawo dla $\alpha = 0.03$.

Rozdział 4

Wyniki teoretyczne

4.1 Czarne dziury

Zanim przedstawię rozwiązanie dla gwiazdy neutronowej, uważam, że powinnam zaprezentować wyniki dla czarnej dziury. Głównie interesuje mnie zależność $(1-\xi)$ od F^{tot}, jednak jest to odpowiednie miejsce, aby zaprezentować pełen komplet rozwiązań układu równań z rozdz. 3.1, pamiętając, że rozwiązanie jest dobrze określone z dokładnością do jednego parametru. Tym jedynym wolnym parametrem jest parametr lepkości α. Pełen układ rozwiązań:

$$
\begin{aligned}
T_e &= \frac{3\, c\, m_e W_0}{16k\, \kappa_{es}\, \Xi_0} \cdot 10^{-12} \ln\left[\frac{3-\xi}{1+\xi}\right] = 0.694 \cdot 10^{7} \ln\left[\frac{3-\xi}{1+\xi}\right] \\
T_i &= \frac{65536\, k^2 m_H \mu\, \kappa_{es}^3\, \Xi_0^5 \cdot}{243 \cdot c\, m_e^3\, W_0^3} \cdot 10^{60} \frac{1}{\alpha^2} \left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3} \\
&= 4.868 \cdot 10^{7} \frac{1}{\alpha^2} \left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3} \\
P &= \frac{1024\sqrt{c}\, k^{3/2} \Omega_k \kappa_{es}^{3/2} \Xi_0^{7/2}}{27\sqrt{3}\, m_e^{3/2} W_0^{3/2}} \cdot 10^{42} \cdot \frac{1}{\alpha} \left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3/2} \\
\varrho &= \frac{3\sqrt{3}\, c^{3/2} \Omega_k m_e^{3/2} \sqrt{W_0}}{64\, k^{3/2} \kappa_{es}^{3/2} \Xi_0^{3/2}} \cdot 10^{-18} \alpha \left[\ln\left(\frac{3+\xi}{1-\xi}\right)\right]^{3/2} \\
H &= \frac{256\, k^{3/2} \kappa_{es}^{3/2} \Xi_0^{3/2}}{9\sqrt{3}\, \sqrt{c}\, \Omega_k m_e^{3/2} W_0^{3/2}} \cdot 10^{30} \cdot \frac{1}{\alpha} \left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3/2} \\
y &= \ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right) \\
F^{tot} &= \frac{2^{17} \cdot k^3 \Omega_k \kappa_{es}^3 \Xi_0^6}{3^5 m_e^{3/2} W_0^4} \cdot 10^{72} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot (1-\xi)^{-1} \left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3}
\end{aligned}
$$

4.1.1 Przeskalowanie

Ponieważ całkowity strumień jest niewygodną wielkością do operowania, tym bardziej mając na uwadze to, że bedę otrzymane wyniki porównywać z obserwacjami, to dokonam zamiany zmiennych. Wielkością, jaką będę się posługiwać w dalszych częściach pracy będzie $\dot{m}$, gdzie $\dot{m}$ jest to iloraz tempa akrecji $\dot{M}$ i tempa akrecji Eddingtona $\dot{M}_{Edd}$. Iloraz ten jest tożsamy z innym, mianowicie z ilorazem jasności L do jasności Eddingtona L_{Edd}, a tę wielkość można uzyskać z obserwacji.

Wiadomo, że akrecja jest bardzo wydajnym procesem astrofizycznym. Niemniej nie cała energia zostaje wyświecana, ponieważ promień grawitacyjny czarnej dziury nie ogranicza twardej powierzchni, a jedynie obszar, z którego padająca materia nie może uciec, przez co część energii wnosi wkład do masy czarnej dziury. Przez jasność Eddingtona rozumiem krytyczną wartość jasności otrzymaną w przypadku, gdy ciśnienie promieniowania równoważy siłę grawitacji czarnej dziury działającą na akreującą cząstkę. To, jaka część energii jest wyświecana, określa wydajność η. Dla czarnej dziury Schwarzschilda wydajność zależy od stosowanego przybliżenia. Dla przybliżenia pseudo-Newtonowskiego wynosi $\frac{1}{16}$ a dla Newtonowskiego, czyli takiego jak ja stosuję, $\eta = \frac{1}{12}$.

Zatem przeliczając F^{tot} na $\dot{m}$ otrzymuję, że

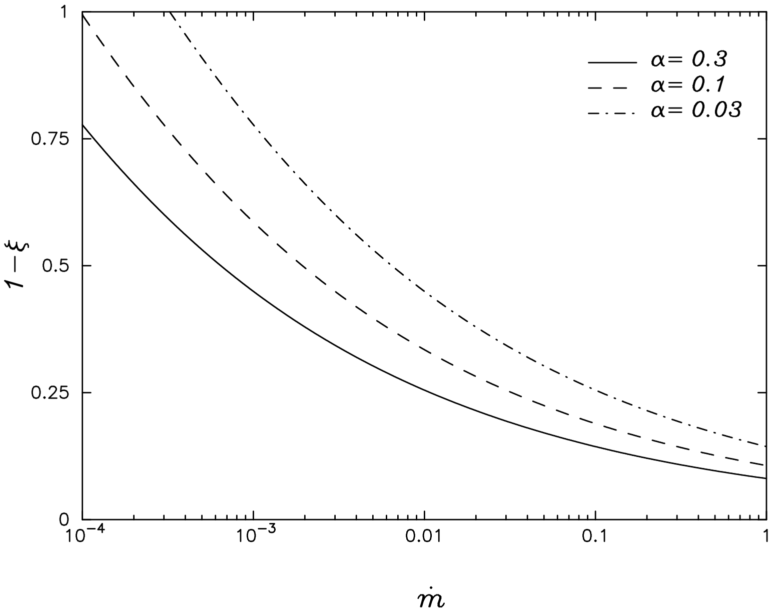
$$\left\{\begin{array}{rcl} F^{tot} & = & \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3}\left(1-\sqrt{\frac{3r_g}{r}}\right) \\ r & = & x\,r_g = x\frac{2GM}{c^2} \\ \dot{M}_{Edd} & = & \frac{4\,GM}{\eta\kappa_{es}c} = \frac{48\,GM}{\kappa_{es}c} \\ \dot{m} & = & \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \end{array}\right.$$

Stąd wynika, że

$$\dot{m} = \frac{2\sqrt{2}\,\pi\,x^{3/2}\kappa_{es}}{18\,c^2\left(1-\sqrt{\frac{3}{x}}\right)\Omega_k}F^{tot}$$

$$\dot{m} = \frac{2^{17}\sqrt{2}\,\pi\,x^{3/2}\kappa_{es}^4 k^3\Xi_0^6}{3^7\,c^2\left(1-\sqrt{\frac{3}{x}}\right)m_e^3\,W_0^4}\,\frac{1}{\alpha}\,\left[\ln\left(\frac{3-\xi}{1+\xi}\right)\right]^{-3}(1-\xi)^{-1}$$

Rozwiązanie powinno opisywać konkretną fizykę, zatem muszę przyjąć ustaloną odległość od czarnej dziury, na której będę zajmować się problemem. Wydaje mi się, że taką dobrą odległością będzie $10r_g$ od czarnej dziury. Podobnie jak w rozdz. 2.1 analizę będę przeprowadzać dla trzech wartości parametru lepkości α: 0.3, 0.1 i 0.03, gdyż z takimi wartościami najczęściej się spotykam. Aby wyniki te miały szanse być zgodne z rzeczywistością, i aby można je w dalszych etapach porównywać z obserwacjami, muszę przyjąć pewne wartości stałych.Tak więc $\Xi_0 = 0.65$ (Begelman et al. 1983), $W_0 = 2.44 \cdot 10^{21} \cdot 20$ (e.g. Shapiro, Lightmann i Eardley 1976). Jako wynik uznaję wykres zależności $(1-\xi)$ od $\dot{m}$. Dla czarnej dziury pokazuje to wykres 4.1.



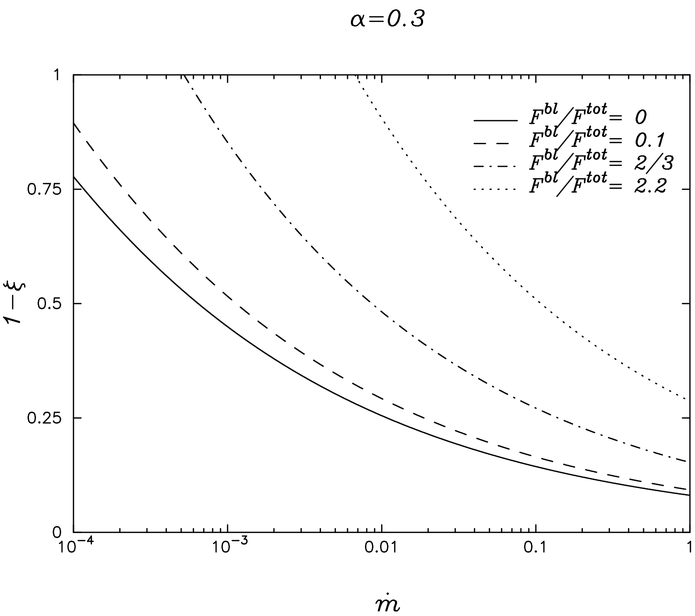
Rysunek 4.1: Zależność $(1-\xi)$ od $\dot{m}$ dla czarnej dziury w zależności od parametru α, w odległości $10r_g$ od czarnej dziury.

4.2 Gwiazda neutronowa

4.2.1 Równania modelowe

Po uwzględnieniu odpowiedniej poprawki nie tylko główna zależność ulega zmianie, ale i rozwiązania na pozostałe parametry mają odpowiednie poprawki. Dlatego teraz przedstawiam pełne rozwiązanie układu równań dla gwiazdy neutronowej:

$$
\begin{aligned}
T_e &= \frac{3\,c\,m_e W_0}{16\cdot k\,\kappa_{es}\,\Xi_0}\cdot 10^{-12}\ln\left[\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right] = 0.694\cdot 10^{7}\ln\left[\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right] \\
T_i &= \frac{65536\,k^2 m_H \mu\,\kappa_{es}^3\,\Xi_0^5\cdot}{243\cdot c\,m_e^3\,W_0^3}\cdot 10^{60}\frac{1}{\alpha^2}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3} \\
&= 4.868\cdot 10^{7}\frac{1}{\alpha^2}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3} \\
P &= \frac{1024\sqrt{c}\,k^{3/2}\Omega_k\kappa_{es}^{3/2}\Xi_0^{7/2}}{27\sqrt{3}\,m_e^{3/2}W_0^{3/2}}\cdot 10^{42}\cdot\frac{1}{\alpha}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3/2} \\
\varrho &= \frac{3\sqrt{3}\,c^{3/2}\Omega_k m_e^{3/2}\sqrt{W_0}}{64\,k^{3/2}\kappa_{es}^{3/2}\Xi_0^{3/2}}\cdot 10^{-18}\alpha\left[\ln\left(\frac{3+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{3/2}
\end{aligned}
$$



Rysunek 4.2: Zależność $(1-\xi)$ od $\dot{m}$ dla gwiazdy neutronowej przy ustalonym $\alpha = 0.3$ i zmieniającej się poprawce $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ w odległości $10\, r_g$ od centrum gwiazdy neutronowej. Dla porównania linią ciągłą zaznaczona jest krzywa odpowiadająca czarnej dziurze.

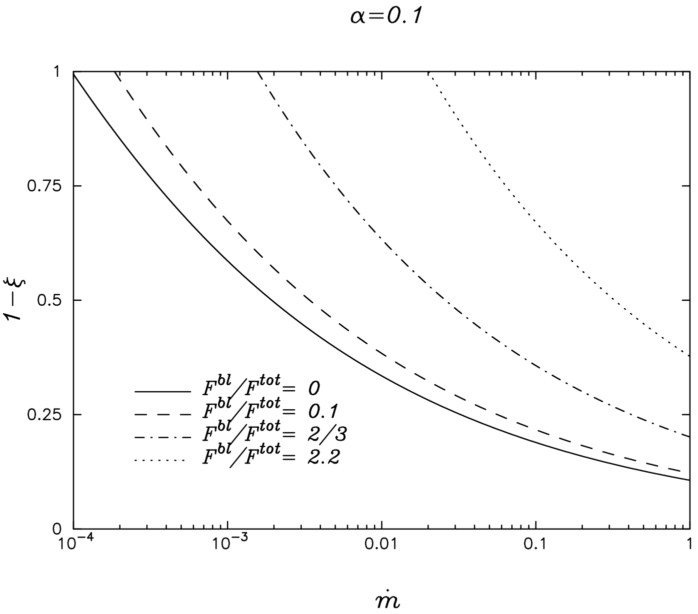
$$
\begin{aligned}
H &= \frac{256\, k^{3/2}\kappa_{es}^{3/2}\Xi_0^{3/2}}{9\sqrt{3}\,\sqrt{c}\,\Omega_k m_e^{3/2} W_0^{3/2}} \cdot 10^{30} \cdot \frac{1}{\alpha}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3/2} \\
y &= \ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right) \\
F^{tot} &= \frac{2^{17}\cdot k^3\Omega_k\kappa_{es}^3\Xi_0^6}{3^5 m_e^{3/2} W_0^4}\cdot 10^{72}\cdot\frac{1}{\alpha}\cdot(1-\xi)^{-1}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3}
\end{aligned}
$$

4.2.2 Przeskalowanie

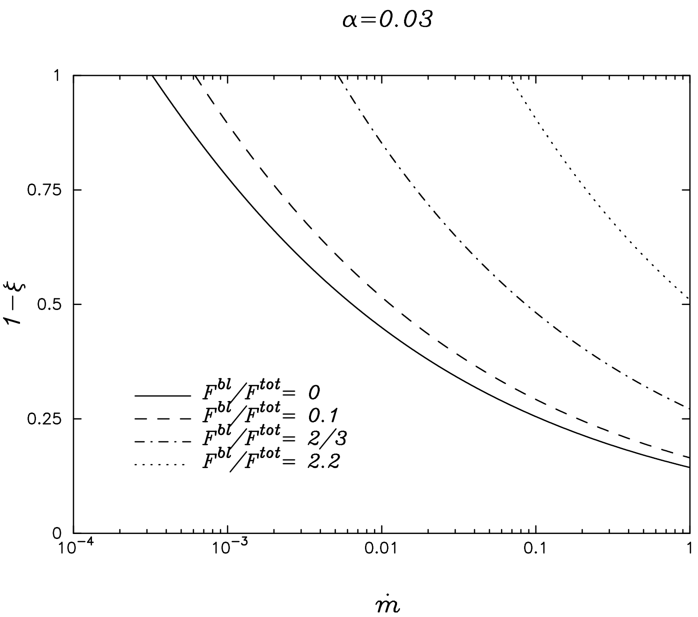
Podobnie jak dla czarnych dziur rozwiązanie prezentuję na wykresach, na których na osi poziomej zamiast F^{tot} umieszczone jest $\dot{m}$.
Rozwiązanie ma postać

$$
\dot{m} = \frac{2^{17}\sqrt{2}\,\pi\, x^{3/2}\kappa_{es}^4 k^3\Xi_0^6}{3^7\, c^2\left(1-\sqrt{\frac{3}{x}}\right) m_e^3\, W_0^4}\,\frac{1}{\alpha}\left[\ln\left(\frac{3-\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}{1+\xi+4\frac{F^{bl}}{F^{tot}}}\right)\right]^{-3}(1-\xi)^{-1}
$$

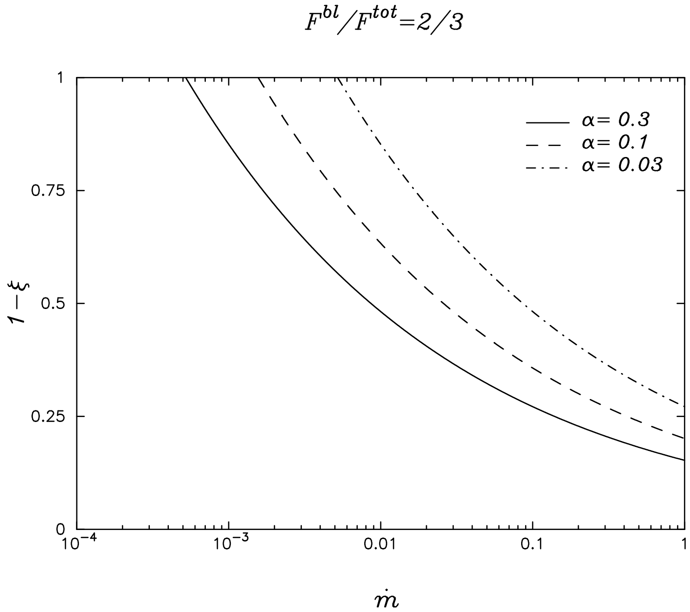
Podobnie jak dla czarnych dziur rozwiązanie rysuję dla odległości $10r_g$ czyli $x = 10$. Natomiast iloraz $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ będzie przyjmował trzy wartości 0.1, $\frac{2}{3}$ oraz 2.2. Na wykresach przedstawiam krzywe z wszystkimi podanymi wyżej wartościami $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$, oraz dodatkowo rysuję krzywą obrazującą model czarnej dziury (czyli $\frac{F^{bl}}{Ftot} = 0$), tak, aby mieć skalę porównawczą, dla ustalonych α : 0.3 (rys.4.2) 0.1 (rys.4.3) i 0.03 (rys.4.4).



Rysunek 4.3: Zależność $(1-\xi)$ od $\dot{m}$ dla gwiazdy neutronowej przy ustalonym $\alpha = 0.1$ i zmieniającej się poprawce $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ w odległości $10\, r_g$ od centrum gwiazdy neutronowej. Dla porównania linią ciągłą zaznaczona jest krzywa odpowiadająca czarnej dziurze.



Rysunek 4.4: Zależność $(1 - \xi)$ od $\dot{m}$ dla gwiazdy neutronowej przy ustalonym $\alpha = 0.03$ i zmieniającej się poprawce $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ w odległości $10\, r_g$ od centrum gwiazdy neutronowej. Dla porównania linią ciągłą zaznaczona jest krzywa odpowiadająca czarnej dziurze.



Rysunek 4.5: Zależność $(1-\xi)$ od $\dot{m}$ dla gwiazdy neutronowej przy ustalonym $\frac{F^{bl}}{F^{tot}}$ i zmieniającym się parametrze α w odległości $10\,r_g$ od centrum gwiazdy neutronowej. Wykres najbardziej na lewo jest dla $\alpha = 0.3$, a najbardziej na prawo dla $\alpha = 0.03$

Dodatkowo jeszcze zaprezentuję zbiorczy wykres dla $\frac{F^{bl}}{F^{tot}} = \frac{2}{3}$ (gdyż ta warość wydaje się najprawdopodobniejsza) z różnymi wartościami parametru α (rys 4.5).

Widać stąd, że im większy strumień ($\dot{m}$) tym promieniowanie jest bardziej miękkie. Jednocześnie można zauważyć, że promieniowanie jest bardziej miękkie dla gwiazdy neutronowej, niż dla czarnej dziury. Wydaje mi się, że na razie można stwierdzić tylko tyle, że wyniki opisują model zgodnie z założeniami.

Rozdział 5

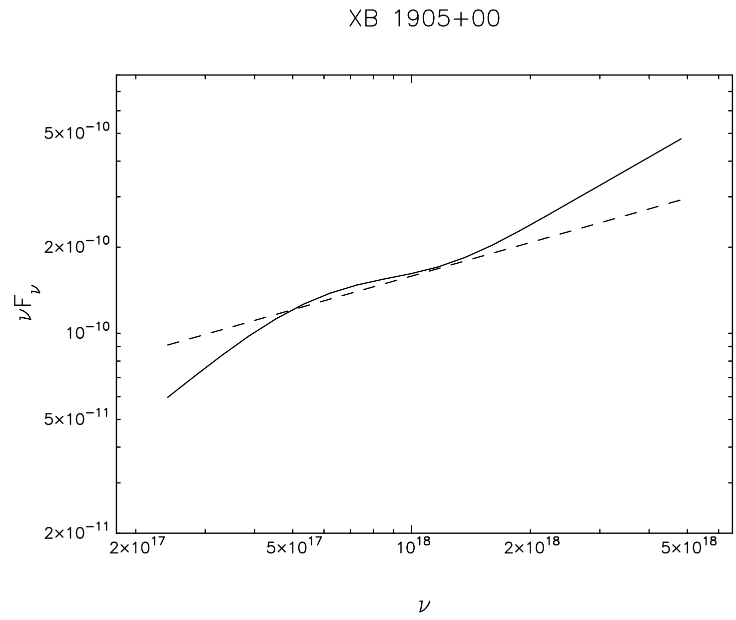
Wybrane źródła galaktyczne

5.1 Kryteria wyboru

W części teoretycznej rozpatruję model akrecji na niemagnetyczną gwiazdę neutronową, dlatego też pierwszym i podstawowym kryterium przy wyszukiwaniu obiektów jakim będę się kierować jest obecność zwartego obiektu wchodzącego w skład małomasywnych układów podwójnych (tj. gwiazdowych źródeł spełniających kryteria przynależności do układów typu LMXB). Małomasywne rentgenowskie układy podwójne w zależności od charakteru wykresu na diagramie kolor-kolor dzieli się na źródła typu atol i źródła typu Z. Podziału tego dokonuje się m.in. ze względu na natężenie pola magnetycznego wokół nich, i tak źródła typu atol mają znacznie słabsze pola magnetyczne od źródeł typu Z. Aby uniknąć nadmiernych komplikacji związanych z rozpatrywaniem zjawisk związanych z obecnością pola magnetycznego wokół gwiazdy neutronowej wybieram małomasywne układy podwójne rentgenowskie ze słabym polem magnetycznym. Obiektami spełniającymi oba te kryteria są źródła typu atol, zatem takimi źródłami będę się zajmować.

5.2 Własności spektralne wybranych obiektów

Wybrałam pięć obiektów, które wydały mi się szczególnie interesujące, a z drugiej strony na takiej próbce można już poczynić pewne spostrzeżenia. Głównie będą interesować mnie widma, odległości od Ziemii oraz jasność rentgenowska L_X. Są to wielkości, znajomość których pozwoli mi poczynić pewne obliczenia, w wyniku których otrzymam wielkości dające się porównać z rozwiązaniami modelowymi z poprzednich rozdziałów. Poniżej przedstawię każde źródło osobno, jego własności spektralne i ogólną charakterystykę. Wybrane przeze mnie obiekty to: 4U 1705-44, XB 1095+000, XB 1916-053, EXO 0748-676, X 0614+091. Aby móc przeprowadzić w dalszej części dyskusję oraz porównać wyniki teoretyczne z obserwacjami, to widma wyżej wymienionych obiektów będą wykreślone w tym samym zakresie energetecznym 0.5-20 keV co odpowiada zakresowi częstości $0.12089 - 4.8359 * 10^{18}$ Hz. Z tych



Rysunek 5.1: Widmo XB 1905+000 w postaci $\nu F_\nu(erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-2})$ od ν(Hz). Linią ciągłą zazanaczone jest lepsze dopasowanie

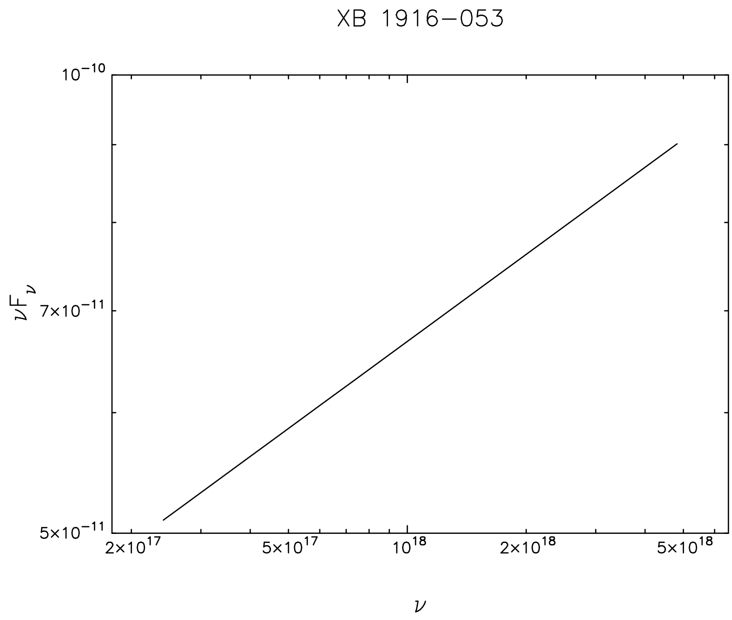
samych powodów wszystkie widma będą miały tę samą postać, tzn. νF_ν od ν.

5.2.1 XB 1905+000

Jest to źródło rentgenowskie, obserwowane przez satelitę EXOSAT(w zakresie 1-20 keV). Na podstawie analizy jakiej dokonał C.Chevaliier i S.A.Ilovaisky w swojej pracy z 1990 r., mogę narysować widmo tego obiektu. XB 1905+000 jest gwiazdą neutronową, u której zaobserwowano wybuch. Mnie jednak interesuje okres spokojny dla tej gwiazdy, gdyż wówczas przeprowadzane obserwacje pozwalają na obserwowanie dysku z koroną. W wyżej wymienionej pracy autorzy dopasowywali widma o różnym charakterze. Na tej podstawie zaprezentuje te widma, które miały najlepsze dopasowanie. Dla tego obiektu za najlepsze mogłam uznać dwa typy widma: widmo potęgowe oraz widmo potęgowe plus ciało doskonale czarne. Przez widmo potęgowe rozumiem $F_\nu \propto E^{-\alpha+1}$, gdzie α jest indeksem fotonowym, dla widma potęgowego $\alpha = 1.61 \pm 0.03$, natomiast dla drugiego widma $\alpha = 1.21 \pm 0.18$. Dla części dotyczącej ciała doskonale czarnego dopasowano jeszcze $kT(keV) = 0.63 \pm 0.06$. Na wykresie są oba dopasowania, przy czym widmo potęgowe z ciałem doskonale czarnym jest lepiej dopasowane.

5.2.2 XB 1916-053

Ten obiekt był obserwowany przez satelitę rentgenowskiego Ginga w 1988r. Obserwacje te były przeprowadzone w zakresie 0.5-37 keV. Przeanalizowali je w 1992 r. A.P.Smale, K.Mukai, O.R.WIlliams, M.H.Jones i R.H.D.Corbet; zajęli się zarówno



Rysunek 5.2: Widmo XB 1916-053 w postaci $\nu F_\nu(erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-2})$ od ν(Hz)

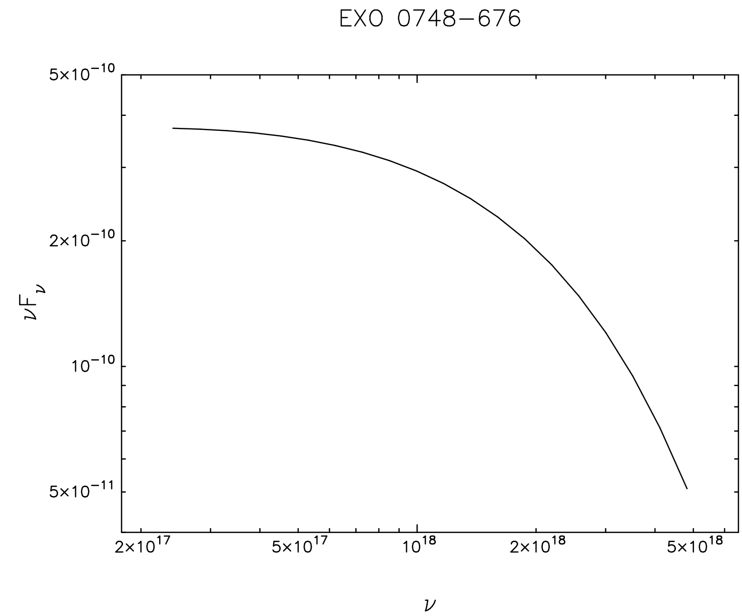
okresem spokojnym, jak i wybuchami dla tej gwiazdy. Podobnie jak poprzednio mnie interesuje okres spokojny w życiu gwiazdy. Autorzy dopasowali kilka widm, jednakże zadawalająco dobrze dopasowali tylko jedno widmo, mianowicie widmo potęgowe z indeksem fotonowym $\alpha = 1.81 \pm 0.06$.

5.2.3 EXO 0748-676

To źródło podobnie jak poprzednie obserwowane było przez satelitę rentgenowskiego Ginga w 1989r. a przeanalizowali je ci sami autorzy co obiekt XB 1916-053 i analizę tę zamieścili w tej samej pracy. Podobnie jak w poprzednim obiekcie zajmowali się tak okresami spokojnymi jak i aktywnymi. Energetyczny zakres obserwacji był także 0.5-37 keV. Tym razem dla okresu spokojnego dopasowano kilka widm, ale tylko jedno ma zadawalający stopień dopasowania. Tym najlepiej dopasowanym widmem jest widmo uogólnione termiczne czyli $F_\nu \propto E^{-\alpha} e^{-\frac{E}{kT}}$, gdzie α podobnie jak poprzednio jest indeksem fotonowym i w tym przypadku wynosi 1.9 ± 0.1 oraz kT dla tego dopasowania wynosi $8.3^{+1.4}_{-1.1}$.

5.2.4 X 0614+091

Jest to obiekt, który był obserwowany przez 3 dni w 1973 r. przez Einstein Observatory (w zakresie 0.5-20 kev). Dane jakie zebrał ten satelita opracowali w swojej pracy z 1994 r.: D.J.Christian, N.E.White, J.H.Swank. Autorzy dokonali kilkunastu dopasowań różnych widm. Dopasowali zarówno różne funkcje jak i te same funkcje z różnymi parametrami. Zadowalających dopasowań praca ta zawiera zaledwie kilka. Jako widmo wykreśliłam na wykresie (rys.5.4) cztery najlepiej dopasowane.



Rysunek 5.3: Widmo EXO 0748-676 w postaci $\nu F_\nu(erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-2})$od ν(Hz)

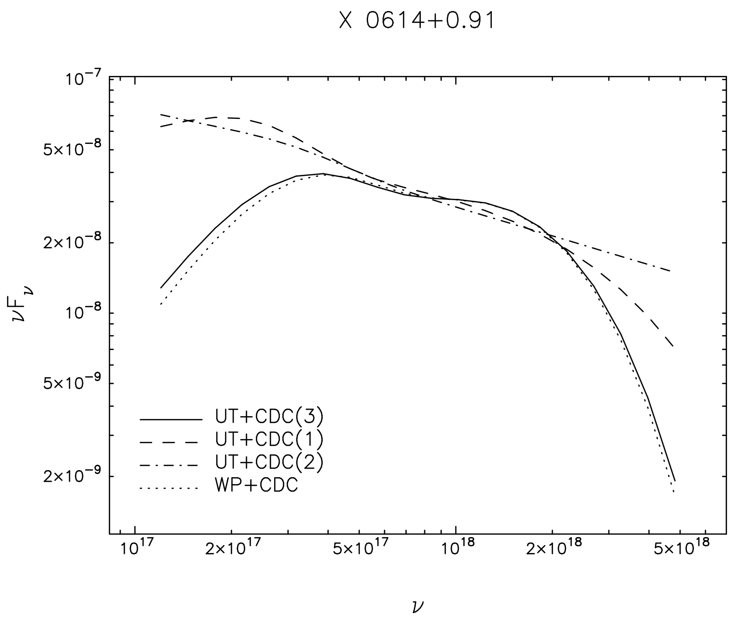
model	α	kT	$Norm$	kT_{cdc}	$Norm_{cdc}$
UT+CDC(2)	2.04	11.4	0.55	0.21	0.008
UT+CDC(1)	0.57	3.08	0.18	0.35	0.007
UT+CDC(3)	0.70	3.30	0.20	0.33	0.007
WP+CDC...	2.41	...	0.61	0.27	0.002

Tablica 5.1: Parametry dopasowywanych widm dla obiektu X 0614+091

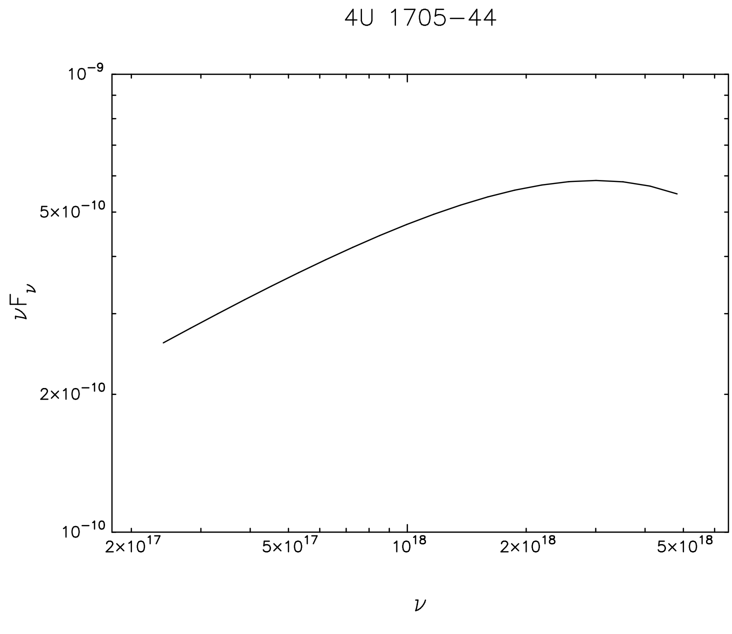
Trzy z nich to widma uogólnione termicznie (UT) z dodatkowym wkładem od ciała doskonale czarnego (CDC) oraz jedno widmo potęgowe z wkładem od promieniowania ciała doskonale czarnego. Zestawienie parametrów w poszczególnych dopasowaniach dokonałam w tabeli (tab.5.1). Najlepiej dopasowane wydaje się być widmo UT+CDC(3).

5.2.5 4U 1705-44

Jest to galaktyczne źródło rentgenowskie, obserwowane przez satelitę obserwacyjnego EXOSAT. Obserwacji doknał w zakresie 1-20 keV. 4U 1705-44 jest bersterem rentgenowskim. Analizy danych jakich dostarczył EXOSAT dokonali w swej pracy A.Langmeier, M.Sztajno, G.Hasinger i J.Trümper z 1987 roku. Oni to dla okresu spokojnego dopasowali widmo uogólnione termicznie o parametrze fotonowym $\alpha = 1.49$ oraz $kT = 24.4$. Na podstawie tych danych sporządziłam wykres(rys.5.5).



Rysunek 5.4: Widmo X 0614+091 w postaci $\nu F_\nu(erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-2})$ od ν(Hz). Linią ciągła zaznaczone jest najlepsze dopasowanie



Rysunek 5.5: Widmo 4U 1705-44 w postaci $\nu F_\nu(erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-2})$ od ν(Hz).

5.3 Podział wybranych obiektów ze względu na charakter widma

Przyglądając się widmom wybranych przeze mnie obiektów, mogę zauważyć, że źródła te dzielą się na dwie grupy, te o widmie zdecydowanie rosnącym, i te o widmie malejącym. Widma, które mają charakter wznoszący na wykresie νF_ν od ν są to widma twarde, czyli znaczny wzrost emisji promieniowania następuje dla wyższych energii. Natomiast widma, dla kórych główna emisja promieniowania przypada na niższy zakres energetyczny, tym samym na wykresie mają opadający charakter, są widmami miękkimi. Dzieląc widma wybranych obiektów na dwie klasy, do grupy źródeł o widmie miękkim zaliczyłabym: EXO 0748-676 oraz X 0614+091, natomiast do grupy źródeł o twardy widmie zaliczyłabym: XB 1905+000, XB 1916-053 oraz 4U 1705-44.

Rozdział 6

Dyskusja zgodności modelu z obserwacjami

6.1 Jasności obserwowanych obiektów

W części teoretycznej posługiwałam się wielkością $\dot{m}$, która jest ilorazem tempa akrecji $\dot{M}$ i tempa akrecji Eddingtona $\dot{M}_{Edd}$. Jest to wielkość tożsama innemu ilorazowi, mianowicie ilorazowi jasności L do jasności Eddingtona L_{Edd}, gdzie L_{Edd} zadana jest wzorem:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMc}{\kappa_{es}}$$

Podczas obserwacji nie mierzy się bezpośrednio jasności, można jednak zmierzyć strumień docierającego promieniowania i znając odległość do takiego obiektu oszacować jego jasność na podstawie wzoru:

$$F = \frac{L}{4\pi D^2}$$

gdzie F to strumień energii, a D odległość do obiektu. Dla rozpatrywanych przeze mnie źródeł odległość nie została dokładnie określona. W zasadzie każdorazowo autorzy w swoich pracach zakładali odległość, żeby móc coś powiedzieć na temat jasności. We wszystkich tych pracach autorzy zmierzyli całkowity strumień rentgenowski w zakresie 1-20 kev. Ja korzystam z ich pomiarów oraz zakładam, że wszystkie te obiekty znajdują sie blisko centrum Galaktyki, czyli w odległości 8 kpc. Nic też nie wiem na temat masy tych gwiazd, zatem zakładam typową masę gwiazdy neutronowej $1.4M_{\odot}$. Gdy poczyniłam już te założenia to mogę policzyć zarówno jasności jak i jasność Eddingtona. Obliczenia te zestawiłam w tabeli (tab.6.1). Pojawia się tam wielkość L_X - jest to jasność jaką obliczyłam dla strumienia promieniowania rentgenowskiego. Ponieważ układy podwójne rentgenowskie większość promieniowania wyświecają w zakresie rentgenowskim, to jasność rentgenowska (L_X) może być traktowana jako jasność całkowita.

Gdy mam już policzone ilorazy jasności do jasności Eddingtona, czyli tym samym mam policzone $\dot{m}$ dla obserwowanych gwiazd, to mogę się pokusić o jakieś porównania.

obiekt	$L_X[\frac{erg}{s}]$	$L_{Edd}[\frac{erg}{s}]$	$\frac{L}{L_{Edd}} = \dot{m}$
4U 1705-44	$1.06 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{38}$	0.0530
XB 1905+00	$4.96 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{38}$	0.0248
XB 1916-053	$1.58 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{38}$	0.0790
EXO 0748-676	$5.86 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{38}$	0.0293
X 0614+091	$2 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{38}$	0.1000

Tablica 6.1: Tabela jasności oraz jasności Eddingtona obserwowanych układów podwójnych rentgenowskich

6.2 Porównanie wyników teoretycznych z obserwacjami

Jako wynik rachunków teoretycznych dostałam zależność $(1 - \xi)$ od $\dot{m}$, a obserwacyjnych tylko $\dot{m}$ oraz ocenę twardości i miękkości widma .

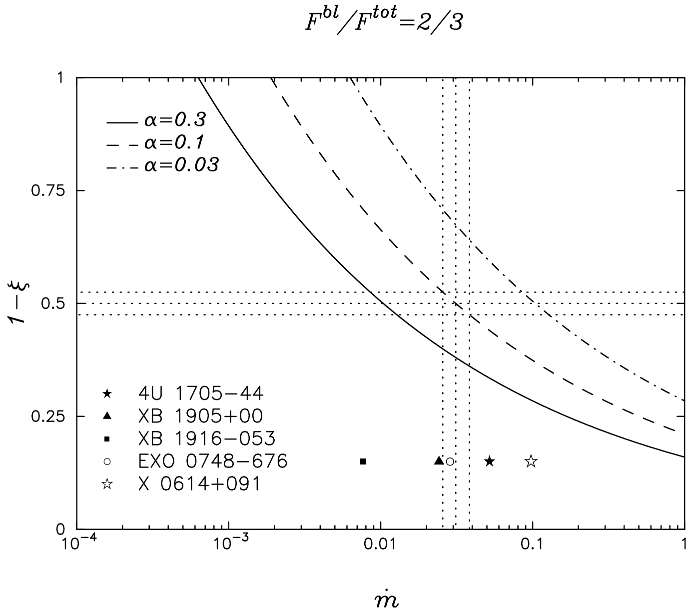
Podział, jakiego dokonałam w rozdziale 5.3, na obiekty z widmami miękkimi i twardymi, ma swoje odzwierciedlenie w teorii. Obiekty z miękkimi widmami są to źródła, u których dominuje dysk, natomiast korona jest niewidoczna lub bardzo słaba, a źródła o twardym widmie, są obiektami, u których głównie widoczna jest korona, natomiast emisja z dysku jest słaba. Na rys. 6.1 te, które mają widma o twardym charakterze zaznaczone są zaciemnionymi punktami, a te o miękkim widmie zaznaczone są nie wypełnionymi punktami.

Ponieważ dla źródła o widmie miękkim, znaczna część energii generowana jest w dysku, to $1 - \xi$ powinno być mniejsze od $\frac{1}{2}$, a dla źródeł o twardym widmie, $1 - \xi$ powinno być większe od $\frac{1}{2}$. Czyli obiekty powinny wyraźnie dzielić się na dwie grupy. Granicę podziału między nimi można przesuwać dobierając odpowiednio parametr lepkości α.

Chciałabym na podstawie wykresu (rys. 6.1) określić, dla jakiego α obiekty te grupują się w określony wyżej sposób. W zasadzie warunek ten uzyskuję dla lepkości(α) wynoszącej 0.1, jednak zdecydowanie nie pasuje do tego układu obiekt 4U 1705-44. Zastanawiając się nad tym, co może być przyczyną takiego stanu rzeczy doszłam do wniosku, że jednym z założeń jakie przyjęłam sporządzając ten wykres było założenie odległości 8 kpc. Gdyby zrezygnować z tego założenia i 4U 1705-44 przybliżyć, a EXO 0748-676 oddalić, to granicę taką możnaby przeprowadzić i byłaby ona znacznie ostrzejsza. Pytanie tylko, czy wolno mi tak dywagować na temat odległości? Myślę, że tak, ponieważ nie ma obecnie dobrego sposobu określania odległości, w związku z czym wszystkie te obiekty mogą być znacznie dalej lub bliżej.

Drugim powodem, dla którego 4U 1705-44 jakby nie pasuje do całości może być fakt, że ma inną lepkość. Wydaje mi się jednak, że nie ma żadnego szczególnego powodu, dla którego akurat to źródło miałoby mieć inną lepkość.

Gdyby przyjąć, że problem leży w braku określenia odległości, to udałoby się zdecydowanie oddzielić źródła charakteryzujace się twardym widmem od tych charakte-



Rysunek 6.1: Porównanie wyników teoretycznych i obserwacyjnych. Krzywe teoretyczne wykreślone są w zależności od parametru lepkości α, i tak krzywa najbardziej na lewo jest dla $\alpha = 0.3$, a najbardziej na prawo dla $\alpha = 0.03$. Obserwacje określa, ocenione na ich podstawie, $\dot{m}$. W zależności od charakteru widma znaki określające $\dot{m}$ obserwowanych obiektów są zacienione, lub nie. Źródłom z twardym widmem przypisane są znaki wypełnione, natomiast źródłom z miękkim widmem niewypełnione. Linie proste oznaczają potencjalną granicę między obiektami o twardym widmie, a obiektami o miękkim widmie. Proste są wyrysowane odpowiednio dla $1 - \xi$ równego 0.475, 0.5 i 0.525.

ryzujących się miękkim widmem. Co za tym idzie, mogłabym poczynić wniosek, że istnieje takie graniczne tempo akrecji, dla którego obiekty z niższym tempem akrecji mają twarde widma, a z wyższym mają miękkie widma.

6.3 Wnioski

Zestawienie wyników teoretycznych z obserwacjami niestety wypada nienajlepiej. Z mojej pracy wynikają, jak sądzę, pewne wnioski na przyszłość. Wydaje mi się, że teoria, którą się zajmowałam nie jest zła a jedynie jest sprawdzona na zbyt małej grupie obiektów. Gdyby wziąć większą ilość źródeł do analizy, próbka statystyczna byłaby większa, a wyniki bardziej odzwierciedlające rzeczywistość. Można także poczekać aż pojawią się lepsze metody określania odległości i wówczas wrócić do problemu poruszanego w tej pracy. Oczywiście należałoby jeszcze raz przeanalizować teorię, czy nie ma w niej jakiegoś błędu, lub zakładając, że nie ma w niej błędu, spróbować dojść do tych samych wyników inną drogą. Praca ta miała na celu wyjaśnienie pewnych problemów. Miała pomóc w rozwiązaniu problemu rozróżnienia czarnych dziur od gwiazd neutronowych, tymczasem uzyskałam więcej pytań niż odpowiedzi. Zawsze przecież może się okazać, że takiej granicy nie można wyznaczyć.

Literatura

Barret D., McClintock J. E. & Grindlay J. E. 1996 *ApJ* **473**, 963.

Begelman M. C., McKee C. F. & Shields G. A. 1983 *ApJ* **271**, 70.

Chevalier C. & Ilovaisky S. A. 1990 *A&A* **228**, 115.

Clark G. W. 1965 *Phys.Rev.Lett.* **14**, 91.

Cowley A. P. et al. 1988 *ApJ* **333**, 906.

Czerny B., Czerny M. & Grindlay J. E. 1986 *ApJ* **311**, 241.

Giacconi R. et al. 1963 *Phys.Rev.Lett.* **9**, 43.

Giacconi R. et al. 1965 *Nat* **207**, 572.

Giacconi. R. et al. 1971 *ApJ* **167**, L67.

Krolik J. H., McKee C. F. & Tarter C. B. 1981 *ApJ* **249**, 422.

Langmeier A. et al. 1987 *ApJ* **323**, 288.

McClintock J. E. & Remillard R. A. 1986 *ApJ* **308**, 110.

Motch C. & Pakull M. W. 1989 *A&A* **214**, L1.

Muchotrzeb B. & Paczyński B. 1982 *Acta Astr.* **31**, 1.

Narayan R. 1996 *ApJ* **462**, 136.

Narayan R. 1997 *ApJ* **478**, L79.

Shahbaz T. et al. 1996a *MNRAS* **282**, 1437.

Shahbaz T. et al. 1996b *MNRAS* **282**, L47.

Shapiro S. I., Lightman A. P. & Eardley D. M. 1976 *ApJ* **204**, 187.

Smale A. P., Mukai K., Willams O. R., Jones M. H. & Cobert R. H. D. 1992 *ApJ* **400**, 330.

Tanaka Y. & Lewin W. H. G. 1995 *in* “XRB” p. 126.

Van Paradijs J. 1991 *in* J Ventura & D Pines, eds, “Neutron Stars, Theory and Observations” p. 1987.

Van Paradijs J. 1995 *in* “XRB” p. 536.

Van Paradijs J. & Van der Klis M. 1994 *A&A* **281**, L17.

Witt H. J., Czerny B. & Życki P. T. 1997 *MNRAS* **286**, 848.