

PRACA DOKTORSKA

Procesy hadronowe w dwutemperaturowych
przepływach akrecyjnych

Agnieszka Stępnik

Uniwersytet Łódzki, Katedra Astrofizyki

Grudzień 2018

Spis treści

1	Wstęp	1
1.1	Czarne dziury	4
1.2	Układy podwójne z czarnymi dziurami	5
1.3	Aktywne jądra galaktyk	11
1.3.1	Ogólna charakterystyka i główne typy	11
1.3.2	Masy i spiny	15
1.3.3	Emisja rentgenowska	17
1.4	Gorące przepływy akrecyjne	21
1.5	Model hydrodynamiczny	23
1.6	Procesy hadronowe	25
2	Model	27
2.1	Bilans energii elektronów	28
2.2	Zakres jasności	31
2.3	Rozkład energii protonów	33
2.4	Produkcja i rozpad pionów	36
2.5	Transfer fotonów γ i absorpcja $\gamma\gamma$	36
2.6	Porównanie z <i>compps</i>	37
3	Hadronowa emisja γ	39
3.1	Wyniki	41
3.2	Jasność rentgenowska i γ	45
4	Widma rentgenowskie: wpływ parametrów przepływu	47
4.1	Wyniki	47
4.2	Porównanie z obserwacjami	54

4.2.1	Układy podwójne	54
4.2.2	Aktywne jądra galaktyk	57
5	Widma rentgenowskie: źródło fotonów miękkich	59
5.1	Elektrony z rozpadu pionów	61
5.2	Elektrony bezpośrednio przyspieszane	65
5.3	Porównanie z galaktykami aktywnymi	65
5.4	Dyskusja	67
6	Podsumowanie i wnioski	69
A	Procesy promieniste	73
A.1	Promieniowanie synchrotronowe	73
A.1.1	Promieniowanie cyklotronowe	73
A.1.2	Promieniowanie synchrotronowe pojedynczej cząstki	74
A.1.3	Emisja optycznie cienka oraz samoabsorpcja promieniowania synchrotronowego	75
A.1.4	Promieniowanie synchrotronowe elektronów o rozkładzie termicznym	76
A.1.5	Promieniowanie synchrotronowe elektronów o rozkładach potęgowym oraz hybrydowym	77
A.1.6	Hybrydowy rozkład energii	80
A.2	Odwrotny efekt Comptona	81
A.2.1	Komptonizacja termiczna	82
A.3	Absorpcja $\gamma\gamma$	85
B	Procesy hadronowe	89
B.1	Model produkcji pionów	90
B.1.1	Fotony γ	93
B.1.2	Produkcja elektronów i pozytonów	94

Rozdział 1

Wstęp

Akrecja na czarną dziurę jest podstawowym procesem astrofizycznym, stanowiącym źródło energii aktywnych jąder galaktyk, podwójnych układów rentgenowskich oraz prawdopodobnie rozbłysków γ , choć w tym ostatnim przypadku proces jest dużo słabiej zrozumiany. Przedmiotem mojej rozprawy jest akrecja zachodząca w pierwszych dwóch klasach obiektów. Obiekty takie są od kilkudziesięciu lat przedmiotem intensywnych badań obserwacyjnych i teoretycznych, które doprowadziły m.in. do rozpoznania zmiany natury przepływów akrecyjnych przy jasnościach bolometrycznych rzędu 0.01-0.1 jasności Edingtona. W obiektach o większych jasnościach akrecja zachodzi poprzez optycznie gruby dysk, który produkuje dominujący, termiczny składnik obserwowanego promieniowania, o charakterystycznej temperaturze $\sim 10^5$ K w galaktykach aktywnych i $\sim 10^7$ K w układach podwójnych. Obiekty o mniejszych jasnościach zasilane są prawdopodobnie przez optycznie cienkie, gorące przepływy, w których temperatura elektronów wynosi $\sim 10^9$ K zaś promieniowanie zdominowane jest przez składnik w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego. Istotną cechą tej klasy modeli jest dwutemperaturowa struktura przepływu. Przewidywana teoretycznie temperatura protonów, bliska temperaturze wirialnej ($kT_p \sim GMm_p/R$), w pobliżu centralnej czarnej dziury przekracza wartość 10^{12} K, przy której znaczna część protonów ma energie termiczne powyżej progu na produkcję pionów. Choć ta właściwość wynika bezpośrednio z natury optycznie cienkich przepływów, efekty z nią związane są na ogół pomijane w modelach ich promieniowania.

Tematem tej rozprawy jest zbadanie własności promienistych optycznie cienkich przepływów z uwzględnieniem wpływu produktów rozpadu pionów. Zawarte w niej wyniki były opublikowane w trzech pracach:

(1) Andrzej Niedźwiecki, Fu-Guo Xie, Agnieszka Stępnik, 2013, „Gamma-ray emission from proton-proton interactions in hot accretion flows”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 1576

(2) Andrzej Niedźwiecki, Fu-Guo Xie, Agnieszka Stępnik, 2014, „X-ray spectra of hot accretion flows”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 1733

(3) Andrzej Niedźwiecki, Agnieszka Stępnik, Fu-Guo Xie, 2015, „On the Role and Origin of Nonthermal Electrons in Hot Accretion Flows”, *The Astrophysical Journal*, 799, 217

W pracy (1) rozwinięty został precyzyjny model emisji promieniowania γ produkowanego w wyniku rozpadu pionów neutralnych, w którym po raz pierwszy uwzględniony został proces absorpcji fotonów γ wewnątrz przepływu. Druga część badań dotyczy wpływu produktów rozpadu pionów naładowanych na właściwości promieniowania rentgenowskiego, przy czym w trakcie pracy nad tym tematem okazało się, że dla zrozumienia naszych wyników konieczna jest pogłębiona analiza efektów niezwiązanych z procesami hadronowymi. Jest ona opisana w pracy (2), zaś sama implementacja efektów związanych z rozpadami pionów naładowanych w pracy (3). Rozdział 1 rozprawy zawiera ogólny przegląd badań obiektów z czarnymi dziurami, opisując w nim również zbiory danych wykorzystane w dalszej części rozprawy. W Rozdziale 2 przedstawiam używany w naszych pracach model obliczeniowy. W Rozdziałach 3, 4 i 5 przedstawione są wyniki, które były opublikowane odpowiednio w pracy (1), (2) i (3). W taki sposób, tzn. praca (1), (2) i (3), odwołuję się do nich też w dalszej części rozprawy. W Dodatkach A i B omawiam procesy promieniste i hadronowe, których implementacja była częścią mojego wkładu do powyższych prac. Porównania z danymi obserwacyjnymi zostały uaktualnione o obserwacje dokonane po opublikowaniu prac. Krytyczne przejście powyższych prac po pewnym czasie od ich opublikowania pokazało również, że opis wyników byłby prawdopodobnie bardziej klarowny przy pominięciu niektórych, wydaje się że nadmiarowych, szczegółów. Dlatego prezentacja wyników została w niektórych przypadkach uproszczona.

Oznaczenia

W całej rozprawie stosuję następujące oznaczenia:

a	bezwymiarowy parametr spinu czarnej dziury, zdefiniowany poniżej we wzorze (1.1)
$r = R/R_g$	gdzie R jest odległością radialną w jednostkach fizycznych zaś R_g jest promieniem grawitacyjnym zdefiniowanym poniżej we wzorze (1.2)
\dot{M}	masowe tempo akrecji
$\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$	gdzie $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$, L_{Edd} jest jasnością Eddingtona zdefiniowaną poniżej we wzorze (1.3)
θ_{obs}	kąt nachylenia kierunku obserwacji względem osi rotacji czarnej dziury
β_B	parametr magnetyzacji, zdefiniowany jako stosunek ciśnienia gazu (elektronów i protonów) do ciśnienia magnetycznego
δ	parametr bezpośredniego grzania elektronów, zdefiniowany jako część dyssypowanej energii bezpośrednio dostarczana elektronom
α	parametr lepkości
Γ	fotonowy indeks widmowy: strumień fotonów $\propto E^{-\Gamma}$, gdzie E jest energią fotonu
s	wykładnik nietermicznego rozkładu cząstek
L	jasność bolometryczna
L_γ	jasność γ w zakresie 0.1–10 GeV
$L_{2-10\text{ keV}}, L_X$	jasność w zakresie 2–10 keV
$\lambda_{2-10} = L_{2-10\text{ keV}}/L_{\text{Edd}}$	
$\theta_p = kT_p/m_p c^2$	gdzie T_p jest temperaturą protonów
γ	czynniki Lorentza
M_\odot	masa Słońca

1.1 Czarne dziury

Astrofizyczna czarna dziura jest w pełni scharakteryzowana przez dwa parametry: masę, M , oraz moment pędu, J . Rotację czarnej dziury wygodnie jest opisywać bezwymiarowym parametrem spinu przyjmującym wartości w zakresie od 0 to 1,

$$a = \frac{J}{cR_g M}, \quad (1.1)$$

gdzie

$$R_g = \frac{GM}{c^2} \quad (1.2)$$

jest promieniem grawitacyjnym. Metryka pola grawitacyjnego wytwarzanego przez rotującą czarną dziurę została sformułowana w roku 1963 przez Roya Kerra (Kerr, 1963), jej opis w powszechnie używanym w astrofizyce układzie współrzędnych został podany w pracy Boyer & Lindquist (1967), zaś techniki obliczeniowe szczególnie wygodne do analizy procesów fizycznych w pobliżu czarnych dziur Kerra, oparte na transformacji do układu lokalnie nierotujących obserwatorów, zostały rozwinięte w pracy Bardeen et al. (1972).

Dość dobrze ugruntowanym wynikiem obserwacji astronomicznych jest stwierdzenie występowania we Wszechświecie dwóch populacji czarnych dziur: powstających w wyniku ewolucji gwiazd czarnych dziur o masach w zakresie od ~ 5 do $\sim 30M_\odot$, oraz supermasywnych czarnych dziur w centrach galaktyk o masach w zakresie od $\sim 10^5$ do $\sim 10^{10}M_\odot$. Może również istnieć populacja czarnych dziur o pośrednich wartościach mas, są one np. rozważane jako źródła aktywności w tzw. ultrajasnym źródłach rentgenowskich (Kaaret et al., 2017), które są obserwowane w pobliskich galaktykach w obszarach poza ich jądrami, a których jasności przekraczają o dwa lub trzy rzędy wielkości (zdefiniowaną poniżej) jasność Eddingtona dla obiektu o masie $10M_\odot$. Żaden z tych przypadków nie został jednak potwierdzony bezpośrednio z powodu trudności z dynamicznymi pomiarami masy. Pomiary dynamiczne w okolicach Centrum Galaktyki (Oka et al., 2016), wskazują również na możliwość występowania tam czarnych dziur o pośrednich wartościach mas, które mogłyby być tworzone w wyniku zderzenia gwiazd w młodych gromadach, jednak żaden z tych przypadków nie jest uznany za potwierdzony. W ostatnich latach detektory fal grawitacyjnych dostarczyły dowody na tworzenie czarnych dziur o masach zbliżonych do $100M_\odot$, ale nieprzekraczających tej wartości (Abbott et al., 2016, 2018).

Proces akrecji na czarne dziury może produkować duże jasności poprzez zamianę znacznej części uwalnianej energii grawitacyjnej na promieniowanie. Jasnością charak-

terystyczną dla tego procesu jest tzw. limit Eddingtona, przy którym działająca na zewnątrz siła związana z ciśnieniem promieniowania jest równoważona przez działającą do wewnątrz siłę przyciągania grawitacyjnego przez centralną masę M ; dla w pełni zjonizowanej plazmy wodorowej wynosi on

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ergs}^{-1}, \quad (1.3)$$

gdzie m_p jest masą protonu zaś σ_T przekrojem czynnym Thomsona.

1.2 Układy podwójne z czarnymi dziurami

Wszystkie znane czarne dziury pochodzenia gwiazdowego obserwowane są w podwójnych układach rentgenowskich. Identyfikacja zwartego składnika takiego układu jako czarnej dziury opiera się na porównaniu masy tego składnika z maksymalną masą gwiazdy neutronowej, czyli ok. $3M_\odot$ (Rhoades & Ruffini, 1974; Kalogera & Baym, 1996)

Zmierzenie okresu orbitalnego (P_{orb}) oraz, za pomocą optycznych obserwacji spektroskopowych, amplitudy prędkości radialnej ($K = v \sin i$) towarzysza, pozwala na wyznaczenie funkcji masy, zdefiniowanej jako

$$f(M) \equiv \frac{P_{\text{orb}}}{2\pi G} K^3, \quad (1.4)$$

której wartość, na podstawie praw ruchu orbitalnego, jest równa

$$f(M) = \frac{M_X \sin^3 i}{(M_X + M)^2}, \quad (1.5)$$

a z tego wynika, że

$$f(M) > M_X, \quad (1.6)$$

gdzie M_X oznacza masę obiektu zwartego, zaś M masę towarzysza. Funkcja masy daje zatem minimalną masę obiektu zwartego, zaś wartość $f(M) > 3M_\odot$ wskazuje, że obiektem tym jest czarna dziura.

W dziesięciu układach podwójnych wyznaczona w ten sposób masa obiektu zwartego jest większa niż $(3 - 8)M_\odot$, co pozwala na bezpośrednią identyfikację obiektu. W pozostałych przypadkach oszacowanie masy wymaga dodatkowo wyznaczenia stosunku mas M_X/M lub kąta inklinacji, co daje wskazania kandydatów na czarne dziury w piętnastu

dodatkowych układach. Przegląd takich wyników zamieszczony jest np. w pracy Casares & Jonker (2014).

Drugi parametr, a , jest trudniejszy do zmierzenia, gdyż efekty z nim związane są silne tylko w pobliżu czarnej dziury, w odległości $\lesssim 10R_g$. Stosowane w tym celu metody używają modelowania promieniowania termicznego optycznie grubego dysku, np. McClintock et al. (2014), oraz modelowania relatywistycznie zniekształconych profili linii żelaza, np. Reynolds (2014). Wyniki tych badań silnie zależą jednak od założenia, że brzeg wewnętrzny dysku pokrywa się z orbitą marginalnie stabilną, której promień ma wartość zależną od a . Zwłaszcza w tej drugiej metodzie popełnianych jest również szereg błędów, diskutowanych np. w pracy Niedźwiecki et al. (2016).

Niedawno opublikowana została analiza wyników dwóch cykli obserwacji detektorów grawitacyjnych (Abbott et al., 2018), w których wykrytych zostało dziesięć przypadków zlania się czarnych dziur tworzących układy podwójne. Wynika z niej, że składnikami układów podwójnych czarnych dziur nie są prawdopodobnie czarne dziury o bardzo dużych wartościach spinu, jeżeli spiny te są zgodne z orbitalnym momentem pędu układu – wówczas większość (90%) z nich ma $a < 0.6_{-0.26}^{+0.24}$. Jeżeli jednak spiny nie są uzgodnione, rozkład spinów może być płaski.

Pierwszym odkrytym kandydatem na czarną dziurę w układzie podwójnym był Cyg X-1, który na wczesnych etapach rozwoju astronomii rentgenowskiej odkryty został jako jasne źródło rentgenowskie i dla którego obserwacje dynamiczne wskazywały masę kilku M_\odot (Paczynski, 1974) zbyt dużą jak na gwiazdę neutronową. Od tego czasu odkrytych zostało ponad 20 gwiazdowych czarnych dziur. Pod względem masy gwiazdy towarzyszącej, układy rentgenowskie klasyfikowane są jako LMXB (*low mass X-ray binaries*), zasilane przez wypełniającą powierzchnię Roche’a gwiazdę o masie $\sim 1M_\odot$, oraz HMXB (*high mass X-ray binaries*), zasilane przez wiatr gwiazdy o masie $\gtrsim 10M_\odot$. Pięć układów z czarnymi dziurami zidentyfikowanych zostało jako HMXB, włączając w to Cyg X-1 oraz trzy układy w pobliskich galaktykach (LMC X-1, LMC X-3, M33 X-7). Te cztery obiekty promieniają stale z dość dużymi jasnościami (tzn. stanowiącymi znaczący ułamek jasności Eddingtona). Nieco słabiej zrozumiany jest niedawno odkryty piąty układ, MWC 656, jest to pierwszy układ HMXB obserwowany w stanie ciszy (tzw. *quiescence*) z jasnością $< 10^{-7}L_{\text{Edd}}$ (Munar-Adrover et al., 2014).

Pozostałe czarne dziury obserwowane są w układach LMXB, których świecenie ma charakter przejściowy (tzw. *transient*), a większość czasu spędzają one w stanie ciszy, w którym nie są obserwowane w zakresie rentgenowskim. Ich rozbłyski, napędzane niestabil-

nością lepłą i termiczną, powtarzają się w skali czasowej od kilku miesięcy do kilkudziesięciu lat i trwają zwykle od kilku dni do kilku miesięcy. Istotnym wyjątkiem jest układ GRS 1915+105, którego rozbłysk rozpoczął się w roku 1992 i wciąż trwa. W tym układzie odległość między składnikami jest dużo większa niż w innych LMXB. Dzięki temu, w rozległym dysku akrecyjnym zgromadzony został duży zapas materii, pozwalający na utrzymanie dużego tempa akrecji przez kilkadziesiąt lat (np. Done et al., 2004). Tetarenko et al. (2016) odnotowuje 132 rozbłyski różnych układów, które zarejestrowane zostały w ciągu ok. 20 lat.

Dwa główne stany widmowe, tzw. twardy oraz miękki, zidentyfikowane zostały początkowo w stale świecącym układzie Cyg X-1 (Tananbaum et al., 1972), zaś więcej stanów rozpoznanych zostało dzięki badaniom układów rozbłyskujących, w których ewolucja, towarzysząca zmianom jasności o kilka rzędów wielkości, charakteryzowana jest przez silne zmiany własności widmowych. Oprócz zmian widmowych, w klasyfikacji stanów widmowych ważną rolę odgrywają własności szybkiej zmienności rentgenowskiej, badane intensywnie szczególnie dzięki obserwacjom satelity *RossixTE* (np. Remillard & McClintock, 2006). Również dzęty obserwowane w układach podwójnych wykazują wyraźną korelację ze stanami widmowymi (np. Fender et al., 2004). Własności tego typu nie będą rozważane w tej rozprawie, jednak należy odnotować, że w stanach twardych zwykle są obserwowane stałe, umiarkowanie relatywistycznie dzęty, które bywają rozważane jako źródło promieniowania rentgenowskiego (np. Markoff et al., 2005).

Stan miękki obserwowany jest przy dużych jasnościach bolometrycznych, bliskich jasności Eddingtona, zaś jego widmo energetyczne zdominowane jest przez składnik termiczny z dysku, o temperaturze wewnętrznej rzędu ~ 1 keV. Obserwowany jest również rentgenowski składnik na wyższych energiach, którego pochodzenie jest słabo zrozumiane. Stan twardy obserwowany jest przy niższych jasnościach bolometrycznych, $\lesssim (0.01 - 0.1)L_{\text{Edd}}$. W układach rozbłyskujących, stan twardy obserwowany jest na początku i na końcu rozbłysku. Widmo energetyczne jest w nim zdominowane przez składnik w przybliżeniu potęgowy, z fotonowym indeksem $\Gamma \simeq 1.5 - 2$, rozciągający się do ~ 100 keV. W zakresie wysokich energii, ~ 100 keV, posiada on obcięcie o charakterystycznym kształcie, doskonale zgadzającym się z widmem promieniowania produkowanego przez proces komptonizacji¹ termicznej, polegającej na zmianie widma energetycznego promieniowania

¹źródła słownikowe ani encyklopedyczne nie odnotowują występowania w języku polskim słowa *komptonizacja*, źródła internetowe wskazują jednak, że polscy astrofizycy używają właśnie taką formę odpowiednika angielskiego terminu *Comptonization* w materiałach dydaktycznych i popularyzatorskich, w

spowodowanej kilkukrotnym rozpraszaniem przez elektrony o rozkładzie termicznym.

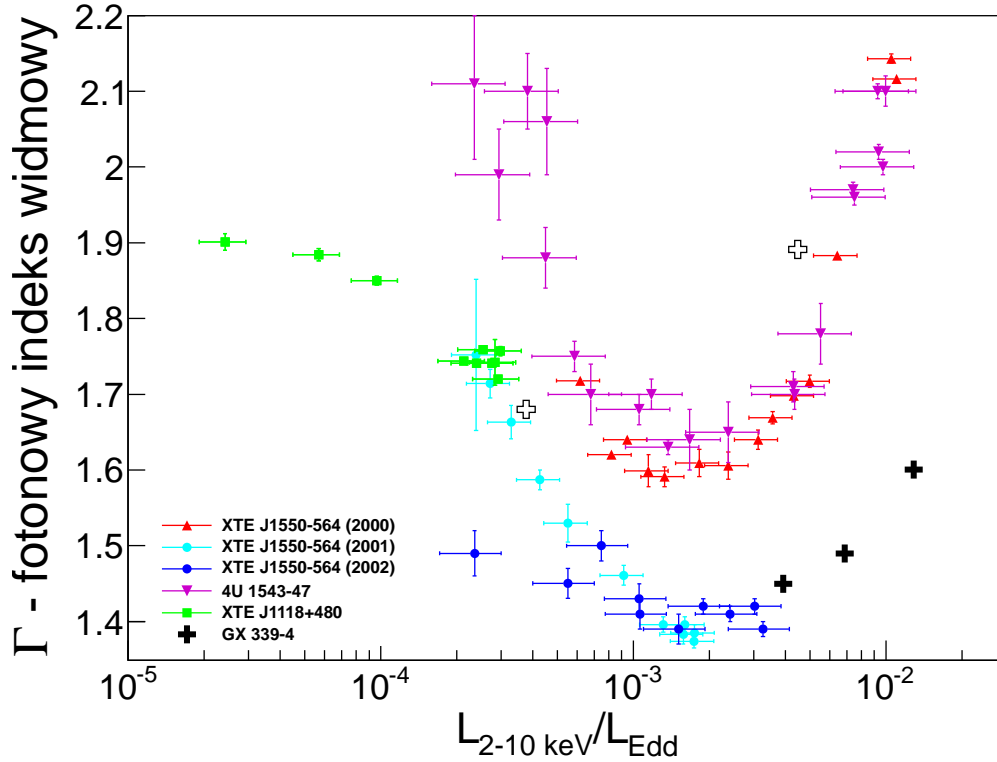
Szeroko akceptowaną interpretacją powyższych obserwacji, np. Esin et al. (1998); Done et al. (2007), jest model, w którym chłodny, optycznie gruby dysk jest w stanie twardym zastąpiony w części wewnętrznej przez gorący, optycznie cienki przepływ, w którym uwalniana jest większość energii grawitacyjnej. Wzrostowi tempa akrecji towarzyszy zmniejszanie promienia przejścia między tymi dwoma formami akrecji (czyli stopniowe odbudowywanie optycznie grubego dysku w częściach wewnętrznych) aż do momentu osiągnięcia orbity marginalnie stabilnej, z czym można związać formalnie przejście pomiędzy stanem twardym a miękkim.

Ewolucja widmowa

Na Rysunku 1.1 zilustrowana jest obserwowana w rozbłyskujących układach podwójnych korelacja indeksu widmowego z jasnością, z odwróceniem znaku korelacji na $\lambda_{2-10} \simeq 0.002$ (Wu & Gu, 2008), gdzie λ_{2-10} ($= L_{2-10\text{keV}}/L_{\text{Edd}}$) odpowiada wewnętrznej (tzn. uwzględniającej np. korekcję o efekty absorpcji) jasności składnika potęgowego w zakresie 2-10 keV. Zbiory danych wykorzystane na tym rysunku zaczerpnęłam z literatury (w nawiasie źródło danych):

- (1) zielone kwadraty są dla końca rozbłysku układu XTE J1118+480 (Kalemci, 2002),
- (2) czerwone trójkąty są dla fazy zanikania dużego rozbłysku układu XTE J1550-564 w 2000 roku (Kalemci, 2002),
- (3) błękitne kółka są dla fazy zanikania mini-rozbłysku układu XTE J1550-564 w 2001 roku (Kalemci, 2002),
- (4) niebieskie kółka są dla fazy zanikania mini-rozbłysku układu XTE J1550-564 w 2002 roku (Belloni et al., 2002),
- (5) fioletowe trójkąty są dla fazy zaniku rozbłysku układu 4U 1543-47 z 2002 roku (Kalemci et al., 2005),
- (6) czarne krzyże pokazują wyniki analiz w różnych fazach kilku rozbłysków układu GX 339-4, przy czym trzy krzyże wypełnione odpowiadają fazie wzrostu rozbłysku, zaś dwa puste krzyże fazie zaniku (Plant et al., 2015). Dla tego zbioru danych punkty nie pokazują zakresu błędów; błędy na indeks widmowy są małe, porównywalne z rozmiarem

tym oficjalnie publikowanych, np. Krzysztof Katarzyński *Aktywne jądra galaktyk* Urania, 3/1996, str. 69; na marginesie można zauważyć, że polska ortografia nie wprowadza ogólnych zasad tworzenia terminów pochodzących od nazwisk sławnych uczonych, zastosowane w tym przypadku spolszczenie nazwiska jest analogiczne do tego w powszechnie stosowanym w literaturze terminie „kulombowski”



Rysunek 1.1: Fotonowy indeks widmowy jako funkcja jasności w zakresie 2–10 keV w jednostkach L_{Edd} dla czterech układów rozbłyskujących, dane obserwacyjne omówione są w tekście.

symbolu, natomiast wartość $\lambda_{2-10} \equiv L_{2-10\text{keV}}/L_{\text{Edd}}$ jest niepewna (nie ma precyzyjnie wyznaczonych wartości M ani odległości, d).

Trzy z tych układów mają precyzyjnie wyznaczoną odległość i masę czarnej dziury; XTE J1118+480: $d = 1.7 \pm 0.1$ kpc i $6.9M_{\odot} \leq M \leq 8.2 M_{\odot}$ (Khargharia et al., 2013), XTE J1550-564: $M = 9.1 \pm 0.6 M_{\odot}$ i $d = 4.38_{-0.41}^{+0.58}$ kpc (Orosz et al., 2011), 4U 1543-47: $M = 9.4 \pm 2.0 M_{\odot}$ i $d = 7.5 \pm 1.0$ kpc (Park et al., 2004). Dla GX 339-4 przyjmuję wartości $M = 8 M_{\odot}$ i $d = 8$ kpc (Zdziarski et al., 2004).

Rozbłyskujące układy podwójne z czarnymi dziurami wykazują histerezę w zależności kształtu widmowego od jasności, np. Zdziarski & Gierliński (2004), co wskazuje na to, że temu samemu tempu akrecji mogą odpowiadać różne konfiguracje przepływu akrecyjnego. Choć scenariusz ten jest nadal przedmiotem badań, będę przyjmowała założenie, że optycznie gruby dysk jest formowany przy większych \dot{m} w fazie wzrastającej rozbłysku, a znika przy mniejszych \dot{m} w fazie opadającej. Na diagramach ilustrujących ewolucję widmową, gałąź zaniku zwykle łączy się z gałęzią wzrostu dla $\lambda_{2-10} \simeq (2 - 3) \times 10^{-4}$, np. rysunek 2 w Miyakawa et al. (2008) – choć, jak widać na Rysunku 1.1 w danych dla 4U

1543-47, możliwa jest też inna ewolucja.

Zmiany promienia obcięcia optycznie grubego dysku, r_{tr} , ze zmianą jasności są przedmiotem intensywnych badań i dyskusji. Na podstawie relatywistycznego rozmycia promieniowania odbitego od dysku, Plant et al. (2015) ustalił dla trzech punktów odpowiadających wzrostowi GX 339-4 na Rysunku 1.1 od $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-3}$ do $\lambda_{2-10} \simeq 0.013$ promień obcięcia malejący stopniowo od $r_{\text{tr}} \gtrsim 200$ do $r_{\text{tr}} \sim 50$, co potwierdza, że w fazie wzrostu optycznie gruby dysk pojawia się późno. Z kolei dla tej samej jasności w fazie zaniku (obserwacja z $\lambda_{2-10} \simeq 0.004$ przedstawiona pustym krzyżem na Rysunku 1.1) wyznaczone zostało $r_{\text{tr}} \sim 10$. Podobna wartość r_{tr} przy takich jasnościach w fazie zaniku wyznaczana jest przez modelowanie emisji termicznej dysku, np. Cabanac et al. (2009). Wydaje się więc, że wartość $\Gamma \simeq 1.9$ w fazie zaniku, dużo większa niż $\Gamma \simeq 1.5$ dla tej samej λ_{2-10} w fazie wzrostu, jest związana z obecnością optycznie grubego dysku o małym $r_{\text{tr}} \sim 10$ w tej pierwszej.

Dla niskiej $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-4}$ w fazie zaniku GX 339-4 (ta obserwacja również zaznaczona jest pustym krzyżem), Plant et al. (2015) znajduje $r_{\text{tr}} > 100$, podobnie Esin et al. (2001) dla takiej λ_{2-10} podczas zaniku XTE J1118+480. Połączenie gałęzi wzrostu i zaniku (dla $\lambda_{2-10} \simeq 10^{-4}$) jest zatem związane prawdopodobnie z całkowitym zniknięciem optycznie grubego dysku w obszarze wewnętrznym.

W trakcie silnego rozbłysku w 2000 roku, XTE J1550-564 osiągnęło stan miękkiej, natomiast w trakcie małych rozbłysków w latach 2001 i 2002 (niebieskie i błękitne kółka na Rysunku 1.1) obiekt był obserwowany tylko w stanie twardym (Belloni et al., 2002), zatem tempo akrecji przy którym następuje formowanie optycznie grubego dysku nie zostało prawdopodobnie osiągnięte. Zgadza się to z tym, że zanik tych mini-rozbłysków charakteryzowany jest parametrami typowymi dla fazy wzrostu, jak widać na Rysunku 1.1.

Celem mojej pracy jest badanie własności promienistych optycznie cienkich przepływów niezaburzonych obecnością dysku. Biorąc pod uwagę powyższą dyskusję, spodziewam się, że taki stan charakteryzuje zbiory danych (1), (3) i (4), dlatego będę ich używała do porównania z modelem.

Najlepiej zbadany układ podwójny Cyg X-1 nigdy nie osiąga stanu ciszy, w którym mógłby zanikać jego optycznie gruby dysk, nie obserwuje się w nim również takiej korelacji Γ - λ_{2-10} jak w układach rozbłyskujących (np. rysunek 3a w Zdziarski et al., 2011). Można również odnotować, że Plotkin et al. (2013) stwierdzili w stanie ciszy (*quiescence*), zdefiniowanym w tamtej pracy jako odpowiadający jasnościom $\lambda_{2-10} \lesssim 10^{-5}$, płaską zależ-

ność $\lambda_{2-10}-\Gamma$ ze średnią wartością $\Gamma \simeq 2.1$. Jak będzie wyjaśnione poniżej, takie jasności wykraczają poza zakres stosowności naszego modelu, dlatego nie biorę pod uwagę tego typu danych.

1.3 Aktywne jądra galaktyk

1.3.1 Ogólna charakterystyka i główne typy

Terminem „aktywne jądra galaktyk” (poniżej używam też skrótu AGN, *active galactic nucleus*) określane są energetyczne zjawiska w jądrach galaktyk, których nie można przypisać gwiazdom. Sugestia wyjaśnienia tej aktywności przez proces akrecji materii na supermasywną czarną dziurę pojawiła się wkrótce po odkryciu kwazarów (Salpeter, 1964; Zel’dovich & Novikov, 1965), zaś najważniejszym podsumowaniem trwających przez kolejne dwie dekady prac nad uszczegółowieniem takiego scenariusza wydaje się być praca Rees (1984).

Zjawiska związane z aktywnością AGN odkrywane były niezależnie w kilku rodzajach obserwacji, z czym związany jest też podział na kilka głównych klas tej grupy obiektów: *Galaktyki Seyferta*. Za pierwszą pracę odnotowującą niespotykane w normalnych galaktykach własności centralnych części galaktyk aktywnych uznać można opublikowane 75 lat temu odkrycie bardzo silnych linii emisyjnych w widmach kilku galaktyk spiralnych o bardzo jasnych jądrach (Seyfert, 1943) [pewne własności związane obecnie z aktywnością AGN były odkryte już wcześniej, np. 25 lat przed pracą Seyferta zaobserwowany został w zakresie optycznym dżet w galaktyce M87 (Curtis, 1918)², jednak oczywiście nie był on rozpoznany jako aspekt aktywności w jądrze galaktyki - która została zidentyfikowana jako obiekt pozagalaktyczny dopiero kilka lat później (Hubble, 1922)]. Linie te były znacznie silniejsze oraz szersze od typowo obserwowanych w widmach galaktyk. Poszerzenie linii zinterpretowane zostało jako wynik efektu Dopplera, przy czym nie mogą powodować go ruchy termiczne materii, gdyż temperatura gazu potrzebna do uzyskania tak szerokich linii byłaby tak wysoka, że większość pierwiastków zostałaby całkowicie zjonizowana i nie emitowałyby one linii. Uważa się zatem, że obszar emisji składa się z dużej ilości obłoków gazu emitującego promieniowanie, które poruszają się chaotycznie z dużymi prędkościami powodując dopplerowskie poszerzenie linii. Dalsze badania spektroskopowe (Khachikyan & Weedman, 1971) pokazały, że obserwowane są dwie grupy linii: szerokie

²dość trudna do znalezienia notatka dotycząca dżetu znajduje się na stronie 31 w tej pracy

(o szerokościach dopplerowskich rzędu kilku tysięcy km/s) oraz wąskie (o szerokościach rzędu kilkuset km/s, wciąż kilka razy większych, niż poszerzenia obserwowane w galaktykach normalnych), zaś galaktyki spiralne, w których są one obserwowane, można podzielić na dwie grupy: charakteryzujące się jednocześnie liniami szerokimi i wąskimi (galaktyki Seyferta typu 1), oraz charakteryzujące się tylko liniami wąskimi (galaktyki Seyferta typu 2). Szereg zrozumianych obecnie szczegółów dotyczących właściwości fizycznych obszarów emitujących linie wykracza poza temat tej rozprawy. Wyjaśniają je tzw. modele fotojonizacyjne, których istotne elementy zostały zaproponowane w pracy Netzer & Laor (1993). Spośród innych własności, istotnych dla rozpoznania źródła aktywności takich galaktyk, warto wymienić (i) szybką zmienność, obserwowaną w skali miesiąca w zakresie optycznym, która (poprzez argument przyczynowości) oznacza, że źródło centralne, o jasności porównywalnej z całkowitą jasnością gwiazd w galaktyce, ma małe rozmiary, (ii) silne promieniowanie w ultrafiolecie, oraz (iii) silną emisję rentgenowską, omawianą w Rozdziale 1.3.3.

Radiogalaktyki. Inny rodzaj aktywności odkryty został dzięki obserwacjom radioastronomicznym w latach pięćdziesiątych ubiegłego wieku (Baade & Minkowski, 1954a,b). Stwierdzono wówczas, że niektóre galaktyki eliptyczne są silnymi źródłami fal radiowych, przy czym struktura tych źródeł jest złożona, gdyż na ogół posiadają one rozległe radiooblaki, rozciągające się na odległość kilkuset kiloparseków, połączone wąskimi dżetami z jądrami galaktyk, w których również obserwowane są zwarte źródła promieniowania radiowego. Widma optyczne jąder pierwszych odkrytych radiogalaktyk zawierały wąskie linie emisyjne i bardzo przypominały widma jąder galaktyk Seyferta typu 2 (co stanowiło pierwszą wskazówkę, że w jądrach obu typów galaktyk mogą zachodzić podobne procesy). Obecnie znane są również radiogalaktyki z szerokimi liniami emisyjnymi, a ze względu na szerokość linii dzieli się je na radiogalaktyki z szerokimi liniami (*Broad Lines Radio Galaxy*, BLRG), oraz z wąskimi liniami (*Narrow Lines Radio Galaxy*, NLRG). Z kolei z punktu widzenia morfologii radiowej, radiogalaktyki o dużych strukturach radiowych dzielone są według klasyfikacji Bernarda Fanaroffa i Julii Riley (Fanaroff & Riley, 1974) na obiekty typu FR I i FR II. W obiektach typu I większość emisji radiowej pochodzi z obszarów centralnych, natomiast w obiektach typu II z zewnętrznych części radioobłoków.

Kwazary. Początkowo (na początku lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku) kwazary odkryte zostały jako punktowe źródła optyczne, świecące również intensywnie w zakresie radiowym, których widma są silnie przesunięte ku czerwieni co, zgodnie z prawem Hubble'a, oznacza dużą odległość (Schmidt, 1963) – dla pierwszego zidentyfikowanego w ten

sposób kwazara, 3C 273, jest to ok. 750 megaparseków. O ile pierwsze odkryte kwazary miały cechy upodabniające je do radiogalaktyk (silna emisja radiowa, również zaobserwowane później dzety), okazało się, że istnieje również populacja kwazarów radiowo-cichych (liczniejsza od radiowo-głośnych), które są bardziej podobne do galaktyk Seyferta (w szczególności – o ile świecenie galaktyki macierzystej nie jest ukryte w blasku źródła punktowego – są związane z galaktykami spiralnymi). Dość szybko ukształtowała się opinia, że kwazary są aktywnymi jądrami bardzo odległych galaktyk, dla których główną różnicą w stosunku do obserwowanych lokalnie radiogalaktyk i galaktyk Seyferta jest ilość promieniowania emitowanego przez jądro, np. Lynden-Bell (1969). Dla typowej galaktyki Seyferta, całkowita energia emitowana przez jądro jest porównywalna z energią emitowaną przez wszystkie gwiazdy w galaktyce, dla typowego kwazara energia z jądra jest o czynnik ~ 100 większa niż z gwiazd.

Lacertydy. Obiekt BL Lacertae, który jest prototypem tej klasy obiektów, został odkryty jako silnie zmienna gwiazda, charakteryzująca się silną emisją radiową, brakiem linii widmowych, wysokim stopniem polaryzacji światła, zaś odkrycie świecenia macierzystej galaktyki eliptycznej pozwoliło na zmierzenie odległości $\simeq 280$ Mpc (Schmitt, 1968; Oke & Gunn, 1974; Altschuler & Wardle, 1975). W kolejnych latach odkryto więcej obiektów o podobnych właściwościach, zaś ogólnie akceptowany scenariusz wyjaśniający ich właściwości zakłada, że relatywistyczne dzety są w nich wyrzucane w kierunku prawie równoległym do kierunku obserwacji, w wyniku czego promieniowanie ciągle produkowane w dziecie jest wzmocnione efektem Dopplera i przesłania promieniowanie produkowane w centrum.

LINERs. Obiekty tej klasy, czyli tzw. *Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions*, nie mają tak spektakularnych własności jak te wymienione powyżej, natomiast jako obiekty o małej jasności są bardziej związane z tematem mojej pracy. Jądra galaktyk normalnych często charakteryzują się własnościami, które można przypisać zarówno gwiazdom jak i bardzo słabej aktywności jądra galaktycznego. W szczególności widma optyczne obiektów typu LINER zdominowane są przez świecenie gazu o niskim stopniu jonizacji, które przypisać można zarówno bardzo mało aktywnemu jądro galaktyki jak i obłokom materii międzygwiazdnej fotojonizowanym przez gwiazdy. W oryginalnej pracy definiującej tę klasę (Heckman, 1980) przytoczone są argumenty sugerujące, że obiekty takie stanowią populację galaktyk aktywnych o najniższej jasności. Spotykane w literaturze kryteria podziału między galaktykami Seyferta a obiektami LINER są bardzo techniczne, np. w pracy Heckman (1980) podstawą podziału są natężenia wzbudzonych linii emisyjnych tlenu. Dalsze badania przyniosły wskazówki sugerujące, że obiekty LINER o najmniej-

szych natężeniach linii emisyjnych nie są związane z aktywnością jądra, natomiast te o parametrach bliskich umownej granicy Seyfert-LINER rzeczywiście są najmniej jasnymi obiektami AGN (np. Heckman & Best, 2014).

Powyżej wymieniłam tylko klasy galaktyk aktywnych najważniejsze dla ogólnego scharakteryzowania tego zjawiska, ale np. Padovani et al. (2017) podaje ok. czterdziestu podklas zdefiniowanych na różnym poziomie szczegółowości. Ta bogata fenomenologia w znacznym stopniu może być usystematyzowana w ramach tzw. modelu unifikacyjnego, np. Antonucci (1993); Urry & Padovani (1995). Dwie podstawowe klasy AGN, to obiekty radiowo-głośne (ok. 10% obiektów) oraz radiowo-ciche (ok. 90% obiektów). Główna różnica między nimi może być wyjaśniona obecnością w tych pierwszych silnych struktur dżetowych, w których produkowane jest promieniowanie radiowe przez emisję synchrotronową. Inne pozorne różnice między różnymi klasami AGN mogą być wyjaśnione przez efekty orientacji i obecność torusa pyłowego zasłaniającego obszar centralny w obiektach widzianych z boku, co wyjaśnia różnicę pomiędzy obiektami typu 1 (widzianymi z góry; np. galaktyki Seyferta typu 1, radiogalaktyki BLRG) oraz typu 2 (widzianymi z boku; np. galaktyki Seyferta typu 2, radiogalaktyki NLRG). Jeszcze bardziej istotne efekty orientacji dotyczą obiektów radiowo-głośnych, które – obserwowane z kierunków wzdłuż kierunku dżetu – widzimy jako blazary (obejmujące kwazary radiowe o płaskim widmie, FSRQ, czyli *flat spectrum radio quasars*, oraz wspomniane wyżej lacertydy), natomiast przy większych kątach z kierunkiem dżetu jako radiogalaktyki. W tych pierwszych, obserwowane promieniowanie zdominowane jest przez wzmocnioną dopplerowsko emisję z dżetu. Choć blazary nie są istotne dla tematu mojej rozprawy, są one bardzo intensywnie badaną klasą galaktyk aktywnych, zwłaszcza w kontekście ich promieniowania wysokoenergetycznego. Typowymi cechami blazarów są obserwowane w pobliżu jądra ruchy z prędkością pozornie przekraczającą prędkość światła, oraz silna emisja w zakresie γ . Ich widmowy rozkład energii posiada dwa charakterystyczne składniki obserwowane jako jedno wybrzuszenie z maksimum w zakresie IR – UV, przypisywane emisji synchrotronowej, oraz drugie z maksimum w zakresie rentgenowskim lub γ , przypisywane odwrotnemu procesowi Comptona. Dla ogólnego tematu tej rozprawy interesujące jest wiązanie lacertyd oraz populacji ich obiektów macierzystych, czyli radiogalaktyk FR I, z zasilaniem przez nieefektywne promieniście przepływy akrecyjne; zaś FSRQ i FR II przypisywane są jasnym dyskom akrecyjnym (np. Ghisellini et al., 2011).

Wydaje się zatem, że za obserwowane różnice między różnymi AGN odpowiedzialne są trzy podstawowe własności: (1) obecność lub brak silnych struktur dżetowych, przy czym

przyczyny ich formowania są niejasne, rozważany jest na przykład związek ze spinem czarnej dziury lub magnetyzacją przepływu (np. Sikora & Begelman, 2013), (2) tempo akrecji, które określa też formę akrecji i związane z tym zmiany widma, oraz (3) kierunek obserwacji.

Kończąc wstępny zarys badań galaktyk aktywnych, warto odnotować rozwijany obecnie projekt *Event Horizon Telescope*, którego celem jest zobrazowanie bezpośredniego otoczenia supermasywnych czarnych dziur w Centrum Galaktyki oraz w galaktyce M87 (Fish et al., 2016).

1.3.2 Masy i spiny

Jasność bolometryczna sferycznego obiektu nie może przekroczyć L_{Edd} , więc obserwowane jasności kwazarów rzędu 10^{46} erg/s wymagają akrecji na czarną dziurę o masie co najmniej $10^8 M_{\odot}$. Jądra pobliskich galaktyk mają typowo małe jasności, które pozwalają na prowadzenie obserwacji spektroskopowych obszarów bliskich centralnej czarnej dziury. Dzięki temu masy supermasywnych czarnych dziur mogą być mierzone poprzez dynamiczne modelowanie obserwowanych w tych obszarach ruchów gwiazd lub gazu.

Mapowanie trajektorii gwiazd poruszających się wokół centrum Drogi Mlecznej dostarcza dowodów na istnienie w nim czarnej dziury o masie $(4.4 \pm 0.4) \times 10^6 M_{\odot}$, np. Meyer et al. (2012). Precyzyjne pomiary mas możliwe są również w kilku galaktykach dzięki obserwacjom radiowym emisji maserowej, z których najbardziej spektakularny przypadek dotyczy galaktyki NGC 4258, gdzie dokładnie keplerowski rozkład prędkości wokół jądra potwierdza istnienie czarnej dziury o masie $(4.00 \pm 0.09) \times 10^7 M_{\odot}$ (Miyoshi et al., 1995; Humphreys et al., 2013). Kilkadziesiąt mas czarnych dziur zostało wyznaczonych poprzez modelowanie dynamiczne ruchów gwiazd oraz gazu obserwowanych w pobliskich galaktykach dzięki kątowej zdolności rozdzielczej Teleskopu Kosmicznego Hubble’a, np. Kormendy & Ho (2013). Obserwacje takie wskazują, że prawdopodobnie w jądrze każdej galaktyki istnieje supermasywna czarna dziura. Kolejną bezpośrednią metodą pomiaru jest tzw. mapowanie rewerberacji³, dla którego Peterson et al. (2004) oszacowują precyzję

³w języku polskim słowo rewerberacja używane jest w akustyce i oznacza stopniowe zanikanie dźwięku po uciśnięciu źródła (czyli zjawisko pogłosu), podobne znaczenie w języku angielskim ma jednak słowo *reverberation*; w literaturze astronomicznej określenie *reverberation mapping* używane jest standardowo jako nazwa badania odpowiedzi obszaru emisji linii na zmianę źródła centralnego i w takim znaczeniu używam też słowa rewerberacja w mojej rozprawie; masa czarnej dziury w tej metodzie obliczana jest jako $M \simeq c\Delta t v^2/G$, gdzie Δt oznacza opóźnienie zmian linii, zaś v prędkość wyznaczoną z poszerzenia linii

porównywalną z precyzją pomiarów na podstawie ruchów gwiazd i gazu obserwowanych w galaktykach mało aktywnych.

Spośród metod niebezpośrednich, najczęściej stosowane są oszacowania M na podstawie empirycznych korelacji pomiędzy masami supermasywnych czarnych dziur a dyspersją prędkości gwiazd w zgrubieniach centralnych ich galaktyk, oraz pomiędzy wartością M a charakterystykami zmienności promieniowania rentgenowskiego. Dokładność tych metod jest jednak raczej niejasna. Np. Ferrarese & Merritt (2000) szacują niepewność pierwszej z tych korelacji na przekraczającą rząd wielkości, choć Tremaine et al. (2002) argumentują, że rzeczywista szerokość tej korelacji jest znacznie mniejsza, a rozrzut wyników wynika m.in. z błędów systematycznych w pomiarach. W przypadku zmienności rentgenowskiej, jako wskaźnik masy czarnej dziury używana jest wartość częstotliwości załamania w widmie mocy, odpowiadająca skali czasowej, wyrażonej w dniach, $\propto M/10^{6.5}M_{\odot}$ (Markowitz et al., 2003), czyli np. $\simeq 3$ dni dla $M = 10^7M_{\odot}$. Używane są również warianty tej metody uwzględniające dodatkowe charakterystyki zmienności (np. Nikolajuk et al., 2004).

Spin supermasywnych czarnych dziur wyznaczany jest przez modelowanie relatywistycznego rozmycia promieniowania reprocesowanego, które w kilku obiektach rzeczywiście ma kształt spektakularnie zgodny z oczekiwanym dla odbicia od dysku w pobliżu horyzontu zdarzeń, np. Tanaka et al. (1995), jednak podobnie jak dla gwiazdowych czarnych dziur, wyniki dotyczące spinu silnie zależą od założeń modelu. Stosowana w układach podwójnych metoda dokładnego modelowania składnika termicznego z dysku jest rzadko stosowana w przypadku AGN, w których maksimum tego składnika odpowiada długościom fal w dalekim ultrafiolecie i na ogół nie jest obserwowane. W literaturze można jednak znaleźć również wyniki takich analiz (np. Czerny et al., 2011).

Davis & Laor (2011) przez zastosowanie modelu emisji termicznej dysku do kilkunastu kwazarów stwierdzają dość duże skuteczności promieniowania, rosnące z M , które dla $\sim 10^9M_{\odot}$ wskazują na wartość spinu bliską maksymalnej. Taka własność, tzn. mała wartość spinu dla $M \sim 10^6M_{\odot}$ i rosnąca z M zgadza się również z niektórymi scenariuszami ewolucji supermasywnych czarnych dziur, np. Fanidakis et al. (2011); Volonteri et al. (2013). Wyniki te mają ciekawe odniesienie do porównania naszego modelu z obserwacjami i odwołuję się do nich w dalszej części rozprawy.

1.3.3 Emisja rentgenowska

Emisję rentgenowską galaktyk aktywnych odkryto w latach 60-tych, początkowo w kwazarze 3C273 oraz radiogalaktyce Cen A (Bowyer et al., 1970). W przeglądzie źródeł rentgenowskich przedstawionym w Giacconi et al. (1974) pojawia się jedna galaktyka Seyferta, NGC 4151, zaś dalsze badania w latach 70-tych pokazały, że silna (zawierająca znaczną część jasności bolometrycznej) emisja rentgenowska jest typowa dla galaktyk aktywnych i mogłaby być uznana za ich właściwość definiującą (Elvis et al., 1978). Pierwsze informacje widmowe wskazywały, że w zakresie 2–20 keV promieniowanie ma widmo potęgowe z indeksem $\Gamma \simeq 1.7$ (np. Mushotzky et al., 1980). Obserwacje satelity *Ginga* pozwoliły na stwierdzenie, że widma te zawierają również zwykłe składniki widmowe powstające w wyniku odbicia promieniowania rentgenowskiego od chłodnej materii, w szczególności silną linię Fe $K\alpha$, oraz pokazują ślady absorpcji przez zjonizowaną materię (Pounds et al., 1990). Obserwacje detektora *CGRO/OSSE* w latach 90-tych pozwoliły na odkrycie obciążenia wysokoenergetycznych widm, podobnych do tych obserwowanych w układach podwójnych i zgodnych z widmem komptonizacji termicznej (Gondek et al., 1996; Zdziarski et al., 1996).

Ogólny scenariusz akrecji sugeruje, że w pobliżu supermasywnych i gwiazdowych czarnych dziur powinny zachodzić podobne procesy fizyczne, jednak galaktyki aktywne o jasnościach zbliżonych do L_{Edd} nie posiadają własności bezpośrednio odpowiadających stanom miękkim układów podwójnych (Done, 2014). Natomiast galaktyki aktywne o małej jasności, w tym normalne galaktyki Seyferta i typu LINER wydają się być bezpośrednim odpowiednikiem stanów twardych układów podwójnych. Nie posiadają one charakterystycznego składnika UV (tzw. *blue bump*), powszechnie obserwowanego przy wyższych jasnościach (Malkan, 1983) i przypisywanego emisji termicznej optycznie grubego dysku. Nie obserwuje się w nich również relatywistycznie poszerzonych linii widmowych wskazujących na obecność optycznie grubego dysku rozciągającego się w pobliżu horyzontu zdarzeń, np. Walton et al. (2013); Lobban et al. (2010); Reynolds et al. (2009). Wydaje się więc, że dla galaktyk aktywnych o małej jasności zastosowanie ma scenariusz z optycznie cienkim przepływem w wewnętrznych częściach obszaru akrecji.

Parametry wewnętrznej emisji rentgenowskiej

Po uśrednieniu danych dla dużej ilości AGN o małej jasności, Gu & Cao (2009) znaleźli antykorelację $\Gamma-\lambda_{2-10}$ dla $\lambda_{2-10} < 0.002$ podobną do opisaną powyżej dla układów

podwójnych. Tego typu analizy opierają się jednak na uproszczeniach, które mogą wprowadzać trudne do oszacowania błędy systematyczne związane z dużą złożonością widm rentgenowskich AGN, w których przy wysokiej jakości danych widać zwykle kilka składników związanych z absorpcją i reprocesowaniem. Dla zilustrowania problemów, jakie mogą tu wystąpić, na Rysunku 1.2 pokazałam punkt dla NGC 5252, w którym – pomimo dość dobrej jakości danych – realne podejście do analizy widmowej daje ogromną niepewność na wartość indeksu widmowego. Przy użyciu zbioru danych pokrywających wąskie pasmo energii i zastosowaniu do niego prostego modelu można oczekiwać dużych przekłamań i rzeczywiście, np. w analizach użytych przez Gu & Cao (2009) występują ogromne różnice w stosunku do przytoczonych poniżej wyników dla tych samych obiektów otrzymywanych w dokładniejszych analizach (np. o $\Delta\Gamma \simeq -0.4$ dla NGC 4258 i NGC 4151).

Porównywanie tego typu wyników z przewidywaniem precyzyjnego modelu wydaje się pozbawione sensu. Dlatego, w celu porównania modelu z jak najlepiej wyznaczonymi parametrami emisji wewnętrznej, w dalszej części używam wyniki analiz (źródła danych podaję poniżej po symbolu X), w których dostępne były dane z instrumentów o dużej czułości i dobrej widmowej zdolności rozdzielczej – jak *Suzaku* lub XMM – i jednocześnie dostępne były dodatkowe dane, np. satelity *Integral*, pokrywające szeroki zakres widma.

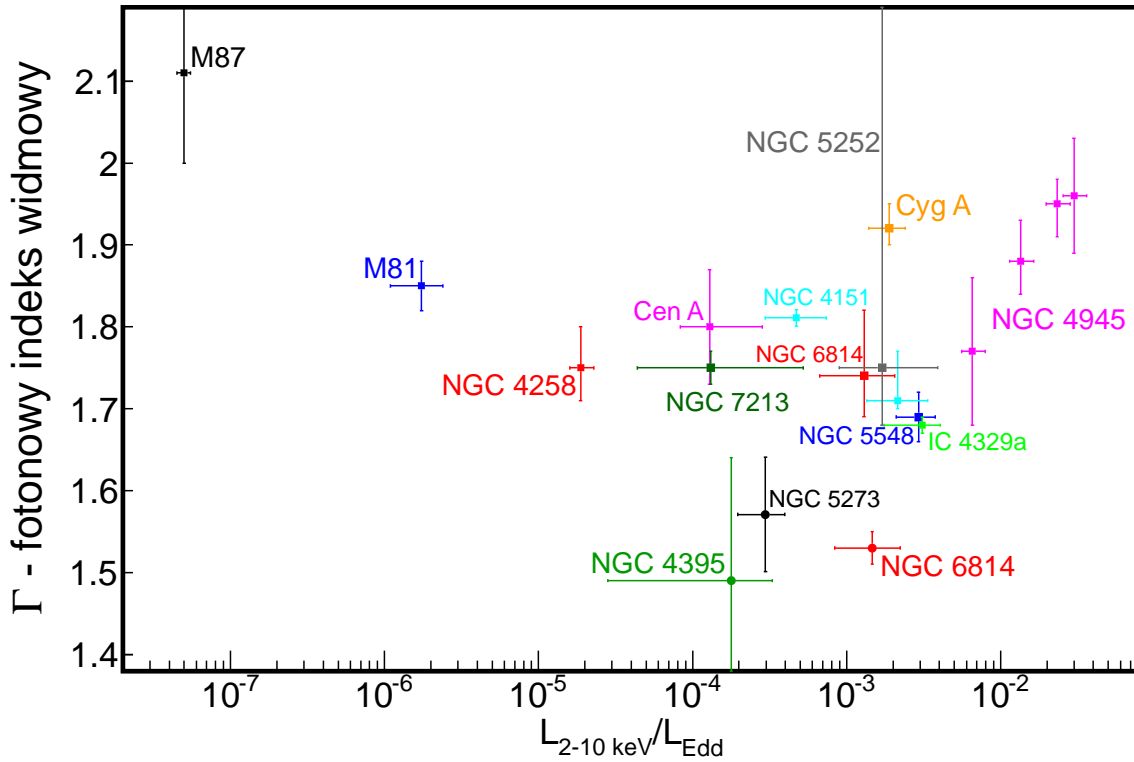
W moich analizach istotną rolę odgrywa precyzyjny pomiar M (konieczny do wyznaczenia L_{Edd}), dlatego poniżej podałam też metody pomiaru. Za najbardziej wiarygodne uważam metody oparte na modelowaniu obserwowanych przez spektroskopię optyczną lub podczerwoną, lub przez emisję maserową, ruchów gwiazd lub gazu oraz mapowanie rewerberacji i danych dla AGN z takimi pomiarami używam przede wszystkim w dalszej części rozprawy.

Na Rysunku 1.2 pokazane są parametry dla następujących galaktyk (w kolejności wzrastającego M):

NGC 4395. $M = 4_{-3}^{+8} \times 10^5 M_{\odot}$ z modelowania dynamiki gazu (den Brok et al., 2015) bardzo dobrze zgadza się z $M = 3.6 \pm 1.1 \times 10^5 M_{\odot}$ z mapowania rewerberacji (Peterson et al., 2005). X: Kawamuro et al. (2016). Jest to prawdopodobnie AGN z najmniejszą masą supermasywnej czarnej dziury wyznaczoną w precyzyjny sposób.

NGC 4945. $M = 1.4 \times 10^6 M_{\odot}$ z emisji maserowej (Greenhill et al., 1997). X: Puccetti et al. (2014).

NGC 6814 $M = 2.6_{-0.9}^{+1.9} \times 10^6 M_{\odot}$ z mapowania rewerberacji (Pancoast et al., 2015). X: twardsze widmo (mniejsze Γ) z Walton et al. (2013), bardziej miękkie z Lubiński et al. (2016).



Rysunek 1.2: Fotonowy indeks widmowy jako funkcja jasności w zakresie 2–10 keV w jednostkach L_{Edd} dla pobliskich galaktyk typu LINER, Seyferta oraz radiogalaktyk. Dane obserwacyjne omówione są w tekście.

NGC 5273. $M = (4.7 \pm 1.6) \times 10^6 M_{\odot}$ z mapowania rewerberacji (Bentz et al., 2014). X: Kawamuro et al. (2016).

NGC 5548. $M = 3.2_{-0.9}^{+2.3} \times 10^7 M_{\odot}$ z mapowania rewerberacji (Pancoast et al., 2015). X: Brenneman et al. (2012).

NGC 4258. $M = 3.6 \times 10^7 M_{\odot}$ z emisji maserowej (Miyoshi et al., 1995). X: Yamada et al. (2009).

NGC 4151. $M = 4.6(\pm 0.6) \times 10^7 M_{\odot}$ z mapowania rewerberacji (Bentz et al., 2006). X: używam danych dla dwóch stanów tej galaktyki o dużej i małej jasności z Lubiński et al. (2010).

NGC 3031 (M81). $M = 7_{-1}^{+2} \times 10^7 M_{\odot}$ z modelowania dynamiki gazu (Devereux et al., 2003). X: Young et al. (2018).

NGC 7213. $M = 8_{-6}^{+16} \times 10^7 M_{\odot}$ na podstawie dyspersji prędkości (Schnorr-Muller et al., 2014). X: Lobban et al. (2010).

Cen A. $M = 9.6_{-1.8}^{+2.5} \times 10^7 M_{\odot}$ z modelowania dynamiki gazu (Gnerucci et al., 2011). X:

Beckmann et al. (2011).

IC 4329a. $M = 1.2 \times 10^8 M_\odot$ ze zmienności rentgenowskiej (Nikolajuk et al., 2004), mapowanie rewerberacji w tym obiekcie daje mniejszą masę ale prawdopodobnie błędną z powodu bardzo słabej jakości widma optycznego (Peterson et al., 2004). X: Brenneman et al. (2014).

NGC 5252. $M = 9.5_{-4.5}^{+14.5} \times 10^8 M_\odot$ z modelowania dynamiki gazu (Capetti et al., 2005). X: Lubiński et al. (2016).

Cyg A. $M = (2.5 \pm 0.7) \times 10^9 M_\odot$ z modelowania dynamiki gazu (Tadhunter et al., 2003). X: Lubiński et al. (2016).

M87. $M = (6.6 \pm 0.4) \times 10^9 M_\odot$ z modelowania dynamiki gwiazd (np. Gebhardt et al., 2011) jest systematycznie większa niż $M = 3.5_{-0.7}^{+0.9} \times 10^9 M_\odot$ z modelowania dynamiki gazu (np. Walsh et al., 2013) – na rysunku użyłam większą wartość. X: Wong et al. (2017), gdzie oprócz danych *NuSTAR* użyte zostały dane *Chandra* do oszacowania wkładu innych źródeł w tej galaktyce.

Wyniki dla M87 i M81 oraz z drugiej strony dla NGC 4945 pokazane są tylko w celach ilustracyjnych, gdyż obserwowane w nich wartości λ_{2-10} wykraczają poza zakres modelu (Rozdział 2.2). Ciekawy jest w szczególności wzrost Γ ze wzrostem λ_{2-10} w NGC 4945, podobny do tego obserwowanego w układach podwójnych dla takich samych λ_{2-10} .

Pozostałe obiekty wydają się w sposób przypadkowy wypełniać płaszczyznę Γ - λ_{2-10} w zakresie między $\lambda_{2-10} \sim 10^{-5}$ a $\sim 10^{-3}$, jednak wykres ten wymaga dodatkowych wyjaśnień. Trzy obiekty obserwowane z twardymi widmami, $\Gamma \lesssim 1.6$, czyli NGC 4395, NGC 5273 i NGC 6814, mają najmniejsze wartości M ($< 5 \times 10^6 M_\odot$) spośród wszystkich AGN obserwowanych w tym zakresie λ_{2-10} . Te trzy galaktyki charakteryzują się większą niż pozostałe zmiennością w zakresie rentgenowskim i bywają też obserwowane z parametrami zbliżonymi do tych obserwowanych w obiektach o większych M , czyli z $\Gamma \simeq 1.7 - 1.8$. Jest to zilustrowane na Rysunku 1.2 przez pokazanie wyników drugiej obserwacji dla NGC 6814. Większą niż w pozostałych AGN zmienność tych z małymi M można wytłumaczyć mniejszym rozmiarem ich obszarów emisji promieniowania. Interesujące jest jednak to, że po przejrzeniu szeregu pozycji literatury nie znalazłam żadnych wyników (poza wspomnianymi powyżej opartymi na wąskim pasmie widma i dlatego prawdopodobnie błędnymi), w których obiekty z $M > 10^7 M_\odot$ posiadałyby nachylenie widma emisji wewnętrznej odbiegające od typowych wartości $\Gamma \simeq 1.7 - 1.8$, włączając w to również np. starsze wyniki z obserwacji *BeppoSAX* czy *RXTE* (np. Fiore et al., 2001; Reynolds et al., 2009; Fukazawa et al., 2011; Rivers et al., 2013). Jedynym przypadkiem wyników mocno odbiegających

od tych pokazanych na Rysunku 1.2 są analizy obserwacji *NuSTAR* galaktyki Cyg A, w których Reynolds et al. (2015) znajdują Γ między $\simeq 1.5$ a $\simeq 1.8$ w zależności od użytego modelu, przy czym analiza wydaje się trochę nieprecyzyjna (pomimo zaobserwowania niezgodności modelu z widmem potęgowym na wysokich energiach, nie została zastosowana wersja modelu z komptonizacją termiczną), dlatego w dalszej części nie rozważam tego wyniku. Podsumowując powyższe, w dalszej części będę przyjmowała, że typowym nachyleniem widma emisji wewnętrznej AGN w rozważanym przeze mnie zakresie jasności jest $\Gamma \simeq 1.7 - 1.8$, zaś tylko te o małych wartościach M bywają obserwowane również z twardymi widmami z $\Gamma < 1.6$.

Wymienione powyżej galaktyki są wszystkimi, dla których wyznaczone są dość precyzyjnie parametry emisji wewnętrznej oraz masy supermasywnej czarnej dziury, i których wartości λ_{2-10} zawierają się w interesującym mnie zakresie. W niedawnej pracy Lubiński et al. (2016) występują jeszcze dwie galaktyki Seyferta, NGC 2110 i GRS 1734+292, które nie mają precyzyjnie wyznaczonej M , dlatego nie pokazuję ich na rysunkach ilustrujących zależność od λ_{2-10} , ale niebezpośrednie oszacowania M wskazują w nich $\lambda_{2-10} \lesssim 0.002$ i są one uwzględnione w porównaniu przewidywań modelu ze zmierzonymi w nich parametrami komptonizacji na Rysunkach 4.5(c) i 5.4(a). Pozostałe AGN są albo dużo jaśniejsze od maksymalnej jasności badanej w naszym modelu (omawianej w Rozdziale 2.2) albo mają bardzo duże błędy statystyczne wyznaczonych parametrów – większe niż te pokazane na Rysunku 1.2 dla NGC 5252. Grupa galaktyk, które rozważam, zawiera dwie radiogalaktyki, których jądra wydają się mieć własności zbliżone do tych charakteryzujących galaktyki Seyferta, przy czym jedna z nich, Cen A, jest radiogalaktyką typu FR I, zaś druga, Cyg A, jest silną radiogalaktyką typu FR II.

1.4 Gorące przepływy akrecyjne

Pierwsze modele dysków akrecyjnych, rozwinięte na początku lat 70-tych (Shakura & Sunyaev, 1973; Novikov & Thorne, 1973) opisywały geometrycznie cienki, optycznie gruby dysk, który był zbyt chłodny i nie mógł wyjaśnić dużych ilości twardego promieniowania rentgenowskiego, obserwowanych już wówczas z układu Cyg X-1. Było to motywacją do poszukiwania opisu innych form akrecji. Pierwszy taki model, opisany w pracy Shapiro et al. (1976) wprowadził w zasadzie wszystkie istotne dla tej klasy modeli założenia. Przede wszystkim, założona została dwutemperaturowa struktura plazmy, z temperaturą

protonów większą od temperatury elektronów. Pozwoliło to na wyjaśnienie geometrycznej grubości takich przepływów (podtrzymywanych przez ciśnienie protonów) oraz związanej z tym cienkości optycznej. Rozwiązania hydrodynamiczne otrzymane w tej pracy były niestabilne termicznie, jednak wkrótce okazało się, że stabilność termiczna może zostać osiągnięta po wprowadzeniu członu adwekcyjnego (Ichimaru 1977), czyli w przepływach, w których dyssypowana energia jest bardziej zużywana na ogrzewanie gazu (a następnie adwekcyjnie unoszona w kierunku centrum) niż wypromieniowywana. Niezależnie podobna idea opisana została w pracy Rees et al. (1982) dla wyjaśnienia niskich skuteczności promienistych w jądrach niektórych galaktyk eliptycznych o silnych strukturach dżetowych.

Obecne zainteresowanie tą klasą modeli zapoczątkowane zostało w połowie lat 90-tych (Narayan & Yi, 1994, 1995a; Abramowicz et al., 1996). Zaczęto wówczas wprowadzać dokładniejszy opis procesów fizycznych, pojawiły się również popularne w literaturze skrótowe (ADAF; *advection-dominated accretion flow*) oraz (RIAF, *radiatively inefficient accretion flow*). Modele tej klasy stały się najbardziej powszechnie akceptowanym wyjaśnieniem układów z czarnymi dziurami o małej jasności, włączając w to Centrum Drogi Mlecznej, galaktyki aktywne o małej jasności oraz układy podwójne w stanach twardych oraz ciszy; przeglądy takich wyników np. w Yuan & Narayan (2014); Poutanen & Veledina (2014). Yuan & Zdziarski (2004) zauważyli jednak, że modele takie przewidują zbyt wysokie temperatury elektronów i odpowiadające im energie obciążenia wysokoenergetycznego są większe od typowo obserwowanych. Propozycję rozwiązania tej rozbieżności przedstawiam w Rozdziale 5.

Głównym problemem w modelowaniu i porównaniu tych modeli z obserwacjami jest znaczna niepewność związana z opisem efektów magnetohydrodynamicznych (MHD). Dotyczy to:

- (1) Parametru lepkości, który jednak powinien mieć dużą wartość, $\alpha > 0.1$ (Yuan & Zdziarski, 2004), gdyż dla mniejszych wartości model nie mógłby wytłumaczyć jasności niektórych obiektów; związany z tym mechanizm omawiany jest w Rozdziale 1.5.
- (2) Magnetyzacji. Niektóre symulacje MHD (np. Hawley & Krolik 2001) wskazują, że magnetyzacja powinna być słaba. Z drugiej strony bardziej ogólnym wnioskiem z tych symulacji jest ścisły związek parametrów β_B i α , mianowicie $\alpha\beta_B \sim 0.5$, lista referencji do tego wyniku i dyskusja w Yuan & Narayan (2014). Związek ten, razem z powyższym ograniczeniem na wartość α , wydaje się wskazywać na pola magnetyczne bliskie ekwipartycji. Niektóre symulacje wskazują również na możliwość dominacji pola magnetycznego (np. Oda et al. 2010).

(3) Efektywności bezpośredniego ogrzewania elektronów. Wczesne prace, wymienione powyżej, zakładały, że prawie cała energia uwolniona podczas akrecji trafia do protonów, zaś elektrony otrzymują bezpośrednio tylko 0.1% ($\simeq m_e/m_p$) tej energii. Późniejsze prace pokazały jednak, że możliwe jest też bardzo efektywne grzanie bezpośrednio elektronów w procesach MHD, przegląd takich wyników w Yuan & Narayan (2014). Obecnie rozważane są więc również scenariusze, w których elektrony oraz protony otrzymują podobną ilość energii.

Kolejną niejasną własnością modelu jest obecność wypływu, który technicznie wprowadzany jest jako zależność tempa akrecji, np. w równaniu (1.9) poniżej, od r . Ich rozważanie oraz stosowane w modelu parametry są motywowane pomiarami polaryzacji w Sgr A*, który jednak jest obiektem o własnościach mocno różniących się od tych rozważanych w tej rozprawie. Obserwacyjne wskazania silnych wypływów w innych obiektach (np. Schnorr-Muller et al., 2014) odnoszą się do redukcji tempa akrecji wyznaczanego w bardzo dużych odległościach, rzędu promienia Bondiego. Nie jest jasne czy tak silne wypływy powinny charakteryzować też obszar wewnętrzny, w którym produkowane jest promieniowanie rentgenowskie.

Rozdział 4 tej rozprawy poświęcony jest badaniu zależności właściwości promieniowania rentgenowskiego od tych niepewnych własności modelu.

1.5 Model hydrodynamiczny

Dla kompletności rozprawy w tym rozdziale przedstawiam równania hydrodynamicznego opisu przepływu w najprostszej, newtonowskiej wersji. W takiej formie są one podane np. w pracy Narayan et al. (1998), również w większości są szczegółowo dyskutowane w książce Frank et al. (2002). W naszym modelu przedstawionym w Rozdziale 2 używany jest w pełni ogólnorelatywistyczny opis hydrodynamiki, jednak dość skomplikowane poprawki relatywistyczne pojawiające się w tych wzorach nie są istotne dla zamieszczonej w tej rozprawie dyskusji.

Skala wysokości przepływu, H , ustalona jest przez równanie równowagi hydrostatycznej,

$$H = \frac{c_s}{\Omega_K}, \quad (1.7)$$

gdzie $c_s = p/\rho$ jest prędkością dźwięku, $p = \rho k(T_e + T_p)/m_p$ jest całkowitym ciśnieniem, zawierającym wkład od elektronów, p_e , i protonów, p_p (w naszym modelu p zawiera rów-

niez wkład od pola magnetycznego), ρ jest gęstością, zaś keplerowska prędkość kątowa

$$\Omega_K = \left[\frac{GM}{R^3} \right]^{1/2}. \quad (1.8)$$

Równanie ciągłości ma postać

$$\dot{M} = -4\pi RH\rho v, \quad (1.9)$$

gdzie v jest prędkością radialną a znak minus związany jest z jej zwrotem do wewnątrz. Zasada zachowania składowej radialnej pędu oraz momentu pędu (czyli równania Eulera):

$$v \frac{dv}{dR} = -\Omega_K^2 R + \Omega^2 R - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR}, \quad (1.10)$$

$$v(\Omega R^2 - j) = -\alpha R p / \rho \quad (1.11)$$

gdzie Ω jest prędkością kątową przepływu zaś j jest właściwym momentem pędu na brzegu wewnętrznym przepływu (czyli momentem pędu unoszonym przez materię przekraczającą horyzont zdarzeń). Globalne rozwiązania transoniczne (czyli bez nieciągłości w punkcie $|v| = c_s$) otrzymywane są przez dobranie odpowiedniej wartości j .

Równania bilansu energii elektronów i protonów

$$\rho v \left(\frac{d\varepsilon_e}{dR} - \frac{p_e}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) = \delta q_{\text{dyss}} + \lambda_{\text{pe}} - q_{\text{prom}}, \quad (1.12)$$

$$\rho v \left(\frac{d\varepsilon_p}{dR} - \frac{p_p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dR} \right) = (1 - \delta) q_{\text{dyss}} - \lambda_{\text{pe}}, \quad (1.13)$$

gdzie ε_e i ε_p jest energią wewnętrzną elektronów i protonów na jednostkę masy, q_{dyss} jest tempem dyssypacji lepkiej

$$q_{\text{dyss}} = \alpha \rho c_s H R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2, \quad (1.14)$$

λ_{pe} tempem kulombowskiej wymiany energii między elektronami a protonami (Stepney & Guilbert, 1983), zaś q_{prom} jest tempem chłodzenia promienistego (Dodatek A), wszystkie tempa dają chłodzenie lub grzanie na jednostkę objętości.

Dla małych wartości \dot{m} (będzie to sprecyzowane liczbowo poniżej), q_{dyss} jest dużo większe zarówno od λ_{pe} jak i q_{prom} . W tym zakresie parametrów, chłodzenie promieniste nie wpływa na własności rozwiązania hydrodynamicznego. Zarówno λ_{pe} jak i q_{prom} rosną jed-

nak szybciej z \dot{m} niż q_{dyss} . Dla pewnego (krytycznego, oznaczanego jako \dot{m}_{cr}) tempa akrecji zachodzi $q_{\text{dyss}} \simeq \lambda_{\text{pe}} \simeq q_{\text{prom}}$. Dla $\dot{m} \gtrsim \dot{m}_{\text{cr}}$, rozwiązanie podlega silnej niestabilności. Zmniejszenie T_e zwiększa chłodzenie kulombowskie protonów, $\lambda_{\text{pe}} \propto (T_p - T_e)$. W wyniku tego temperatura protonów, a więc i ciśnienie, zmniejsza się, co prowadzi do zmniejszenia H , jak wynika z równania (1.7), a zatem zwiększenia gęstości, jak wynika z równania (1.9) i do dalszego zwiększenia λ_{pe} ($\propto \rho^2$). Prowadzi to prawdopodobnie do szybkiego kolapsu i uformowania optycznie grubego dysku. W rozwiązaniach modelu otrzymuje się $\dot{m}_{\text{cr}} \propto \alpha^2$, stąd wspomniane w Rozdziale 1.4 ograniczenie na wartość α (> 0.1).

Uwaga. W obliczeniach na ogół rozważa się typowy skład materii kosmicznej (75% wodoru, 25% helu), tak jest również w naszym modelu przedstawionym w następnym rozdziale. Jest to uwzględnione w przeliczeniach pomiędzy gęstościami masowymi i liczbowymi. W związku z tym, w terminologii modelu zwykle mówi się o jonach a nie protonach. Ponieważ jednak głównym tematem tej rozprawy są procesy hadronowe, a oprócz oddziaływań proton-proton nie rozważam innych procesów hadronowych, których można oczekiwać przy temperaturze $\gtrsim 10$ MeV (np. Aharonian & Sunyaev, 1984; Gould, 1986), np. rozpadów jąder, wychwytu protonów, produkcji deuteru, dla zachowania spójności opisu w rozprawie odwołując się do składnika hadronowego używam terminu „protony”. Z obserwacyjnego punktu widzenia, emisja γ towarzysząca tym dodatkowym procesom jest nieistotna (np. Dermer, 1986b).

1.6 Procesy hadronowe

Wczesne badania akrecji na czarną dziurę pokazały, że przepływy o małej gęstości mogą rozwinąć dwutemperaturową strukturę, z temperaturą protonów wystarczającą do produkcji znacznej ilości promieniowania γ przez produkcję π^0 (Dahlbacka et al., 1974). Shapiro et al. (1976) zwrócili uwagę, że jasność γ takich przepływów powinna zależeć od spinu czarnej dziury (również Eilek & Kafatos, 1983; Colpi et al., 1986).

Choć dwutemperaturowa struktura jest podstawową własnością modeli typu ADAF, a w literaturze modelom tego typu poświęcono bardzo wiele prac⁴, wpływ produktów rozpadu pionów na własności promieniste takich przepływów był w nich na ogół pomijany. Efekty takie były rozważane tylko w czterech pracach.

Mahadevan et al. (1997) zauważyli, że emisja γ z oddziaływań proton-proton może być

⁴w listopadzie 2018 roku system *NASA/ADS* podawał ok. 400 prac zawierających w tytule frazy 'ADAF', 'advection dominated accretion flow' lub 'hot accretion flow'

użyta jako test fundamentalnej natury takich przepływów, jednak ich obliczenia opierały się na modelu nierelatywistycznym (oraz pomijały efekty absorpcji). Oka & Manmoto (2003) zbadali emisję γ w modelu relatywistycznym (podobnym do użytego w tej rozprawie) jednak pominęli efekty relatywistycznego transferu promieniowania w pobliżu czarnej dziury oraz absorpcję fotonów γ w oddziaływaniach z fotonami rentgenowskimi produkowanymi w przepływie. W czasie publikacji tych prac wiedza o źródłach promieniowania γ opierała się głównie na obserwacjach detektora *CGRO/EGRET*, jednak od tego czasu nastąpił ogromny postęp dzięki obserwacjom *Fermi/LAT*, co było silną motywacją do dokładniejszego zbadania tego tematu.

W pracach Mahadevan (1998, 1999) zbadany został efekt produkcji promieniowania radiowego przez e^\pm produkowane w rozpadach pionów naładowanych. Efekt ten pozwala na wyjaśnienie pewnych szczegółów widma promieniowania radiowego obserwowanego w źródle Sgr A*. Natomiast wpływ takich procesów na własności promieniowania rentgenowskiego przepływów nie był wcześniej badany.

Rozdział 2

Model

W modelu rozważana jest czarna dziura o masie M i momencie pędu J , otoczona geometrycznie grubym przepływem akrecyjnym o tempie akrecji \dot{M} . W większości przypadków \dot{M} nie zależy od r , ale rozważam również modele z wypływem, w których lokalne tempo akrecji jest określone przez

$$\dot{M} = \dot{M}_{\text{out}}(r/r_{\text{out}})^w; \quad (2.1)$$

z wartościami $r_{\text{out}} = 2 \times 10^4$ oraz $w = 0.3$ (parametry takie znaleziono w pewnych modelach Sgr A*, Yuan & Narayan, 2014).

Swobodnymi parametrami modelu są: M , a , δ , β_{B} , α and \dot{m} (oraz w , jeżeli $\neq 0$). W obliczeniach zakładamy zwykle, że $\alpha = 0.3$; zależność od tego parametru jest krótko dyskutowana w Rozdziale 4.

Dla każdego zestawu parametrów znalezione zostało globalne rozwiązanie struktury hydrodynamicznej przepływu, poprzez rozwiązanie równań opisujących zasady zachowania masy, pędu radialnego i momentu pędu, równanie równowagi hydrostatycznej oraz zasadę zachowania energii elektronów oraz jonów. W modelu rozważamy w pełni relatywistyczne wersje tych równań w formie przedstawionej w pracy Manmoto (2000), z drobnymi poprawkami opisanymi w Niedźwiecki et al. (2012). Kod hydrodynamiczny użyty do znalezienia tych rozwiązań został stworzony przez dr Fu Guo-Xie z Uniwersytetu w Szanghaju. Zewnętrzny warunek brzegowy dla użytych rozwiązań jest ustalony w odległości $r_{\text{out}} = 2 \times 10^4$ i polega na związaniu parametrów przepływu z wartościami orbity keplerowskiej. Dla tak dużej odległości dokładna wartość użytych tam wartości nie ma znaczenia. Własności rozwiązań hydrodynamicznych są analogiczne do rozwiązań podobnych modeli w literaturze, np. Manmoto (2000), wyniki modelu były również bezpośrednio testowane

przez porównanie z wynikami kodu Li et al. (2009).

Jak praktycznie we wszystkich modelach analitycznych, w naszym modelu zakładamy, że tensor naprężeń lepkich jest $\propto p$, przy czym ciśnienie całkowite p zawiera wkład pola magnetycznego, co jest wspierane wynikami symulacji MHD (np. Ohsuga et al., 2009). Dyskutowane w literaturze modyfikacje, np. Czerny et al. (2009), związane są głównie z ciśnieniem promieniowania, które sprawia, że optycznie grube dyski stają się niestabilne przy dużych jasnościach. Nie ma to zastosowania w naszym modelu, w którym wkład ciśnienia promieniowania jest zawsze pomijalny.

Wynikiem rozwiązania hydrodynamicznego są radialne profile gęstości, n , skali wysokości, H , pola prędkości, $[v^r, v^\phi]$ (zakładamy że $v^\theta = 0$), temperatury protonów, T_p , oraz *wstępna* temperatura elektronów, T_e , przy czym ta *wstępna* T_e , podobnie jak w niemal każdym modelu tego typu, obliczona jest przy użyciu lokalnego przybliżenia na tempo chłodzenia komptonowskiego.

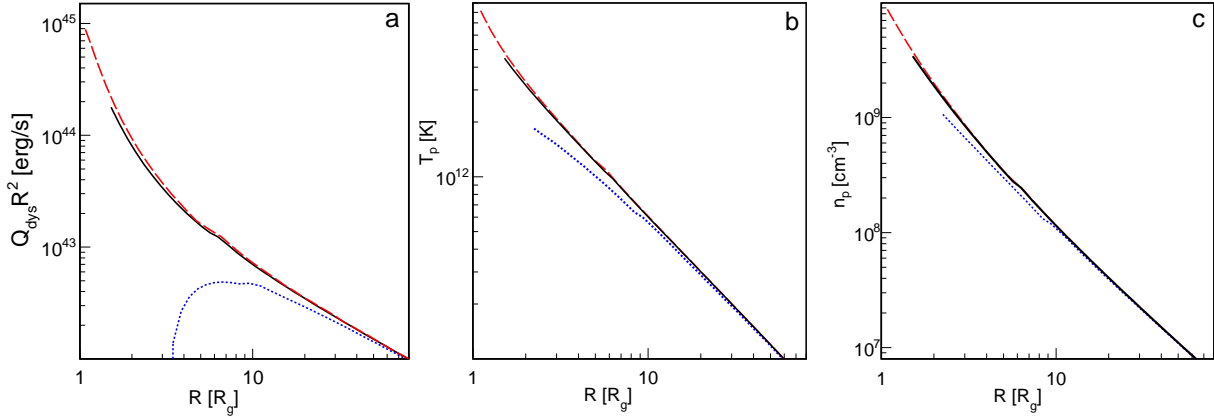
Przykładowe parametry przepływu z rozwiązań hydrodynamicznych pokazane są na Rysunku 2.1. Widać na nim m.in. zależność od spinu czarnej dziury. Wzrost a stabilizuje ruch kołowy w pobliżu horyzontu czarnej dziury, co prowadzi do zwiększenia Q_{dyss} , Rysunek 2.1(a), a to z kolei daje również większą T_p , Rysunek 2.1(b); jest to przyczyną zależności efektywności procesów hadronowych od a , omawianej w Rozdziałach 3 i 5.

2.1 Bilans energii elektronów

Istotnym elementem modelu użytego w moich badaniach jest zastosowanie metody Monte Carlo, pozwalającej na uwzględnienie globalnej (czyli biorącej pod uwagę transfer fotonów między różnymi r) natury procesu komptonizacji. Zakładając (założenie to jest dyskutowane poniżej), że zmiana T_e nie wpływa na rozkłady pozostałych parametrów, to jest na n , v^r , v^ϕ , H i T_p , dla każdego takiego rozwiązania użyłam metodę opisaną w pracy Niedźwiecki et al. (2012), w celu znalezienia rozkładu T_e odpowiadającego poprawnemu opisowi komptonizacji. Metoda ta polega na kolejnych iteracjach między rozwiązaniami bilansu energii elektronów oraz symulacji Monte Carlo procesu komptonizacji. Znajdowanie takich rozwiązań stanowiło znaczną część mojego wkładu do otrzymanych wyników, dlatego poniżej opisuję tę procedurę dokładniej.

Równanie bilansu energii dla elektronów

$$0 = \Lambda_{\text{ie}} + Q_{\text{kompr}} + \delta Q_{\text{dyss}} - Q_{\text{prom}} - Q_{\text{int}}, \quad (2.2)$$



Rysunek 2.1: Profile radialne (a) dyssypacyjnego tempa grzania Q_{dyss} , (b) temperatury protonów i (c) gęstości protonów w rozwiązaniach hydrodynamicznych dla $M = 2 \times 10^8 M_{\odot}$, $\dot{m} = 0.1$, $\beta_B = 9$ i $\delta = 10^{-3}$. Czerwone przerywane linie są dla $a = 0.998$, czarne ciągłe dla $a = 0.95$ i niebieskie kropkowane dla $a = 0$. Na panelu (a) Q_{dyss} oznacza tempo na jednostkę objętości scałkowane w kierunku poprzecznym. Rysunek ilustruje zależność parametrów istotnych dla procesów hadronowych od a . Rotacja czarnej dziury stabilizuje ruch kołowy w pobliżu horyzontu zdarzeń, co daje (przez równanie ciągłości) większą gęstość a jednocześnie stabilizacja rotacji daje większe tempo dyssypacji, a zatem większą temperaturę protonów. Różnice te są istotne tylko dla $r < 10$.

ma postać analogiczną do równania (1.12), przy czym dwa człony z lewej strony tamtego równania zdefiniowane są tutaj jako tempo grzania kompresyjnego elektronów:

$$Q_{\text{kompr}} = -\frac{\dot{M}p_e}{2\pi R\rho} \frac{d \ln \rho}{dR}, \quad (2.3)$$

oraz tempo adwekcji energii wewnętrznej elektronów:

$$Q_{\text{int}} = -\frac{\dot{M}p_e}{2\pi R\rho(\Gamma_e - 1)} \frac{d \ln T_e}{dR}, \quad (2.4)$$

gdzie Γ_e jest indeksem adiabatycznym elektronów, równanie (62) w Manmoto (2000), oraz w obliczeniach używam wielkości scałkowanych w kierunku poprzecznym, więc wszystkie tempa chłodzenia/grzania są zdefiniowane na jednostkę powierzchni,

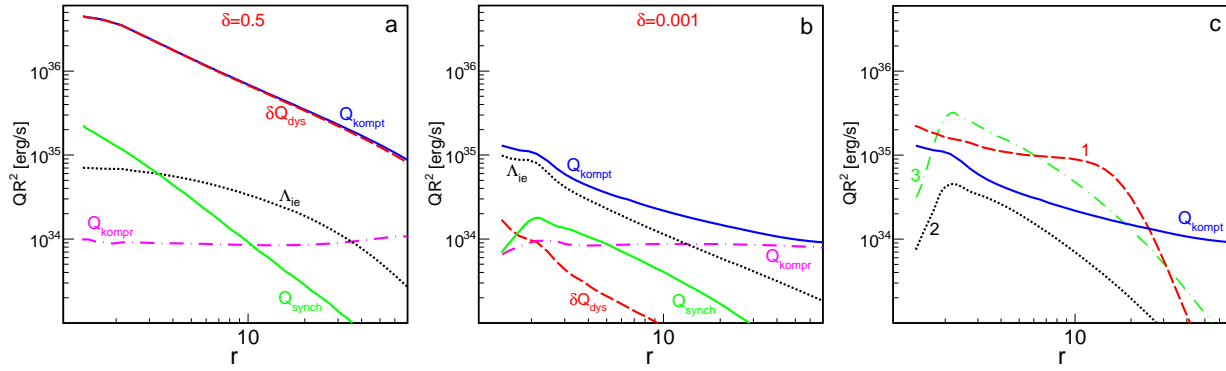
Wszystkie obliczenia wykonane są przy założeniu, że rozkład gęstości w przepływie $\rho(R, z) = \rho(R, 0) \exp(-z^2/2H^2)$, gdzie H jest skalą wysokości w odległości R zaś $z = R \cos \theta$. Taki rozkład gęstości jest używany w symulacji Monte Carlo procesu komptonizacji oraz w całkowaniach w kierunku poprzecznym. Oprócz tego zakładam, że przepływ jest jednorodny w kierunku poprzecznym, w szczególności temperatura elektronów

zależy tylko od r .

Dla zakresu parametrów rozważanych w tej pracy, chłodzenie promieniste zdominowane jest przez komptonizację promieniowania synchrotronowego i $Q_{\text{prom}} \simeq Q_{\text{kompt}}$, gdzie Q_{kompt} jest tempem chłodzenia komptonowskiego. W zależności od znaku gradientu temperatury, Q_{int} może być ujemne lub dodatnie (reprezentując uwolnienie lub magazynowanie energii wewnętrznej) ale w rozważanym zakresie \dot{m} jego wartość absolutna jest zawsze mniejsza zarówno od Q_{prom} jak i od przynajmniej jednego z członów opisujących mechanizmy grzania ($\Lambda_{\text{ie}}, Q_{\text{kompr}}, \delta Q_{\text{dyss}}$), więc adwekcja energii nigdy nie dominuje w bilansie energii elektronów; warunek ten wyznacza najmniejsze wartości \dot{m} rozważane w tej pracy.

Rysunki 2.2(ab) pokazują rozkład radialny temp grzania i chłodzenia elektronów istotnych dla ostatecznego rozwiązania, z profilem T_e zapewniającym bilans energii elektronów. Rysunki te ilustrują jednocześnie ogromny wpływ parametru δ , czyli efektywności bezpośredniego grzania elektronów. Dla $\delta = 0.5$, Rysunek 2.2(a), grzanie elektronów jest w pełni zdominowane przez czynnik dyssypacyjny, z kolei dla $\delta = 0.001$, Rysunek 2.2(b), wkład tego czynnika jest pomijalny i grzanie elektronów jest ustalone przez transfer kulombowski i kompresję. Z technicznego punktu widzenia, rozwiązania z $\delta = 0.5$ są łatwiejsze, gdyż Q_{dyss} nie zależy od T_e i samouzgodniony rozkład temperatury jest osiąganym typowo po dwóch iteracjach, podczas gdy dla $\delta = 0.001$ – ze względu na dość silną zależność Λ_{ie} i Q_{kompr} od T_e – wymaga to typowo 5 iteracji. Jednocześnie widać, że (przy tym samym tempie akrecji) $\delta = 0.5$ daje o prawie dwa rzędy wielkości silniejsze grzanie całkowite, co okazuje się (w Rozdziałach 4 i 5) przyczyną niezgodności z obserwacjami.

Do obliczenia tempa chłodzenia komptonowskiego używałam kod Monte Carlo rozwinęty w pracy Niedźwiecki et al. (2012), który pozwala na uwzględnienie efektów transferu OTW (m.in. istotne jest pochłanianie znacznej części fotonów przez czarną dziurę) oraz globalnego charakteru procesu komptonizacji. Znaczenie tego drugiego zilustrowane jest na Rysunku 2.2(c), gdzie obliczone tym kodem tempo Q_{kompt} porównane jest tempami chłodzenia komptonowskiego dla tych samych parametrów modelu ale z lokalnymi przybliżeniami na tempo chłodzenia komptonowskiego (Dermer et al., 1991) w geometrii sferycznej i płasko-równoległej (tzw. *slab*). Takie przybliżenia lokalne używane są we wszystkich innych modelach (również w naszym do znalezienia początkowej T_e). Jak widać, dowolna wersja przybliżenia lokalnego różni się od poprawnego tempa globalnego o czynnik $\sim (2 - 3)$ dla $r \lesssim 30$, co przekłada się też na różnice T_e pomiędzy początkowym a samouzgodnionym rozwiązaniem o podobny czynnik. Dla $r \gtrsim 30$, pominięcie transferu miękkich fotonów z małych do dużych r w przybliżeniach lokalnych zaniża tempo



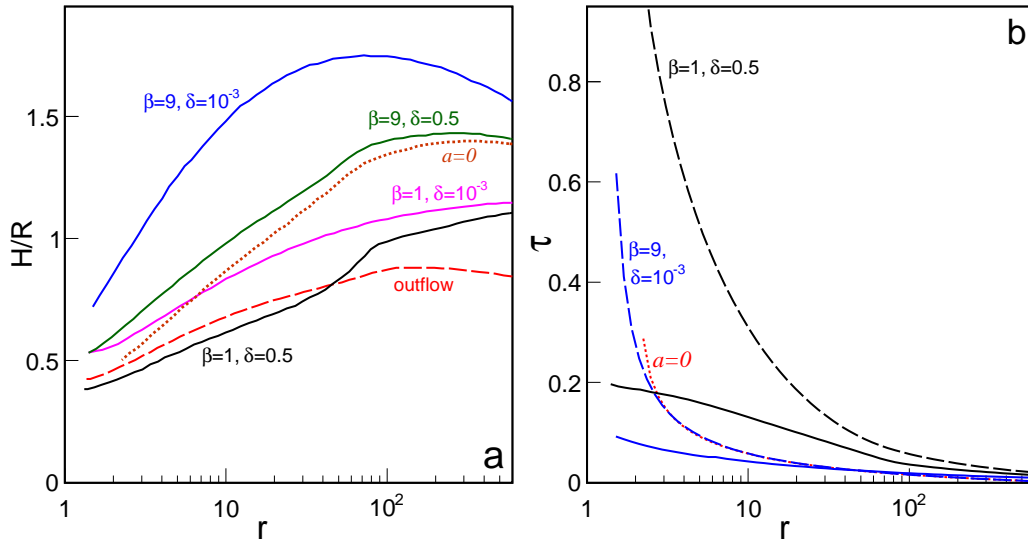
Rysunek 2.2: Radialne profile istotnych temp grzania i chłodzenia elektronów dla $M = 10M_{\odot}$, $\dot{m} = 0.1$, $\beta_B = 1$, $a = 0.95$, oraz $\delta = 0.5$ (a) i $\delta = 10^{-3}$ (bc). Na (a) i (b) ciągłe linie pokazują tempa chłodzenia promienistego: synchrotronowe, Q_{synch} , i jego komptonizacja, Q_{kompt} , zaś pozostałe tempa ogrzewania elektronów: dyssypacyjnego, Q_{dyss} , kulombowskiego, Λ_{ie} , oraz kompresyjnego, Q_{kompr} . (c) Ciągła niebieska linia pokazuje (globalne) komptonowskie tempo chłodzenia, to samo co na panelu (b). Pozostałe linie pokazują tempa komptonowskie w tym samym modelu, ale obliczone w przybliżeniu lokalnym, z wykorzystaniem wzorów Dermer et al. (1991), dla geometrii sferycznej (2) oraz *slab* (3) z tym samym profilem temperatury co niebieska linia, oraz dla geometrii *slab* z profilem temperatury z początkowego rozwiązania (1). Wszystkie tempa Q i Λ są scałkowane w kierunku poprzecznym.

komptonowskie o kilka rzędów wielkości.

Rysunek 2.3 ilustruje dalsze własności rozwiązań istotne dla bilansu energii elektronów: profile radialne skali wysokości oraz grubości optycznych wzdłuż kierunku poprzecznego i radialnego.

2.2 Zakres jasności

Opisana wyżej metoda pozwala na otrzymanie rozwiązań dla \dot{m} między $\dot{m}_{\text{min}} \simeq (0.03-0.1)$ a $\dot{m}_{\text{max}} \simeq (0.3-1)$. Szczegółowe wartości \dot{m}_{min} oraz \dot{m}_{max} zależą od wartości pozostałych parametrów (głównie δ), jednak typowo odpowiadające im rozwiązania mają podobne jasności bolometryczne: $L_{\text{min}} \simeq 5 \times 10^{-4} L_{\text{Edd}}$ oraz $L_{\text{max}} \simeq 5 \times 10^{-2} L_{\text{Edd}}$. Istnienie tych ograniczeń wynika z następujących własności. Tempo kulombowskiej wymiany energii między elektronami i protonami wzrasta wraz ze wzrostem \dot{m} ; dla $\dot{m} \simeq \dot{m}_{\text{max}}$, Λ_{pe} (opisujące tempo chłodzenia protonów) osiąga ok. 10% ich tempa grzania, czyli $(1-\delta)Q_{\text{dyss}}$. Dla większych \dot{m} , założenie braku wpływu zmian temperatury elektronów na bilans energetyczny protonów przestaje być spełnione. Dla tych większych wartości \dot{m} , pełen zestaw



Rysunek 2.3: Profile radialne parametrów gorącego przepływu. We wszystkich przypadkach $\dot{m} = 0.1$ oraz, z wyjątkiem czerwonych kropkowanych linii, $a = 0.95$. (a) Profile skali wysokości, ciągłe linie pokazują zależność od β_B oraz δ , zgodnie z oznaczeniami na rysunku.; linia kropkowana jest dla $a = 0$ i ilustruje (dość słabą) zależność rozwiązania hydrodynamicznego od a ; linia kreskowana jest dla modelu z wypływem. (b) Profile Thomsonowskiej grubości optycznej. Ciągłe i przerywane linie pokazują odpowiednio grubości optyczne w kierunku poprzecznym τ_z , oraz radialnym, τ_r , dla fotonów uciekających z punktu o promieniu r w płaszczyźnie równikowej. Linie niebieskie są dla $\beta_B = 9$ i $\delta = 10^{-3}$, linie czarne dla $\beta_B = 1$ i $\delta = 0.5$. Jak widać, dla $\beta_B = 1$ stosunek H/R jest dużo mniejszy, zaś grubość optyczna jest dużo większa, niż dla $\beta_B = 9$; przyczyny dyskutowane są w Rozdziale 4. Również dla $\beta_B = 1$ mamy $\tau_r \gg \tau_z$, więc struktura przepływu bardziej przypomina geometrię *slab*. Parametry przedstawione na obu rysunkach nie zależą od M .

równań struktury musi być rozwiązywany w każdej iteracji z wynikami symulacji Monte Carlo, co jest procedurą bardzo czasochłonną i trudną ze względu na szybko rozwijającą się w tym zakresie niestabilność związaną z chłodzeniem protonów. W nieopublikowanych badaniach, które przeprowadziliśmy z dr Fu-Guo Xie (w 2014 roku), sprawdziliśmy, że kryterium przekroczenia $0.1(1-\delta)Q_{\text{dys}}$ rzeczywiście poprawnie określa granicę, powyżej której nie można uzyskać samouzgodnionego rozwiązania w pełnym zakresie r . Prawdopodobnym scenariuszem wynikającym z silnego chłodzenia protonów jest kolaps zewnętrznej części przepływu i uformowanie optycznie grubego, chłodnego dysku otaczającego wewnętrzny, optycznie cienki przepływ. Problemem z modelowaniem takiego przypadku jest jednak duża wrażliwość rozwiązania hydrodynamicznego na warunki brzegowe (jeżeli są one definiowane w $r \ll 1000$) w miejscu przejścia między chłodną a gorącą fazą akrecji, które są bardzo niepewne.

Interesujące jest to, że $\lambda_{2-10} \simeq 0.002$, typowo odpowiadające \dot{m}_{\max} , dokładnie zgadza się z jasnością odwrócenia korelacji $\lambda_{2-10}-\Gamma$, obserwowanego w układach z czarnymi dziurami (widać to np. na Rysunku 1.1), które w związku z tym może być związane ze zmianami w strukturze przepływu wywołanymi chłodzeniem protonów. Odwrócenie to ma też różne alternatywne interpretacje w literaturze, np. Yang et al. (2015) przypisują je formowaniu chłodnych obłoków w przepływie.

Dla temp akrecji mniejszych od \dot{m}_{\min} , dodatni czynnik Q_{int} staje się większy od Q_{prom} w szerokim zakresie r . Nasza procedura numeryczna, opierająca się na dominującej roli chłodzenia promienistego elektronów, nie może być tutaj zastosowana. W tym zakresie parametrów odpowiednia procedura powinna opierać się na rozwiązaniu równania różniczkowego (podczas gdy dla większych \dot{m} – przy małym wkładzie członów różniczkowych – wystarczają rozwiązania algebraiczne), w którym jednak (przy uwzględnieniu globalnego charakteru procesu komptonizacji) jeden z członów nie ma opisu analitycznego i musi być obliczany przy zastosowaniu metod Monte Carlo.

2.3 Rozkład energii protonów

Mahadevan & Quataert (1997) zauważyli, że o ile elektrony mogą osiągać rozkład termiczny w optycznie cienkich przepływach, to oddziaływania kulombowskie nie są wystarczająco efektywne do termalizowania protonów. Zatem rozkład energii protonów w przepływach ustalony jest przez mechanizmy przyspieszania i ogrzewania dyssypacyjnego, które są bardzo słabo zrozumiane. W rozbłyskach słonecznych, które są najlepiej zbadanym przypadkiem ogrzewania i przyspieszania cząstek w namagnetyzowanej plazmie, znaczna część energii jest dostarczana nietermicznym, wysokoenergetycznym cząstką (np. Aschwanden, 2002), co silnie motywuje do rozważenia nietermicznego składnika rozkładu protonów.

Biorąc pod uwagę powyższą niepewność, procesy hadronowe modelowałam stosując następujące podejście – analogiczne do stosowanego wcześniej w pracach Mahadevan et al. (1997) i Oka & Manmoto (2003) – w którym otrzymana w rozwiązaniu hydrodynamicznym temperatura, oznaczona w tym rozdziale jako $T_{p,h}$, traktowana jest jako miara średniej energii protonów, które jednak nie muszą mieć rozkładu termicznego. Zatem we wszystkich zdefiniowanych poniżej modelach średnia energia protonów jest równa:

$$U_h = n_h \theta_h m_p c^2 (6 + 15\theta_h) / (4 + 5\theta_h), \quad (2.5)$$

gdzie n_h jest gęstością z rozwiązania hydrodynamicznego, $\theta_h = kT_{p,h}/m_p c^2$ i użyty został uproszczony wzór na gęstość energii relatywistycznego gazu Maxwella – dokładny czynnik podany jest w równaniu (A.24).

Obliczenia przeprowadziłam używając kilku modeli, zawierających różne wkłady termicznej

$$n_{th}(\gamma) = n_{th} \gamma^2 \beta \exp(-\gamma/\theta_p) / [\theta_p K_2(1/\theta_p)], \quad (2.6)$$

i potęgowej

$$n_{pl}(\gamma) = n_{pl}(s-1)\gamma^{-s}, \quad (2.7)$$

populacji protonów, gdzie n_{th} i n_{pl} są lokalnymi gęstościami tych dwu populacji:

Model T. Wszystkie protony mają termiczny z rozkład Maxwella, równanie (2.6), z $n_{th} = n_h$ i $\theta_p = \theta_h$.

Model N. Ułamek ψ protonów tworzy rozkład potęgowej, równanie (2.7), o indeksie s niezależnym od odległości, czyli $n_{pl} = \psi(r)n_h$, zaś pozostałe protony pozostają chłodne z czynnikiem Lorentza $\gamma \simeq 1$ (w obliczeniach założone jest $\gamma = 1$). Zależny od promienia ułamek ψ jest wyznaczony przez warunek

$$\frac{\psi}{s-2} = \frac{U_h}{n_h m_p c^2}. \quad (2.8)$$

Model H $_\eta$. Protony mają rozkład hybrydowy, w którym składniki nietermiczny i termiczny zawierają odpowiednio η i $(1-\eta)$ całkowitej energii wewnętrznej protonów, zatem $n_{pl} = \psi n_h$ i $n_{th} = (1-\psi)n_h$, gdzie

$$\frac{\psi}{s-2} = \frac{\eta U_h}{n_h m_p c^2}, \quad (2.9)$$

zaś temperatura protonów, θ_p , wyznaczona jest przez warunek:

$$n_{th} \theta_p m_p c^2 (6 + 15\theta_p) / (4 + 5\theta_p) = (1-\eta) U_h. \quad (2.10)$$

Model H $_{r15}$. Protony mają rozkład hybrydowy, ale podział energii między składnik termiczny i nietermiczny zależy od r . Zakładam tutaj, że procesy przyspieszania działają skutecznie tylko w obszarze $r \lesssim 15$, gdzie średnie energie protonów stają się (początkowo słabo) relatywistyczne. W szczególności zakładam, że dla $r < 15$ część protonów ma rozkład termiczny z temperaturą $\theta_p = 0.04$ ($T = 4.3 \times 10^{11}$ K), zaś pozostałe mają roz-

kład potęgowy, równanie (2.7), z niezależnym od r indeksem s i $n_{\text{pl}} = \psi(r)n_{\text{h}}$. Względna normalizacja składnika termicznego i nietermicznego ustalona jest przez

$$\frac{\psi}{s-2} + (1-\psi)\frac{6.6}{4.2} = \frac{U_{\text{h}}}{n_{\text{h}}m_{\text{p}}c^2}, \quad (2.11)$$

gdzie czynnik 6.6/4.2 odpowiada wartości $\theta_{\text{p}} = 0.04$ we wzorze na gęstość energii. W rozwiązaniach hydrodynamicznych dla $r = 15$ otrzymuje się $T_{\text{p}} \simeq 4.3 \times 10^{11}$ K, więc parametry rozkładu protonów zmieniają się w sposób ciągły, zaś dla $r > 15$ nie ma nietermicznych protonów w tym modelu.

Model N, w którym cała energia dostarczana jest nietermicznemu składnikowi protonów, odpowiada maksymalnej efektywności procesów hadronowych dla określonych parametrów przepływu. Przy powyższych założeniach, tempo produkcji e^{\pm} lub fotonów γ w rozpadach pionów jest dla $\eta \lesssim 0.5$ typowo o czynnik η mniejsze niż w modelu N (dla dużych wartości a różnica jest mniejsza). Wyniki modelu N można zatem łatwo przeskalować na (bardziej realny) model H_{η} , dlatego tego drugiego na ogół szczegółowo nie omawiam. Model H_{r15} użyty był tylko w pracy (1) do sprawdzenia wpływu rozkładu radialnego emisji γ na L_{γ} obserwowaną przez odległego obserwatora.

Uwaga. We wszystkich przypadkach przedstawionych w tej rozprawie, równania hydrodynamiczne rozwiązywane były przy założeniu termicznego rozkładu protonów. W pracy Wojaczyński et al. (2015) pokazane zostało, że jeżeli cała energia dostarczana protonom zostaje zużyta na ich relatywistyczne przyspieszanie (model N), z czym jest związany spadek indeksu adiabatycznego, to zmniejsza się skala wysokości, co prowadzi do zwiększenia gęstości (efekt analogiczny do diskutowanego w Rozdziale 4 dla wzrostu magnetyzacji). Może to wprowadzić umiarkowane różnice w jasnościach w porównaniu z modelem opartym na rozwiązaniu hydrodynamicznym zakładającym termiczny rozkład protonów. W tej samej pracy pokazane zostało jednak, że taki przypadek (tzn. model N) jest wykluczony, gdyż przewiduje jasności γ przewyższające górne ograniczenia dla kilku galaktyk Seyferta. Moje oryginalne wyniki dla modelu N przytaczam tutaj jako w przybliżeniu odpowiadające maksymalnemu wkładowi procesów hadronowych, który jednak nie jest realizowany w rzeczywistych przepływach. Również właśnie w takiej wersji modelu (tzn. opartej na rozwiązaniach z ciśnieniem protonów policzonym dla rozkładu termicznego), wyniki modelu N są łatwo skalowalne na H_{η} .

2.4 Produkcja i rozpad pionów

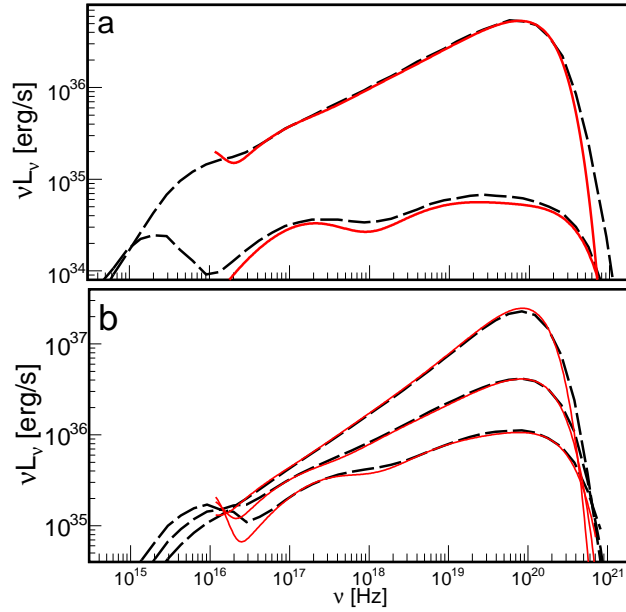
Produkcja pionów, a następnie produkcja fotonów γ i e^\pm w wyniku rozpadu pionów, obliczana jest w układzie spoczynkowym przepływu według formalizmu obliczeniowego rozwiniętego w pracach Dermer (1986a,b); szczegóły podane są w Dodatku B. Do prac (1) i (3) rozwinięty został kod komputerowy implementujący ten formalizm. W trakcie realizacji pracy (3) zauważyliśmy również, że w publicznie dostępnym kodzie `galprop` (Moskalenko & Strong 1998) zaimplementowany jest ten sam formalizm i porównaliśmy wyniki obu kodów. Zgadza się one z dokładnością ok. 20%.

2.5 Transfer fotonów γ i absorpcja $\gamma\gamma$

Transfer fotonów γ w metryce Kerrera obliczany jest na podstawie równania trajektorii z pracy Bardeen et al. (1972) w formie opisanej w pracy Niedźwiecki (2005); w symulacjach użyty został kod transferu rozwinięty w tej pracy. Fotony γ generowane są izotropowo w układzie spoczynkowym plazmy, następnie wykonywana jest transformacja Lorentza do układu lokalnie nierotujących (LNR) obserwatorów, gdzie łatwo wyznaczyć można stałe ruchu fotonu i wykorzystać je do obliczenia transferu.

W Rozdziale 3 rozważam jasność γ , która byłaby obserwowana z pominięciem oddziaływania z polem promieniowania przepływu, jednak podstawowe wyniki dotyczą jasności uwzględniającej absorpcję $\gamma\gamma$. Prawdopodobieństwo oddziaływania silnie zależy od energii i kierunku fotonów (Dodatek A.3), więc dokładne uwzględnienie tego efektu wymaga znajomości lokalnego rozkładu pola promieniowania w funkcji kierunku i energii. Wykonując symulacje Monte Carlo dla ostatecznego (samouzgodnionego) rozwiązania stabilizowaliśmy rozkład fotonów propagujących się w centralnym obszarze przepływu (do $r_{\text{out}} = 1000$), $dn_{\text{ph}}(R, \theta, E_{\text{LN}}, \Omega_{\text{LN}})/dE_{\text{LN}}d\Omega_{\text{LN}}$ (jest to wielkość w jednostkach: ilość fotonów $\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$), gdzie R i θ są współrzędnymi Boyer-Lindquista, E_{LN} jest energią fotonu w układzie LNR, $d\Omega_{\text{LN}}$ jest elementem kąta bryłowego w układzie LNR. Tablicowanie pola promieniowania wymagało bardzo dobrej znajomości kodu na transfer fotonów, dlatego ta część obliczeń nie została wykonana przeze mnie.

Droga optyczna fotonu uwzględniająca efekt produkcji par, $\tau_{\gamma\gamma}$, obliczana jest w metryce Kerrera analogicznie jak droga optyczna na rozpraszanie Comptona (Niedźwiecki, 2005; Niedźwiecki & Zdziarski, 2006), z taką różnicą, że o ile rozpraszanie Comptona najwygodniej jest opisywać w układzie spoczynkowym plazmy, co wymaga dodatkowej



Rysunek 2.4: Ilustracja procedury opisanej w Rozdziale 2.6. Czarne kreskowane linie pokazują widma otrzymane w symulacjach Monte Carlo w modelach z $M = 10 M_{\odot}$. Czerwone ciągle linie pokazują dopasowane do nich widma modelu *comppps*.

transformacji Lorentza, oddziaływania foton-foton wygodnie jest opisywać w układzie LNR. Przyrost drogi optycznej wzdłuż trajektorii obliczany jest jako

$$d\tau_{\gamma\gamma} = \int \int \int (1 - \cos \theta_{\text{LN}}) \sigma_{\gamma\gamma} \frac{dn_{\text{ph}}}{dE_{\text{LN}} d\Omega_{\text{LN}}} dE_{\text{LN}} d\Omega_{\text{LN}} dl_{\text{LN}}, \quad (2.12)$$

gdzie dl_{LN} jest elementem długości w układzie LNR, $\sigma_{\gamma\gamma}(E_{\text{LN}}, E_{\gamma\text{LN}}, \theta_{\text{LN}})$ jest przekrojem czynnym na produkcję par (Gould & Schreder, 1967), $E_{\gamma\text{LN}}$ jest energią fotonu γ w układzie LNR, θ_{LN} jest kątem pomiędzy kierunkami ruchu fotonów w w układzie LNR. Równanie (2.12) zawiera dokładny opis transferu z uwzględnieniem wszystkich efektów OTW. Pominięcie np. grawitacyjnego poczerwienienia energii fotonów zaniża $\tau_{\gamma\gamma}$ o czynnik rzędu kilka.

2.6 Porównanie z *comppps*

Stosowane w analizie obserwacji rentgenowskich modele komptonizacji termicznej zakładają prostą geometrię jednorodnego źródła rentgenowskiego, opisywaną na ogół pojedynczymi wartościami temperatury i grubości optycznej (tzw. *one-zone approximation*). Rozwiązania hydrodynamiczne w naszym modelu charakteryzują się zmieniającymi się

wraz z r profilami H/R i grubości optycznej (Rysunek 2.3), bilans energetyczny elektronów daje również silną zależność temperatury od r (Rysunek 4.1). W celu porównania wyników analiz obserwacyjnych z przewidywaniami modelu, widma gorących przepływów obliczone w symulacjach Monte Carlo porównane zostały z widmami zaimplementowanego w pakiecie `xspec` modelu `compps`, który dobrze zgadza się z symulacjami Monte Carlo dla przypadków jednorodnych źródeł o prostej geometrii, a jednocześnie jest on dość często używany w analizach i w przypadku najlepiej zbadanych obiektów w literaturze można zwykle znaleźć parametry tego modelu.

Model `compps` umożliwia uwzględnienie różnych geometrii jednorodnego źródła, ustalonej za pomocą parametru `geometry`. Porównania dokonane zostały przy użyciu geometrii sferycznej (`geometry = 4`) oraz płasko-równoległej (tzw. *slab*, `geometry = 1`). Parametry modelu `compps` najlepiej dopasowanego do modelu gorącego przepływu oznaczam jako T_e^{PS} , τ^{PS} oraz $T_{\text{BB}}^{\text{PS}}$. Ten ostatni, czyli temperatura charakteryzująca emisję miękkich fotonów, został dobrany tak, żeby maksimum widma Plancka zgadzało się częstotliwością maksimum termicznego widma promieniowania synchrotronowego.

Choć nie zawsze możliwe jest idealne odtworzenie symulowanych widm modelem `compps`, na ogół przybliżenie jest wystarczająco dobre do porównania z wynikami analiz zaczerpniętymi z literatury (Rysunek 2.4).

Widma z przepływów z małą grubością optyczną w kierunku zewnętrznym $\tau_r \ll 1$ są najlepiej przybliżane przez model `compps` w geometrii sferycznej. W pozostałych przypadkach (czyli dla większych τ_r) obie wersje modelu `compps` dają podobnie poprawne przybliżenia widm produkowanych w przepływie, przy czym związek pomiędzy ich grubościami optycznymi $\tau^{\text{PS}}(\text{sfera}) \simeq 2\tau^{\text{PS}}(\text{slab})$ dla $\tau^{\text{PS}}(\text{slab}) \lesssim 0.5$ i $\tau^{\text{PS}}(\text{sfera}) \simeq 1.5\tau^{\text{PS}}(\text{slab})$ dla $\tau^{\text{PS}}(\text{slab}) \gtrsim 1$.

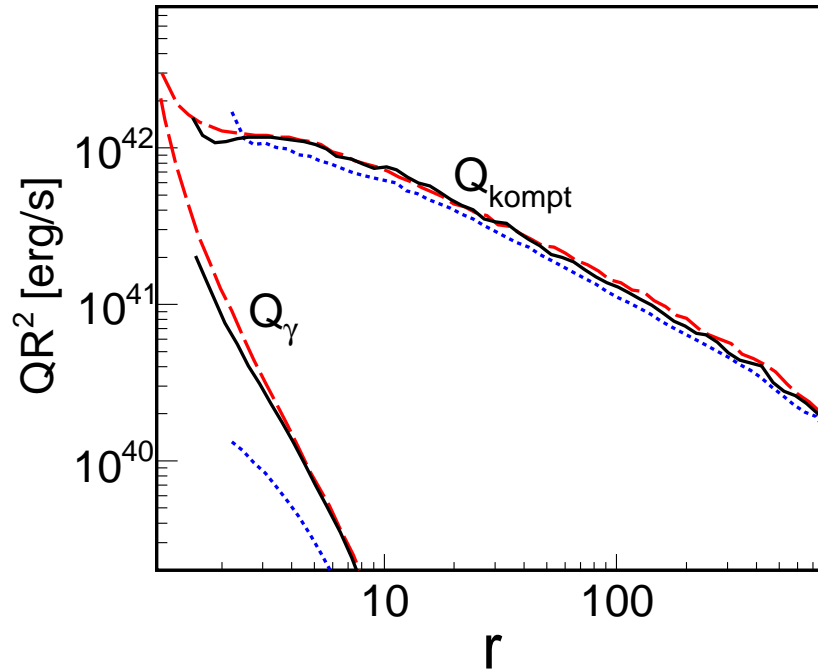
Rozdział 3

Hadronowa emisja γ

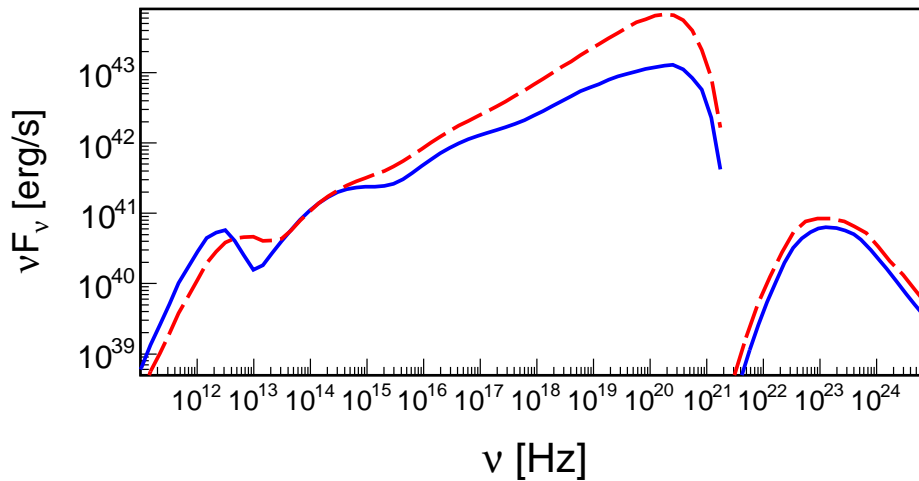
W tym rozdziale przedstawiam wyniki dotyczące badania przewidywanej emisji γ z gorących przepływów. Wszystkie obliczenia zostały wykonane z wykorzystaniem modelu opisanego w Rozdziale 2. Badam głównie jasność γ w zakresie 0.1–10 GeV, dla którego obserwacje *Fermi*/LAT miałyby wystarczającą czułość do detekcji pobliskich galaktyk, gdyby oszacowania z wcześniejszych prac na ten temat były poprawne.

Obliczenia przeprowadzone są dla różnych rozkładów protonów, zdefiniowanych w Rozdziale 2.3. W przypadku rozkładów zawierających składnik potęgowy przyjmuję założenie, że wykładnik rozkładu, s , nie zależy od promienia, oraz że rozciąga się on do $\gamma > 30$. Wówczas zależność $L_{0.1-10\text{GeV}}$ od s jest słaba dla $2.3 < s < 2.8$, gdyż wzrost części protonów rozkładu potęgowego ponad progiem, związany ze wzrostem s , jest w przybliżeniu równoważony spadkiem ilości protonów w tym rozkładzie (czyli czynnika ψ zdefiniowanego w Rozdziale 2.3). Obliczenia wykonane będą dla $s = 2.6$, któremu w przybliżeniu odpowiada największa wartość $L_{0.1-10\text{GeV}}$. Dla innych wartości s różnice są niewielkie: czynnik $\lesssim 2$.

Dodatkowo, biorąc pod uwagę wyniki symulacji MHD, w których wzmocnienie pola magnetycznego przez niestabilność magnetorotacyjną często wysyca się na raczej słabej wartości pola magnetycznego (np. Machida, Nakamura & Matsumoto 2004, Hirose et al. 2004, Hawley & Krolik 2001) w pracy (1), na której oparty jest ten rozdział, założyliśmy parametr magnetyzacji $\beta_B = 9$. Późniejsze prace, omówione w kolejnych rozdziałach, pokazały, że silniejsze pole magnetyczne, z $\beta_B \sim 1$, lepiej odtwarza własności promieniowania rentgenowskiego w rozważanym zakresie L . Jednak ten pełniejszy zakres parametrów zbadany został w pracy Wojaczyński et al. (2015), dlatego tutaj pozostają tylko przy oryginalnych wynikach pracy (1) – w której po raz pierwszy skonstruowany był precyzyjny model emisji γ – i nie rozszerzam ich do pełnego zakresu parametrów. Obliczenia te



Rysunek 3.1: Profile radialne emisyjności promieniowania γ , Q_γ , oraz komptonizacji, Q_{kompt} , dla $a = 0.998$ (czerwone przerywane), 0.95 (czarne ciągłe) i 0 (niebieskie kropkowane) w modelu T z $\delta = 10^{-3}$ i $\beta_B = 9$. Emisyjność Q_γ oraz Q_{kompt} jest scałkowana w kierunku poprzecznym.



Rysunek 3.2: Widmo promieniowania gorącego przepływu rejestrowane przez odległego obserwatora dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$, $\delta = 0.5$, $\beta_B = 9$, $\dot{m} = 0.1$ oraz $a = 0$ (niebieska ciągła linia) i $a = 0.998$ (czerwona przerywana). Składniki widmowe z lewej strony (zakres radiowy do rentgenowskiego) są produkowane przez emisję synchrotronową i jej komptonizację termiczną, składniki w zakresie γ powstają w wyniku rozpadu π^0 i odpowiadają modelowi N z $s = 2.6$.

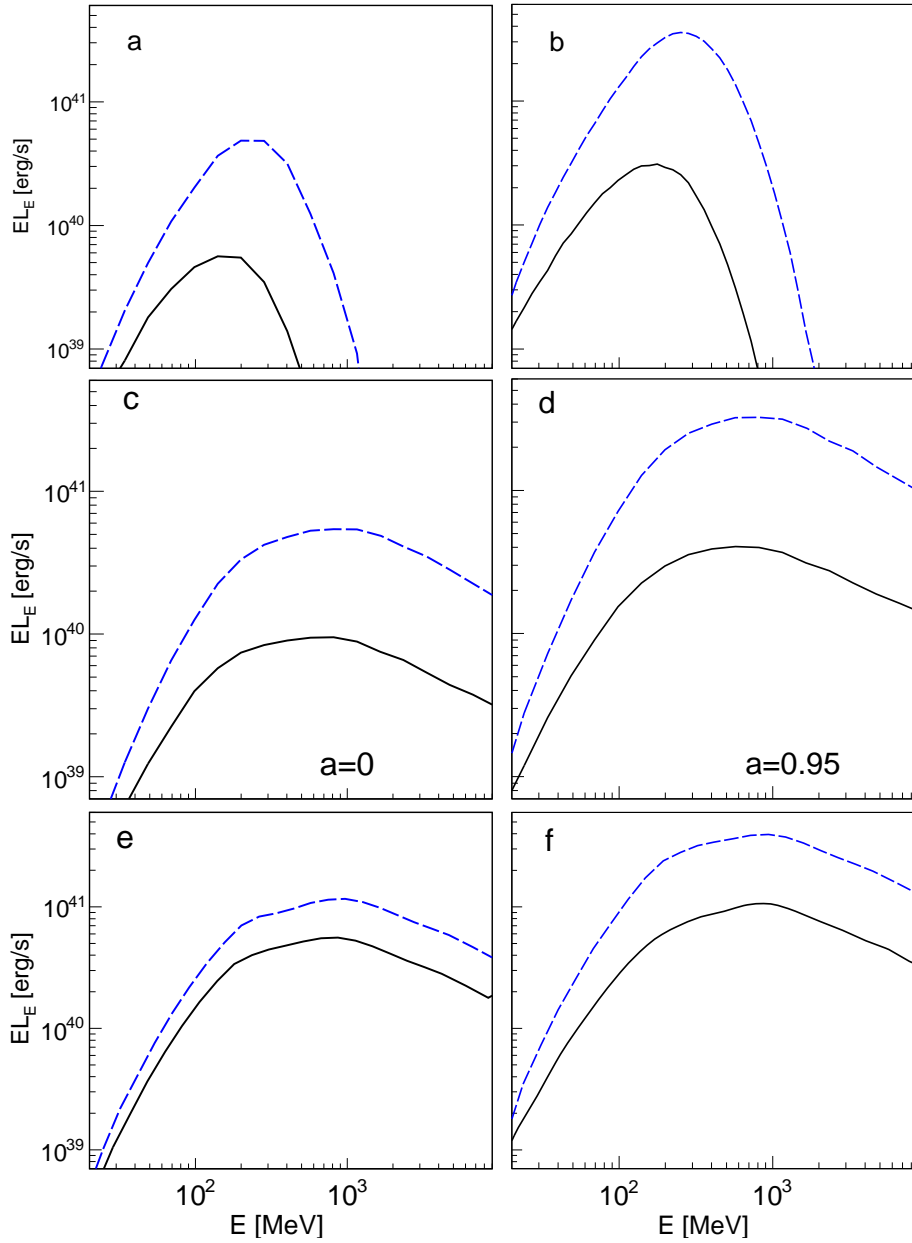
przeprowadzone zostały również tylko dla jednej wartości $\dot{m} = 0.1$, ale zmiany parametru δ dały dość duży zakres wartości λ_{2-10} , pozwalający na badanie zależności absorpcji $\gamma\gamma$ od jasności rentgenowskiej.

3.1 Wyniki

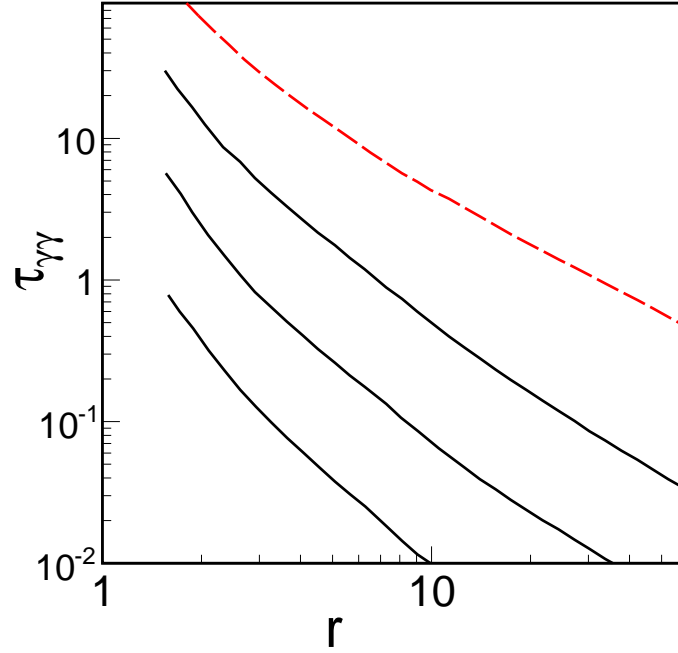
Stwierdziłam silną zależność emisji γ od właściwie wszystkich założeń przyjętych w obliczeniach, co praktycznie uniemożliwia sformułowanie jednoznacznych przewidywań co do jasności w tym zakresie energii. Przykładowe profile radialne oraz widma promieniowania rentgenowskiego i γ , rejestrowane przez odległego obserwatora, pokazane są na Rysunkach 3.1 i 3.2. Przedstawione na Rysunku 3.1 Q_γ i Q_{kompt} są zdefiniowane jako ilość energii emitowanej w jednostce czasu z jednostki powierzchni przepływu w wyniku odpowiednio rozpadu π^0 i komptonizacji. Dla $\delta = 10^{-3}$ użytego na tym rysunku, ogrzewanie elektronów jest zdominowane przez kompresję, opisywaną przez Q_{kompr} zdefiniowane w równaniu (2.4), która bardzo słabo zależy od spinu (ten efekt jest opisany w pracy Niedźwiecki et al. (2012)), dlatego profile Q_{kompt} są niemal identyczne dla wszystkich a . Dla odmiany, w modelu T, założonym na tym rysunku, emisyjność promieniowania γ bardzo mocno zależy od a . Widać jednak jednocześnie, że Q_γ jest o wiele bardziej strome i skoncentrowane w centrum niż Q_{kompt} , zatem ten składnik jest znacznie mocniej osłabiany przez efekty transferu, co jest pokazane poniżej. Z kolei dla $\delta = 0.5$ użytego na Rysunku 3.2, składnik komptonizacyjny dość mocno zależy od a , podczas gdy w założonym tam modelu N składnik γ praktycznie nie zależy od parametru spinu, co prowadzi do nieco zaskakującego wniosku, że w tym przypadku L_γ/L_X jest większe dla mniejszego a .

Rysunek 3.3 przedstawia widma promieniowania γ produkowanego w przepływie dla różnych rozkładów energii protonów. Zgodnie z opisem w Dodatku B.1.1, dla termicznego rozkładu protonów fotonowe widma γ mają symetryczny rozkład wokół ~ 70 MeV w skali logarytmicznej. W jednostkach EF_E maksimum przesunęło się jednak na $\sim 200 - 300$ MeV. W przypadku występowania składowej potęgowej rozkładu protonów, widmo fotonowe ma dla $E > 1$ GeV taki sam wykładnik jak rozkład energii protonów.

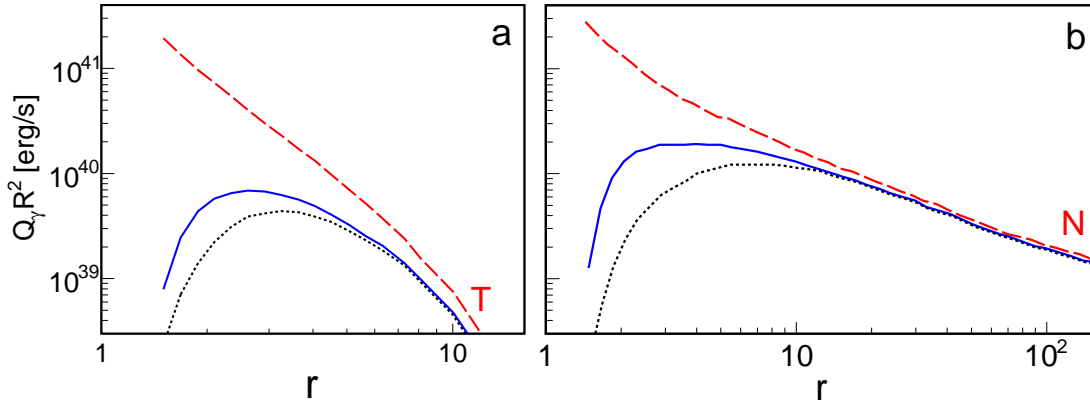
Rysunki 3.3 – 3.5 ilustrują wyniki systematycznych badań wpływu efektów OTW i absorpcji $\gamma\gamma$. Jak widać na Rysunku 3.3, modele, w których emisja γ pochodzi głównie z $r < 10$, czyli T i H_{r15}, mają dość silną zależność L_γ od a . Silny wkład z $r > 10$, taki jak w modelu N, usuwa jednak tę zależność. Widać również, że pochłanianie fotonów



Rysunek 3.3: Niebieskie kreskowane linie pokazują widma promieniowania γ w układzie spoczynkowym przepływu, czarne ciągłe linie pokazują widma obserwowane z dala od przepływu po uwzględnieniu efektów OTW (pochłanianie przez czarną dziurę, zmiana energii fotonu). Panele z lewej strony są dla $a = 0$, panele z prawej dla $a = 0.95$. (a,b) model T, (c,d) model H_{r15} , (e,f) model N. We wszystkich modelach $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 9$, $\dot{m} = 0.1$, $M = 2 \times 10^8 M_\odot$.



Rysunek 3.4: Droga optyczna na produkcję par dla fotonu γ poruszającego się w zewnętrznym kierunku radialnym w funkcji odległości punktu emisji. Czarne ciągłe linie są dla $a = 0.95$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 9$ i energii fotonu $E_\gamma = 100$ MeV, 1 GeV and 10 GeV od dołu do góry. Czerwona przerywana linia jest dla $a = 0.95$, $\delta = 0.5$, $\beta_B = 9$ i $E_\gamma = 10$ GeV.



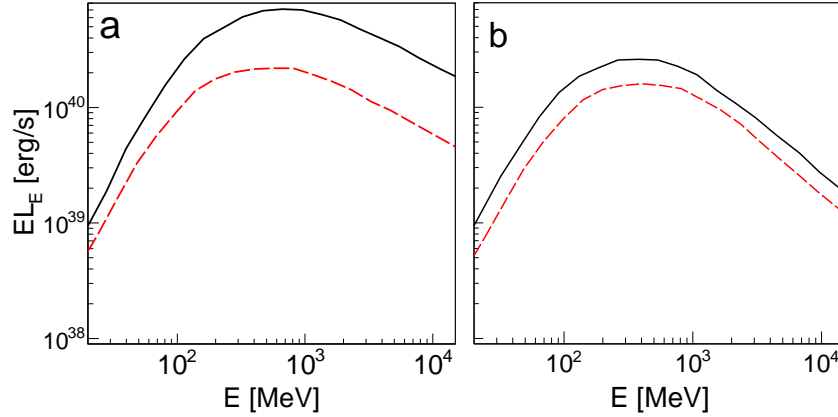
Rysunek 3.5: Czerwone przerywane linie pokazują radialny profil scałkowanej poprzecznie emisyjności promieniowania γ , Q_γ , niebieskie ciągłe linie pokazują lokalny wkład z jednostki powierzchni przepływu do jasności γ obserwowanej przez odległego obserwatora z pominięciem absorpcji $\gamma\gamma$, zaś czarne kropkowane pokazują analogiczne wkłady ale z uwzględnieniem absorpcji. (a) model T i (b) model N z $s = 2.6$; w obu modelach $a = 0.95$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 9$, $\dot{m} = 0.1$ i $M = 2 \times 10^8 M_\odot$. Porównanie linii kreskowanych i ciągłych pokazuje wpływ efektów transferu w polu grawitacyjnym (głównie pochłaniania fotonów przez czarną dziurę), porównanie linii ciągłych i kropkowanych pokazuje dodatkowy wpływ absorpcji wewnątrz przepływu.

przez czarną dziurę – efekt pominięty np. w pracy Oka & Manmoto (2003) – redukuje w modelu T obserwowane L_γ o czynnik rzędu ~ 10 . Dla obszarów emisji położonych najbliżej horyzontu zdarzeń, mniej niż 1% fotonów ucieka do odległych obserwatorów (nawet pomijając efekt absorpcji $\gamma\gamma$) jak widać z porównania ciągłych i przerywanych linii na Rysunku 3.5.

Na Rysunku 3.4 pokazana jest droga optyczna, $\tau_{\gamma\gamma}$, scałkowana w radialnym kierunku zewnętrznym w płaszczyźnie równikowej od punktu emisji w odległości r do $r_{\text{out}} = 1000$ – jest ona oczywiście silną funkcją energii fotonu i odległości punktu emisji. Szczegółowa zależność $\tau_{\gamma\gamma}(r)$ od parametrów modelu zawiera w sobie zależność od widma i rozkładu radialnego emisji rentgenowskiej oraz od pola prędkości materii i metryki, które mają wpływ na rozkład kątowy produkowanego promieniowania, ale co do rzędu wielkości prawdopodobieństwo absorpcji jest proporcjonalne do λ_{2-10} . Z przedstawionych rozkładów $\tau_{\gamma\gamma}$ wynika, że w badanym zakresie jasności rentgenowskich następuje przejście przepływu od w pełni przezroczystego dla fotonów γ o energiach 0.1–10 GeV do nieprzezroczystego, w miarę jak promień fotosfery (zdefiniowanej jako powierzchnia, na której $\tau_{\gamma\gamma} = 1$) przesuwa się od horyzontu zdarzeń do kilkudziesięciu R_g . Przepływy z $\lambda_{2-10} < 10^{-4}$ powinny być w pełni przezroczyste dla fotonów o $E < 1$ GeV. Dla $\lambda_{2-10} > 10^{-3}$, fotony takie mogą uciekać tylko z $r > 10$.

Rysunek 3.5 pokazuje radialne profile emisyjności γ , oraz wkład z jednostki powierzchni do jasności γ obserwowanej z dala od przepływu z uwzględnieniem i pominięciem absorpcji $\gamma\gamma$. Rysunek ten odpowiada małej jasności $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-5}$, przy której wpływ tego drugiego efektu jest umiarkowany, jednak dla większych λ_{2-10} emisja z $r < 10$ jest niemal całkowicie zaabsorbowana.

Na Rysunku 3.6(a) pokazane są zależne od kąta obserwacji widma modelu H_{r15} , a więc zdominowanego przez emisję z małych r , uwzględniające tylko efekty transferu OTW. W wyniku efektu Dopplera związanego z ruchem orbitalnym, oraz charakterystycznego dla metryki Kerra efektu uginania trajektorii w kierunku płaszczyzny równikowej, widma obserwowane pod większym kątem są silniejsze. Na Rysunku 3.6(b) widać jednak, że nawet dla najmniejszych λ_{2-10} rozważanych w tej rozprawie, absorpcja $\gamma\gamma$ silnie redukuje zależność od kąta, dlatego powyżej rozważałam widma uśrednione po kącie obserwacji.



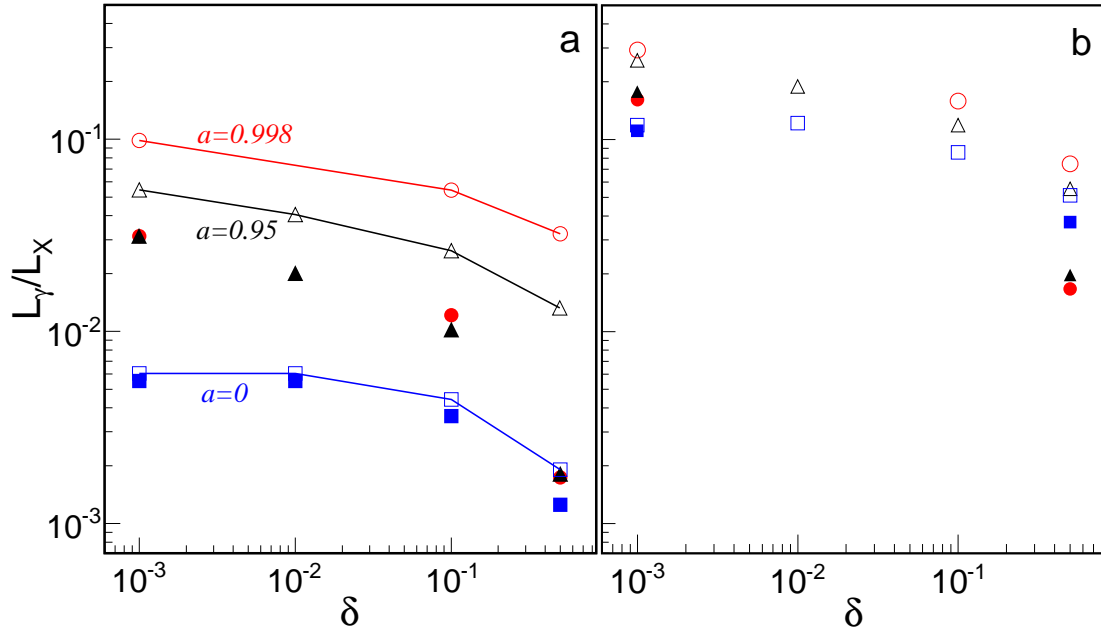
Rysunek 3.6: Widma promieniowania γ zależne od kąta obserwacji, dla $\theta_{\text{obs}} = 70^\circ$ (czarne ciągle) i $\theta_{\text{obs}} = 30^\circ$ (czerwone kreskowane) w modelu H_{r15} z $a = 0.998$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 9$, $\dot{m} = 0.1$ i $M = 2 \times 10^8 M_\odot$, pomijające (a) i uwzględniające (b) efekt absorpcji $\gamma\gamma$. Na panelu (a) widmo obserwowane pod większym kątem ma większą amplitudę w wyniku wzmocnienia przez efekt Dopplera i efekty transferu w metryce Kerra. Jak widać na panelu (b), absorpcja – redukująca wkład z wewnętrznych części – usuwa anizotropię. Efekty absorpcji zależą od energii fotonu, zatem zmienia się również widmo, dla $E > 1$ GeV indeks widmowy wzrasta o $\Delta\Gamma \simeq 0.2$.

3.2 Jasność rentgenowska i γ

Rozwiązania otrzymane w tym rozdziale pokrywają zakres jasności rentgenowskiej od $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-5}$ (we wszystkich rozwiązaniach z $\delta = 10^{-3}$) do $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-4}$ (w modelach z $\delta = 0.5$ i $a \geq 0.95$). Rysunek 3.7 podsumowuje odpowiadające im wyniki dotyczące związku pomiędzy przewidywanymi jasnościami rentgenowskimi oraz γ , przedstawiając je w funkcji δ , który jest głównym parametrem wprowadzającym niepewność do przewidywań modelu. Biorąc pod uwagę niepewność co do rozkładu energii protonów, Rysunek 3.7(a) dla modelu T pokazuje najmniejsze, zaś Rysunek 3.7(b) dla modelu N największe jasności γ , jakich można oczekiwać z gorących przepływów.

Jak widać, w modelu T jasność γ produkowana w przepływie bardzo silnie zależy od spinu czarnej dziury, z różnicą między $a = 0$ i $a = 0.998$ przekraczającą rząd wielkości, jednak absorpcja $\gamma\gamma$ redukuje te różnice do czynnika rzędu ~ 5 dla $\lambda_{2-10} = 4 \times 10^{-5}$ (dla którego promień fotosfery dla $E = 1$ GeV wynosi $r \simeq 3$) i zupełnie znosi te różnice dla $\lambda_{2-10} \simeq 4 \times 10^{-4}$, dla której promień fotosfery dla $E = 1$ GeV wynosi $r \simeq 10$.

W modelu N znaczna część emisji γ pochodzi z $r > 10$ co redukuje zależność od a , ale jednocześnie w rozważanym zakresie λ_{2-10} oznacza, że większość emisji γ powstaje poza fotosferą. Odwrócenie zależności od a dla $\delta = 0.5$ wynika tutaj z większej jasności rentgenow-



Rysunek 3.7: Jasność przepływu w zakresie 0.1–10 GeV dla modelu (a) T i (b) N z $s = 2.6$, podzielona przez jasność w zakresie 2–10 keV, w funkcji parametru δ dla $a = 0.998$ (czerwone kółka), $a = 0.95$ (czarne trójkąty) oraz $a = 0$ (niebieskie kwadraty). Pozostałe parametry: $M = 2 \times 10^8 M_\odot$, $\dot{m} = 0.1$, $\beta_B = 9$. Pełne symbole odpowiadają jasności $L_{0.1-10\text{GeV}}$ obserwowanej po uwzględnieniu absorpcji $\gamma\gamma$, otwarte symbole odpowiadają jasności obliczonej z pominięciem efektu absorpcji wewnątrz przepływu (ale z uwzględnieniem transferu OTW).

skiej dla większych a i takiej samej obserwowanej L_γ (co widać też na Rysunku 3.2). Przewidywane w tym przypadku (tzn. przy założeniach modelu N) $L_{0.1-10\text{GeV}}/L_{2-10\text{keV}} \sim 0.1$ może być testowane przy użyciu danych detektora LAT.

Przedstawione powyżej wyniki były otrzymane dla jednej wartości tempa akrecji $\dot{m} = 0.1$. Dla $\dot{m} < \dot{m}_{\text{max}}$ (zdefiniowanego w Rozdziale 2) gęstość w przepływie spełnia prostą zależność $n \propto \dot{m}$. Biorąc pod uwagę, że tempo produkcji pionów zależy od kwadratu gęstości protonów, można zatem zastosować proste skalowanie $L_\gamma \propto \dot{m}^2$ odnoszące się do jasności pomijającej absorpcję $\gamma\gamma$ (czyli pokazanej otwartymi symbolami na Rysunku 3.7). Zależność jasności rentgenowskiej od \dot{m} nie jest jednak prosta, co jest dyskutowane w następnych rozdziałach. Dlatego, przy uwzględnieniu wpływu absorpcji $\gamma\gamma$, wyników tych nie można zastosować do oszacowania $L_{0.1-10\text{GeV}}/L_{2-10\text{keV}}$ z dokładnością lepszą niż rząd wielkości. Precyzyjne porównanie przewidywań modelu z obserwacjami, np. z ograniczeniami górnymi na L_γ w celu ograniczenia zakresu wartości parametrów modelu, wymaga więc otrzymania rozwiązań dla każdego zestawu parametrów.

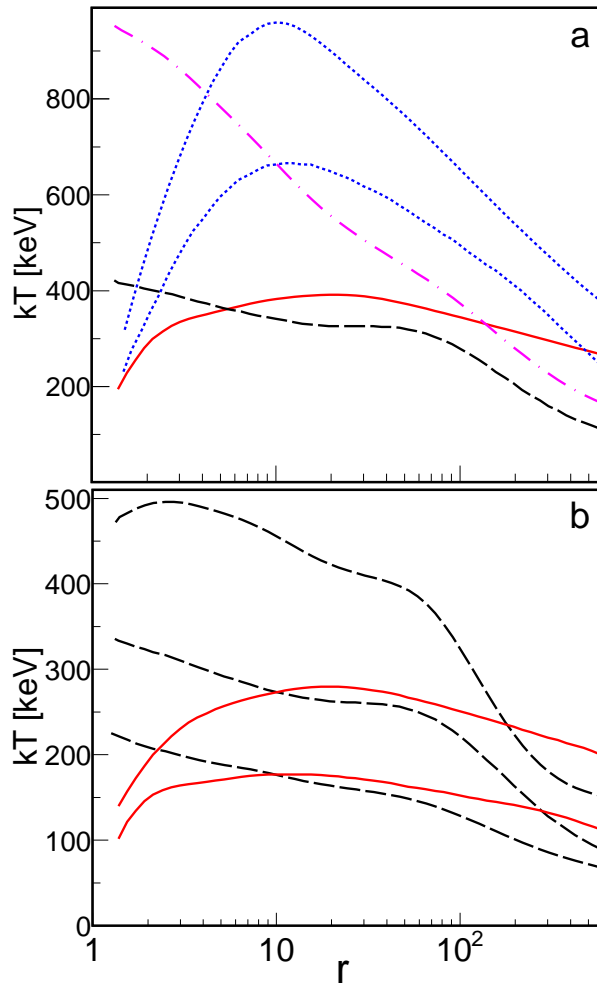
Rozdział 4

Widma rentgenowskie: wpływ parametrów przepływu

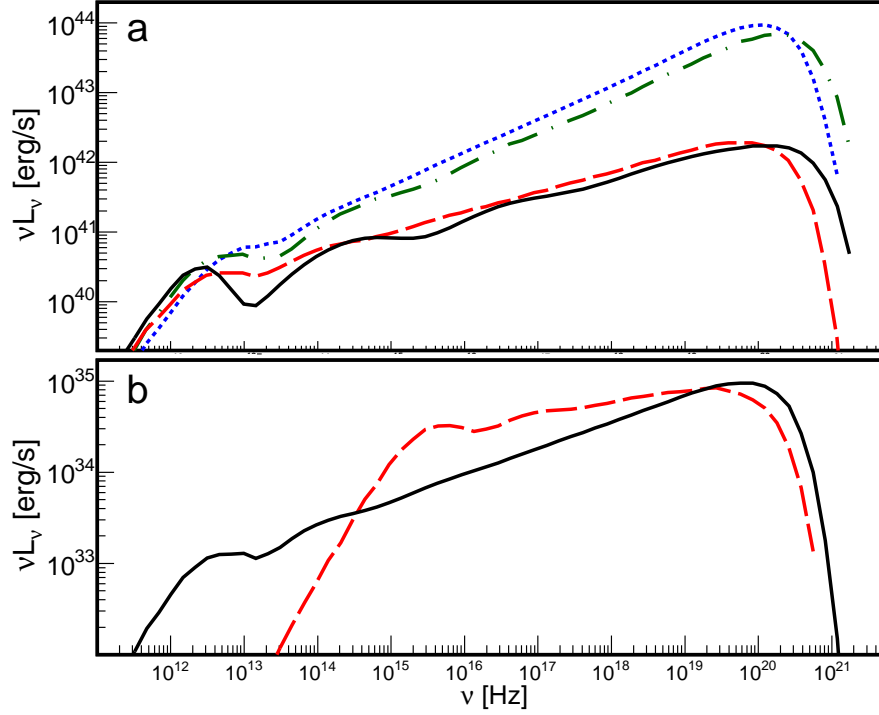
W tym rozdziale przedstawiam wyniki badania promieniowania produkowanego w wyniku termicznej komptonizacji *termicznego* promieniowania synchrotronowego (w obliczeniach uwzględniony jest również *bremsstrahlung* i jego komptonizacja, jednak dla rozważanych tutaj parametrów jego wpływ jest pomijalny i dlatego pomijam go w dalszym opisie). Model ten (tzn. z termicznym promieniowaniem synchrotronowym jako źródłem miękkich fotonów) jest w zasadzie taki sam, jaki badany był w wielu poprzednich pracach dotyczących modelu ADAF, jednak zależność tego modelu od podstawowych parametrów nie była wcześniej systematycznie zbadana przy użyciu precyzyjnego modelu. We wszystkich obliczeniach wykorzystany jest model opisany w Rozdziale 2.

4.1 Wyniki

Rysunek 4.1 przedstawia rozkłady temperatury elektronów, które otrzymałam przez uzgodnienie bilansu energetycznego elektronów z symulacjami (Monte Carlo) globalnego procesu komptonizacji. Rysunek 4.2 przedstawia przykładowe widma otrzymane w takich symulacjach. W Tabelach 4.1 i 4.2 podaję jasności bolometryczne w jednostkach L_{Edd} dla charakterystycznych wartości parametrów; są tam również wprowadzone oznaczenia modeli stosowane w tekście. Z podanych tam wartości L/L_{Edd} i \dot{m} można wyznaczyć sprawność promienistą, $L/(\dot{M}c^2)$. Na Rysunku 4.3(a) pokazana jest ewolucja w płaszczyźnie $\Gamma-\lambda_{2-10}$ spowodowana zmianą \dot{m} ; indeks widmowy Γ jest wyznaczony w zakresie 2-100 keV.



Rysunek 4.1: Radialne profile T_e w przepływie dla modelu z chłodzeniem elektronów ustalonym przez komptonizację termicznego promieniowania synchrotronowego. Panel (a) ilustruje zależność od M , δ , β_B : niebieskie kropkowane linie są dla $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 9$ i $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ (górną; model a1) oraz $M = 10 M_\odot$ (dolną, model s1), jak widać model z $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ przewiduje ok. 1.5 razy większą T_e ; czerwona ciągła linia jest dla $\beta_B = 1$ i $\delta = 10^{-3}$ (model a6), przez porównanie z niebieską pokazuje ogromny wzrost T_e , o ok. 500 keV dla $r \sim 10$ odpowiadający wzrostowi β_B od 1 do 9; czarna kreskowana linia jest dla $\beta_B = 1$ i $\delta = 10^{-3}$ (model a6); fioletowa linia kropka-kreska jest dla modelu z wpływem (model o2), wzrost kT_e do prawie 1 MeV w wewnętrznej części jest związany z redukcją grubości optycznej w tym obszarze spowodowaną wpływem. Panel (b) ilustruje zależność T_e i jej zmianę z \dot{m} dla $M = 10 M_\odot$ i $\beta_B = 1$; czarne kreskowane linie są dla $\delta = 0.5$ z $\dot{m} = 0.03, 0.1$ and 0.3 , czerwone ciągłe linie są dla $\delta = 10^{-3}$ z $\dot{m} = 0.1$ i 0.3 ; w obu przypadkach wzrost \dot{m} odpowiada spadkowi temperatury. Dla wszystkich modeli $a = 0.95$.



Rysunek 4.2: Przykładowe widma gorących przepływów, obliczone kodem Monte Carlo dla parametrów rozwiązań modelu z $\dot{m} = 0.1$, $a = 0.95$. Panel (a) pokazuje wpływ β_B i δ w modelach z $M = 2 \times 10^8 M_\odot$: $\beta_B = 9$ i $\delta = 10^{-3}$ (czarna ciągła), $\beta_B = 1$ i $\delta = 10^{-3}$ (czerwona przerywana), $\beta_B = 9$ i $\delta = 0.5$ (zielona kropka-kreska), $\beta_B = 1$ i $\delta = 0.5$ (niebieska kropkowana). Panel (b) pokazuje wpływ M w modelach z $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$: $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ (czarna ciągła, jasność w tym przypadku zmniejszona jest o czynnik 2×10^7 związany z różnicą mas) oraz $M = 10 M_\odot$ (czerwona kreskowana).

Poniżej przedstawiam tylko widma uśrednione po kącie obserwacji. Promieniowanie produkowane w pobliżu ($r \lesssim 4$) szybko rotującej czarnej dziury charakteryzuje się dużym stopniem anizotropii, jednak w moich obliczeniach mieszanie promieniowania z tego obszaru z promieniowaniem produkowanym w większych odległościach redukuje anizotropię; strumień promieniowania rentgenowskiego obserwowany dla $\cos \theta_{\text{obs}} = 0.1$ jest typowo o czynnik ~ 2 większy niż dla $\cos \theta_{\text{obs}} = 0.9$. Uwzględnienie tego efektu miałyby znaczenie np. dla wyjaśnienia amplitudy promieniowania reprocessowanego w odległej materii, które w tej rozprawie nie jest rozważane. Zależność od tego dodatkowego parametru wprowadziłoby dalszą, niepotrzebną w tym przypadku, komplikację.

Poniżej krótko podsumowuję zależność od podstawowych parametrów.

model	M [M_{\odot}]	\dot{m}	a	δ	β_B	L/L_{Edd} [%]
a1	2×10^8	0.1	0	10^{-3}	9	0.04
a2	2×10^8	0.1	0	0.5	9	0.24
a3	2×10^8	0.1	0.95	10^{-3}	9	0.04
a4	2×10^8	0.3	0.95	10^{-3}	9	0.12
a5	2×10^8	0.1	0.95	0.5	9	0.8
a6	2×10^8	0.1	0.95	10^{-3}	1	0.04
a7	2×10^8	0.3	0.95	10^{-3}	1	0.28
a8	2×10^8	0.01	0.95	0.5	1	0.14
a9	2×10^8	0.1	0.95	0.5	1	1.4
a10	2×10^8	0.3	0.95	0.5	1	4.7
a11	2×10^8	0.1	0.998	10^{-3}	9	0.04
a12	2×10^8	0.1	0.998	0.1	9	0.12
a13	2×10^8	0.1	0.998	0.5	9	1
s1	10	0.1	0.95	10^{-3}	9	0.04
s2	10	0.3	0.95	10^{-3}	9	0.09
s3	10	0.6	0.95	10^{-3}	9	0.28
s4	10	0.1	0.95	0.5	9	0.7
s5	10	0.1	0.95	0.5	1	1.4
s6	10	0.1	0.95	0.5	0.43	1.6
s7	10	0.3	0.95	0.5	1	4.8
s8	10	0.1	0.95	10^{-3}	1	0.05
s9	10	0.3	0.95	10^{-3}	1	0.27
s10	10	0.45	0.95	10^{-3}	1	0.72
s11	10	0.6	0.95	10^{-3}	1	1.5
s12	10	0.1	0.95	10^{-3}	0.3	0.04
s13	10	0.3	0.95	10^{-3}	0.3	0.35
s14	10	0.5	0.95	10^{-3}	0.3	1
v1	10	0.1	0.95	10^{-3}	1	0.16

Tablica 4.1: Parametry modelu oraz jasność bolometryczna w jednostkach L_{Edd} w modelach ze stałym \dot{m} . We wszystkich modelach $\alpha = 0.3$, z wyjątkiem modelu v1, w którym $\alpha = 0.1$.

Namagnesowanie plazmy

Rozwiązania z mniejszą β_B charakteryzują się dużo mniejszą temperaturą elektronów, np. na Rysunku 4.1(a) kT_e dla $\beta_B = 1$ i 9 różnią się o $\simeq 500$ keV. Ma to oczywiście odzwierciedlenie w pozycji obcięcia wysokoenergetycznego, jak widać na Rysunku 4.2(a), oraz w wartościach T_e^{PS} (Rysunek 4.5). Podobny efekt odnotowany jest przez Esin et al. (1998), którzy przypisują go w całości wzrostowi emisyjności promieniowania synchro-

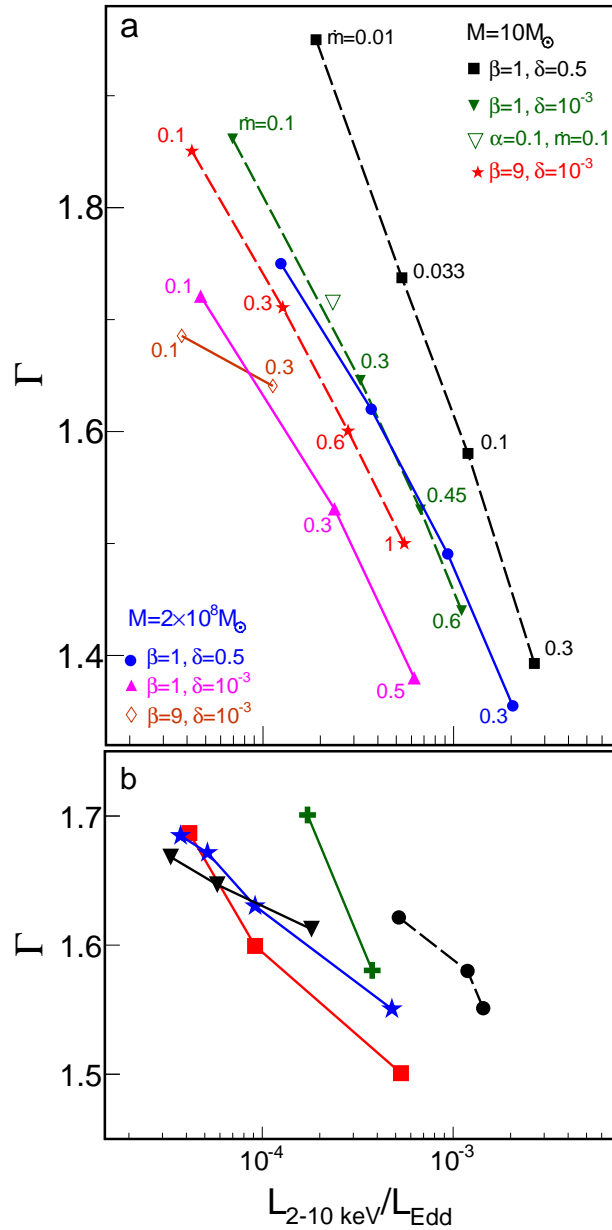
model	M [M_{\odot}]	\dot{m}_{out}	a	δ	β_B	L/L_{Edd} [%]
o1	2×10^8	0.5	0.95	0.5	1	0.7
o2	2×10^8	0.5	0.95	0.5	9	0.5
o3	2×10^8	0.17	0.95	0.5	9	0.29
o4	10	0.5	0.95	0.5	9	0.5
o5	10	0.5	0.95	0.5	1	0.7

Tablica 4.2: Jak w Tabeli Table 4.2 ale dla modeli z $\dot{m} = \dot{m}_{\text{out}}(r/r_{\text{out}})^{0.3}$.

nowego, Q_{synch} , dla silniejszego pola magnetycznego. Oczywista zależność Q_{synch} od β_B nie wystarcza jednak do wyjaśnienia tak silnego wpływu na T_e . Jak widać na Rysunku 2.3(a), przepływy z mniejszą wartością β_B mają mniejszą grubość geometryczną, ten sam efekt jest widoczny na rysunku 4 w pracy Popham & Gammie (1998). Mechanizm fizyczny tego efektu dyskutowany jest w pracach Popham & Gammie (1998); Quataert & Narayan (1999). W przepływach z mniejszą β_B (większe B) większa część dyssypowanej energii musi zostać zużyta do zbudowania pola magnetycznego, zatem mniej energii jest dostępne do ogrzewania gazu, który w związku z tym wytwarza mniejsze ciśnienie. Wkład pola magnetycznego do całkowitego ciśnienia charakteryzowany jest indeksem adiabaticznym $4/3$, mniejszym niż indeks adiabaticzny protonów, $\simeq 5/3$, a zatem przepływy z większym β_B są mniej ściśliwe i mają większą skalę wysokości, H . To z kolei, poprzez równanie ciągłości, prowadzi do spadku iloczynu nH (Frank et al., 2002), gdzie n jest gęstością liczbową. W efekcie przepływ z mniejszą β_B ma większą grubość optyczną – widać to na Rysunku 2.3(b) – co wpływa na tempo chłodzenia mocniej niż zmiany Q_{synch} .

Efektywność grzania elektronów

Na Rysunku 4.2(a) widać wzrost jasności oraz ztwardnienie widma (czyli spadek Γ) wynikający ze wzrostu δ . Dla dużych wartości a , wzrost δ z 10^{-3} do 0.5 zwiększa L o ponad rząd wielkości, zaś dla $a = 0$ kilkukrotnie. To z kolei oznacza, że dla $\delta = 0.5$ ta sama L jest produkowana przy \dot{m} co najmniej kilkukrotnie mniejszym niż dla $\delta = 10^{-3}$, a zatem dla $\delta = 0.5$ grubość optyczna przepływu ($\propto \dot{m}$) jest kilkukrotnie mniejsza, widać to też poniżej na Rysunku 5.4(b). Mniejsza grubość optyczna oznacza z kolei dużo mniejsze tempo chłodzenia, a zatem dużo większą T_e .



Rysunek 4.3: Panel (a) pokazuje ewolucję widmową w płaszczyźnie Γ - λ_{2-10} wynikającą ze zmiany \dot{m} w modelach z $M = 2 \times 10^8 M_{\odot}$ (punkty połączone linią ciągłą) oraz $M = 10 M_{\odot}$ (linie przerywane), pozostałe parametry podane są na rysunku. We wszystkich modelach $a = 0.95$. Otwarty zielony trójkąt jest dla $\alpha = 0.1$ (model v1). Panel (b) pokazuje wynik zmiany \dot{m}_{out} w modelu z wypływem (zielone krzyże, model o3 i o2), wynik zmiany β_{B} (czarne kółka, models s4, s5, s6) oraz wynik zmiany δ od 10^{-3} do 0.5 dla $\beta_{\text{B}} = 9$, $\dot{m} = 0.1$, $M = 2 \times 10^8 M_{\odot}$ i różnych wartości spinu: $a = 0$ (czarne trójkąty), $a = 0.95$ (niebieskie gwiazdki) i $a = 0.998$ (czerwone kwadraty).

Spin czarnej dziury

Spin wpływa na emisję rentgenowską głównie poprzez tempo dyssypacji, Rysunek 2.1(a). Dla silnego grzania bezpośredniego z $\delta = 0.5$, L jest o czynnik ~ 5 większe dla szybko rotującej niż dla nierotującej czarnej dziury. Stabilizacja ruchu kołowego daje również większą gęstość i temperaturę protonów w obszarze $r < 10$, Rysunki 2.1(bc), co z kolei daje grzanie kulombowskie większe o czynnik ~ 5 dla dużych a . Wpływ a na grzanie kompresyjne jest natomiast nieznaczący, co oznacza, że różnica między modelami z różnymi wartościami a znika dla bardzo małych \dot{m} .

Tempo akrecji

We wszystkich modelach wzrost tempa chłodzenia związany ze wzrostem grubości optycznej wraz ze wzrostem \dot{m} przeważa nad wzrostem tempa ogrzewania elektronów, zatem temperatura elektronów spada ze wzrostem \dot{m} , jak widać na Rysunku 4.1(b).

Szybkość wzrostu L z \dot{m} zależy od procesu, który dominuje w ogrzewaniu elektronów. W otrzymanych przeze mnie rozwiązaniach tempo kulombowskie $\propto \dot{m}^{2.5}$ (oprócz zmiany z kwadratem gęstości dochodzi tu czynnik związany ze spadkiem temperatury) rośnie dużo szybciej niż tempo kompresyjne $\propto \dot{m}^{0.6}$ (wzrost gęstości częściowo kompensowany spadkiem temperatury). Oznacza to, że dla małych δ przy pewnym tempie akrecji następuje przejście od dominacji grzania kompresyjnego (dla małych \dot{m}) do dominacji grzania kulombowskiego. W zakresie dominacji grzania bezpośredniego lub kulombowskiego, ewolucja na wykresie $\Gamma-\lambda_{2-10}$ związana ze zmianami \dot{m} jest bardzo stroma, Rysunek 4.3(a), zaś przy dominującym grzaniu kompresyjnym nieco bardziej płaska.

Wyływ

Wyływ silnie redukuje grubość optyczną w obszarze centralnym, np. w modelach o2 i o4 otrzymujemy poprzeczną grubość optyczną $\tau_z \simeq 0.05$ dla $r < 100$. Ta mała wartość τ_z daje niewielkie tempo chłodzenia i powoduje silny wzrost temperatury, osiągającej $kT_e \simeq 1$ MeV dla małych r , widoczny na Rysunku 4.1(a).

Masa czarnej dziury

Rozwiązanie hydrodynamiczne nie zależy od M , ale nietrywialna zależność jasności termicznego promieniowania synchrotronowego od M (Dodatek A.1.5), $L_{\text{synch,th}}/L_{\text{Edd}} \propto$

$M^{-1/2}$ (Mahadevan, 1997), wprowadza zależność od masy czarnej dziury. Efekt taki zauważony był również w pracy Wardziński & Zdziarski (2000). Związane z tym mniejsze tempo chłodzenia dla supermasywnych czarnych dziur daje większe T_e , jak widać na Rysunku 4.1(a), oraz znacznie twardsze widma, Rysunek 4.2(b), niż dla $M = 10 M_\odot$.

Parametr lepkości

Wartość parametru α wyznacza krytyczne tempo akrecji $\propto \alpha^2$ w modelach ADAF (Narayan & Yi, 1995b). W naszym modelu hydrodynamicznym mamy podobną do innych tego typu modeli zależność gęstości $n \propto \alpha^{-1}$. Użycie wartości mniejszej niż $\alpha = 0.3$ oznaczałoby w naszym przypadku zmniejszenie \dot{m}_{\max} , a zatem nie moglibyśmy osiągnąć rozwiązań z $\lambda_{2-10} \simeq 0.002$. Dlatego w większości rozwiązań używamy $\alpha = 0.3$. Sprawdziłam jednak, że mniejsza wartość $\alpha = 0.1$ daje taką samą zależność $\Gamma-\lambda_{2-10}$ jak $\alpha = 0.3$, przykładowy punkt dla modelu v1 z $\alpha = 0.3$ pokazany jest na Rysunku 4.3(a).

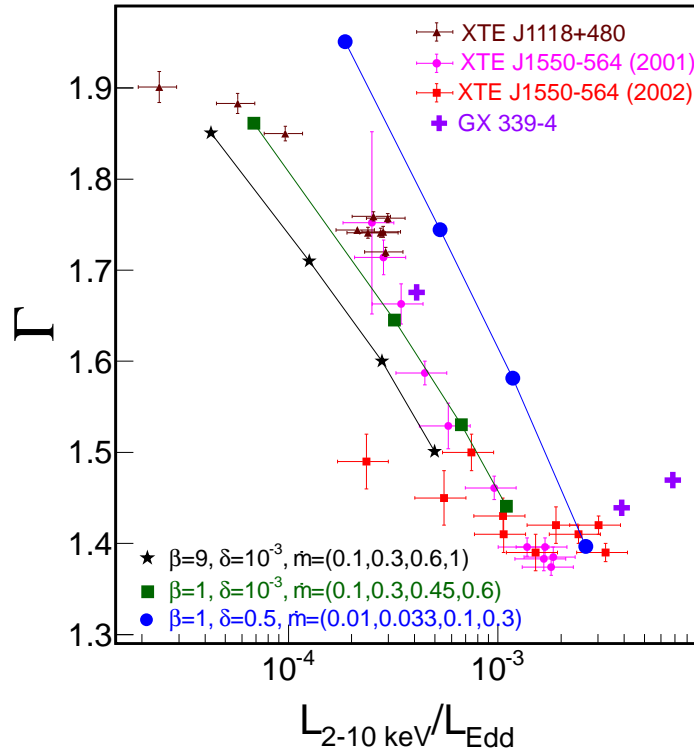
4.2 Porównanie z obserwacjami

Wyniki mojego modelowania porównane są poniżej z obserwacjami trzech rozbłyskujących układów podwójnych z czarnymi dziurami oraz kilku dobrze zbadanych galaktyk aktywnych. Do porównań używam jasności w zakresie 2-10 keV, która jest bezpośrednio mierzoną wielkością. Oszacowanie jasności bolometrycznej używanej czasem w tego typu badaniach wymaga zwykle założenia czynnika skalującego pomiędzy L a $L_{2-10\text{keV}}$, co wprowadza dodatkową niepewność. O ile układy podwójne wykazują przybliżoną zgodność z wersją modelu rozważaną w tym rozdziale, to galaktyki aktywne typowo wykazują duże odstępstwa od tego modelu.

4.2.1 Układy podwójne

Korelacja $\Gamma-\lambda_{2-10}$

Na Rysunku 4.4 pokazane są dane zbiorów (1), (3), (4) i (6) omówionych w Rozdziale 1.2, które zgodnie z dyskusją tam zamieszczoną nie powinny być zaburzone obecnością optycznie grubego dysku. Jak widzimy, obserwacje z $\lambda_{2-10} \lesssim 10^{-3}$ bardzo dobrze zgadzają się z przewidywaniami modelu dla małej wartości $\delta = 10^{-3}$, nieco lepszą zgodność uzyskuje się dla silnego pola magnetycznego. Ewolucja w stronę twardych widm przy bardzo małych

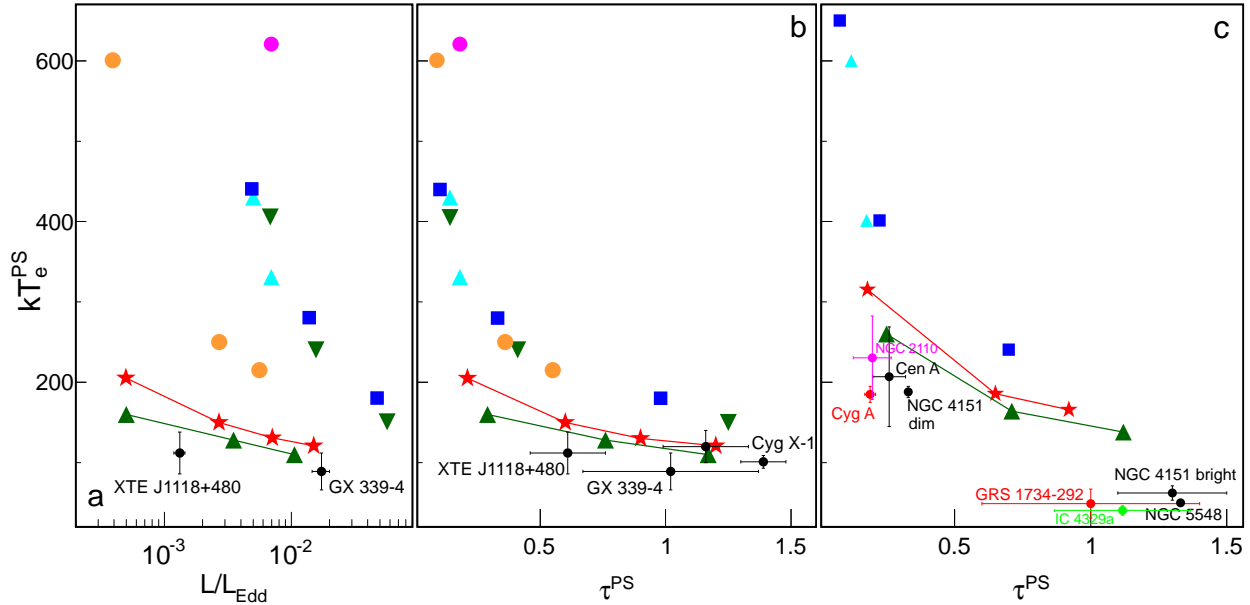


Rysunek 4.4: Fotonowy indeks widmowy jako funkcja λ_{2-10} , dane obserwacyjne (omówione w tekście) dla trzech układów rozblyskujących porównane są z przewidywaniami modelu dla $M = 10 M_{\odot}$ i $a = 0.95$, pozostałe parametry podane są na rysunku.

jasnościach, jak podczas rozblysku XTE J1550-564 w 2002 roku, wymaga prawdopodobnie bardzo słabego pola, $\beta_B > 10$, jednak nie przeprowadziłam obliczeń dla takiego przypadku. Modele z $\delta = 0.5$ produkują zbyt miękkie widma i rozbieżność wzrasta dla malejących λ_{2-10} .

Temperatura elektronów

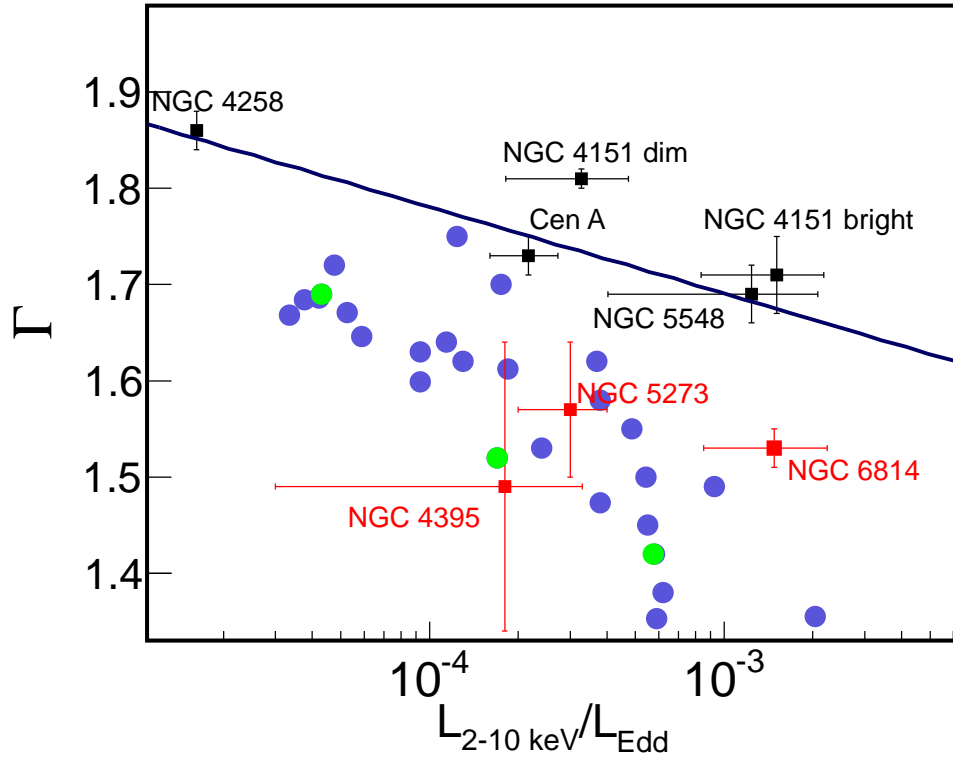
Energia obciążenia wysokoenergetycznego obserwowanego w układach podwójnych dla $L \gtrsim 0.01 L_{\text{Edd}}$ wykazuje antykorelację z jasnością. Antykorelacja taka jest jakościowo zgodna z przewidywaniami naszego modelu, jak widzimy na Rysunku 4.5(a), jednak ten zakres L odpowiadałby w naszych obliczeniach $\dot{m} > \dot{m}_{\text{max}}$. Dla mniejszych L jednak obciążenie typowo nie jest dobrze ustalone z powodu zbyt słabej statystyki fotonów (np. Miyakawa et al., 2008). Analizy modelem *compps* dla GX 339-4 w Miyakawa et al. (2008) dają $kT_e^{\text{PS}} \simeq 90$ keV dla $L \simeq 0.01 L_{\text{Edd}}$, parametry tego pomiaru pokazane są na Rysunkach 4.5(a,b) – Rysunek 4.5(b) zakłada geometrię *slab*, zaś pomiar zakładał geometrię



Rysunek 4.5: Parametry modelu `compps` dopasowane do widm z moich rozwiązań modelu (Rozdział 2.6), T_e^{PS} i τ^{PS} , porównane z wynikami analiz danych obserwacyjnych (opisanych w tekście). Na wszystkich panelach liniami ciągłymi połączone są punkty modeli, które dają przybliżoną zgodność z obserwacjami: czerwone gwiazdki są dla $\beta_B = 1$ i $\delta = 10^{-3}$, zielone trójkąty są dla $\beta_B = 0.3$ i $\delta = 10^{-3}$. Pozostałe punkty ilustrują dużą niezgodność z obserwacjami, polegającą na zawyżeniu temperatury o kilkaset keV, dla innych parametrów (tzn. większej δ , lub większej β_B lub obecności silnego wypływu): zielone trójkąty skierowane w dół są dla $\beta_B = 0.43$ i $\delta = 0.5$, błękitne trójkąty są dla modelu z wypływem (o4 i o5), niebieskie kwadraty są dla $\beta_B = 1$ and $\delta = 0.5$, fioletowe kółko jest dla $\beta_B = 9$ i $\delta = 0.5$, pomarańczowe kółka są dla $\beta_B = 9$ i $\delta = 10^{-3}$. Panele (a) i (b) są dla $M = 10 M_\odot$, panel (c) dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$. We wszystkich modelach $a = 0.95$. (a): T_e^{PS} w funkcji jasności bolometrycznej w jednostkach L_{Edd} , (b) i (c): T_e^{PS} w funkcji τ^{PS} . Parametry Cyg X-1 na panelu (b) zaczerpnięte są z pracy Gierlinski et al. (1997).

sferyczną, dlatego zmierzoną wartość τ^{PS} podzieliłam przez 1.5 (Rozdział 2.6). Moje rozwiązania z największym L dla $\delta = 10^{-3}$ mają zbliżoną jasność i jak widać na rysunkach są marginalnie zgodne z tym pomiarem dla małych β_B .

Interesujący pomiar $kT_e^{\text{PS}} \simeq 100$ keV dla jasności $L \sim 0.001 L_{\text{Edd}}$ wykonany został dla XTE J1118+480 (Frontera et al., 2003). Parametry tego pomiaru są również pokazane na Rysunkach 4.5(a,b). Formalnie zmierzone parametry wymagają przepływu silnie zdominowanego przez pole magnetyczne, $\beta_B \lesssim 0.3$. W pracy (2) zauważamy jednak, że parametry tego fitu zależą raczej od szczegółów widma w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego, gdzie odstępstwa od widma potęgowego przewidywane są dla małych grubości optycznych, niż od pozycji obciążenia wysokoenergetycznego. Po uwzględ-



Rysunek 4.6: Fotonowy indeks widmowy jako funkcja λ_{2-10} , dane obserwacyjne (omówione w tekście) kilku galaktyk aktywnych porównane z wszystkimi omawianymi w tym rozdziale wynikami dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ (w szczególności wszystkie modele z Rysunku 4.3 oraz Tabel 4.1 i 4.2), trzy zielone kółka są dla modelu z dominacją pola magnetycznego: $\beta_B = 0.3$ i $\delta = 10^{-3}$. Linia ciągła pokazuje trend znaleziony w Gu & Cao (2009).

nieniu tego efektu, obserwacja może być też zgodna z modelem dla $\beta_B \simeq 1$ (ale wciąż wymagającym $\delta = 10^{-3}$). Dyskusja ta jednak jest raczej spekulatywna, jej potwierdzenie wymagałoby bezpośredniego zastosowania w analizie tej obserwacji, dlatego jej nie przytaczam.

Wszystkie wersje modelu z $\delta = 0.5$ przewidują dla $L < 0.01 L_{\text{Edd}}$ temperaturę $kT_e^{\text{PS}} \gtrsim 200$ keV, znacznie większą od tych obserwowanych.

4.2.2 Aktywne jądra galaktyk

Γ - λ_{2-10}

Na Rysunku 4.6 przewidywania modelu dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ (punkty na tym rysunku przedstawiają wszystkie rozwiązania omawiane w tym rozdziale) porównane są z omówionymi w Rozdziale 1.3.3 wynikami obserwacji tych galaktyk aktywnych, dla których

dostępne są precyzyjne pomiary M , a wynikające z nich wartości λ_{2-10} są w zakresie rozwiązań modelu. Pokazana jest również relacja $\Gamma = -0.09 \log \lambda_{2-10} + 1.42$ otrzymana w pracy Gu & Cao (2009) dla galaktyk aktywnych o małych jasnościach. Pomimo zastrzeżeń opisanych w Rozdziale 1.3.3, relacja ta dość dobrze zgadza się z typowymi parametrami AGN o $M > 10^7 M_\odot$.

Jak widzimy, rozważany w tym rozdziale model przewiduje widma systematycznie twardsze od typowo obserwowanych w galaktykach aktywnych, przy czym rozbieżności wzrastają z rosnącą λ_{2-10} . Dwa punkty w pobliżu Cen A są dla modeli (a8 and o3) o bardzo małej grubości optycznej, $\tau^{\text{PS}} \sim 0.01$ i $kT_e^{\text{PS}} \sim 1$ MeV, które nie zgadzają się z parametrami komptonizacji zmierzonymi w tym obiekcie, pokazanymi na Rysunku 4.5(c). Zgodność z modelem widać tylko dla trzech obiektów zaznaczonych na czerwono. Zgodnie z dyskusją w Rozdziale 1.3.3, te trzy AGN mają małe masy czarnych dziur, $< 5 \times 10^6 M_\odot$ i obserwuje się w nich dużą zmienność promieniowania rentgenowskiego; na rysunku pokazałam parametry najtwardszych widm obserwowanych z tych obiektów, jednak są one również czasem obserwowane z parametrami podobnymi dla tych w AGN o większych wartościach M . Z kolei AGN z $M \gtrsim 10^7 M_\odot$ nigdy nie są obserwowane w obszarze wypełnionym przez punkty modelu. Bardzo prawdopodobne rozwiązanie tego problemu i możliwą interpretację zależności od M omawiam w następnym rozdziale.

Temperatura elektronów

Na Rysunku 4.5(c) parametry termicznej komptonizacji przewidywane przez nasz model porównane są ze zmierzonymi w AGN: Cyg A, IC 4329a, GRS 1734-292, NGC 2110 (Lubiński et al., 2016), parametry stanu o dużej i małej jasności, określone jako *dim* i *bright*, dla NGC 4151 (Lubiński et al., 2010), NGC 5548 (Magdziarz et al., 1998), Cen A (Beckmann et al., 2011). Ponownie widać, że większość wersji modelu przewiduje o wiele za wysoką temperaturę. Model z $\beta_B = 0.3$, $\delta = 10^{-3}$ i $\dot{m} = 0.1$ jest pozornie zgodny, ale jak widać na Rysunku 4.6 odpowiadające mu punkty są mocno rozbieżne z danymi.

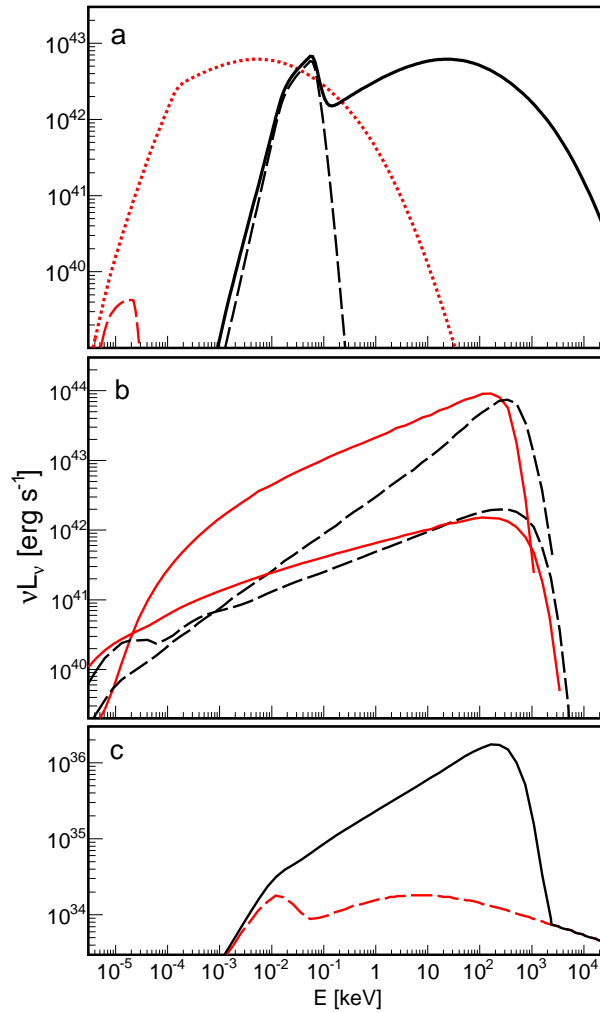
Rozdział 5

Widma rentgenowskie: źródło fotonów miękkich

Wyniki poprzedniego rozdziału wskazują, że w gorących przepływach wokół supermasywnych czarnych dziur termiczne promieniowanie synchrotronowe nie dostarcza wystarczająco silnego strumienia miękkich fotonów. W tym rozdziale rozważam model, który dodatkowo bierze pod uwagę obecność nietermicznych elektronów i ich emisję synchrotronową, która może znacząco wzmocnić efektywność chłodzenia komptonowskiego (Wardziński & Zdziarski, 2001; Veledina et al., 2011). Argumenty za obecnością nietermicznych elektronów w gorących przepływach dyskutowane są np. w Poutanen & Veledina (2014).

Wszystkie obliczenia przeprowadziłam wykorzystując model opisany w Rozdziale 2. Jedyna różnica z Rozdziałem 4 dotyczy uwzględnienia nietermicznego składnika synchrotronowego. Jako podstawowe źródło nietermicznych elektronów rozważam rozpady pionów naładowanych, szczegóły obliczeniowe podane są w Dodatkach A i B. Dla każdego rozkładu protonów, widmo wstrzykiwanych w wyniku rozpadu pionów e^\pm ma maksimum na $\simeq 35$ MeV. Dla wszystkich parametrów rozważanych w moich obliczeniach, skala czasowa chłodzenia synchrotronowego jest krótsza niż skala czasowa akrecji, zatem, zgodnie z równaniem (B.14), elektrony osiągają rozkład ustalony $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$ dla czynników Lorentza $\gamma \lesssim 70$ (gdzie $\gamma \simeq 70$ charakteryzuje typową energię ich wstrzykiwania). Rozkład elektronów na wyższych energiach zależy od rozkładu energii protonów, jednak nie ma to istotnego znaczenia dla przedstawionych tu wyników.

Skala czasowa ustalenia równowagi par (z kreacją e^\pm przez rozpad pionów równoważoną przez anihilację par) jest podobna do skali czasowej akrecji, zatem powinna zostać w



Rysunek 5.1: (a) Mierzone w układzie spoczynkowym przepływu widmo całkowitego (termicznego i nietermicznego) promieniowania synchrotronowego dla modelu HT z $a = 0.95$, $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$ i $\dot{m} = 0.5$; czerwona kropkowana linia jest dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$, czarna ciągła jest dla $M = 10 M_\odot$ (pomnożona przez 2×10^7). Linie kreskowane pokazują wkład termicznego promieniowania synchrotronowego. (b) Obserwowane przez odległego obserwatora widma promieniowania synchrotronowego i jego termicznej komptonizacji. Czerwone ciągłe widma są dla modelu HT z $a = 0.95$, $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$, $M = 2 \times 10^8 M_\odot$; czarne kreskowane linie są dla modelu S z tymi samymi parametrami. W obu modelach widmo górne jest dla $\dot{m} = 0.5$ a dolne dla $\dot{m} = 0.1$. (c) Czarna ciągła linia pokazuje obserwowane widmo promieniowania synchrotronowego i jego komptonizacji dla modelu HN z $a = 0.95$, $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$, $M = 10 M_\odot$ i $\dot{m} = 0.5$. Czerwona kreskowana linia pokazuje wkład promieniowania synchrotronowego; w modelu HN, czyli przy nietermicznym rozkładzie protonów, e^\pm tworzone w procesach hadronowych mają wysokoenergetyczny ogon dla $\gamma > 100$ i produkowane przez nie promieniowanie synchrotronowe rozciąga się do zakresu promieniowania γ .

przybliżeniu osiągnięta równowaga par. Równowagowa gęstość e^\pm z rozpadu pionów jest co najmniej o dwa rzędy wielkości mniejsza niż gęstość elektronów jonizacyjnych, więc nie mają one wpływu na grubość optyczną.

Nietermiczne cząstki mogą być również tworzone bezpośrednio, np. w wyniku rekoneksji pola magnetycznego. Biorę pod uwagę ten efekt rozważając zarówno nietermiczną składową protonów, jak i nietermiczne elektrony niezwiązane z rozpadami π^\pm . W tym ostatnim przypadku ilość nietermicznych elektronów jest parametrem swobodnym (inaczej niż w modelach z produkcją hadronową).

W modelach z bezpośrednim przyspieszaniem elektronów zakładam, że część η całkowitej energii dostarczonej elektronom zostaje zużyta na relatywistyczne przyspieszanie, czyli moc wstrzykiwana w energii tych elektronów wynosi $\eta\delta Q_{\text{diss}}$.

Poniżej rozważam kilka wersji modelu, dlatego w tym rozdziale wprowadzam dodatkową nomenklaturę: Modele, w których uwzględnione są procesy hadronowe oznaczam pierwszą literą H, zaś druga litera informuje o rozkładzie energii protonów zgodnie z konwencją wprowadzoną w Rozdziale 2.3, a więc HT oznacza rozkład termiczny, HN – rozkład nietermiczny, HH_{0.5} – rozkład hybrydowy z równą zawartością energii w składniku termicznym i potęgowym. Składnik potęgowy zawsze ma wykładnik $s_p = 2.6$. Modele z bezpośrednim przyspieszaniem elektronów oznaczam jako DA *direct acceleration*. Model uwzględniający tylko termiczne promieniowanie synchrotronowe, a więc w wersji rozważanej w Rozdziale 4, nazywam modelem S.

5.1 Elektrony z rozpadu pionów

Rysunki 5.1 oraz 5.2 pokazują właściwości promieniowania synchrotronowego emitowanego przez e^\pm pochodzące z rozpadu pionów naładowanych, jego wpływ na promieniowanie produkowane w wyniku komptonizacji oraz zależność od kluczowych parametrów. Rysunek 5.1a porównuje rozkład widmowy tego promieniowania dla $M = 10 M_\odot$ oraz $M = 2 \times 10^8 M_\odot$. Dla tych wartości M pole magnetyczne w wewnętrznych częściach przepływu wynosi odpowiednio $B \sim (10^6 - 10^8)$ G oraz $B \sim (10^2 - 10^4)$ G. We wszystkich modelach hadronowych dominujący wkład do produkcji promieniowania synchrotronowego dają elektrony z czynnikiem Lorentza $\gamma_0 \sim 100$, zatem ich promieniowanie synchrotronowe ma maksimum w zakresie częstotliwości $\nu_{\text{max}} (\simeq \nu_c \gamma_0^2, \text{ gdzie } \nu_c = eB/2\pi m_e c)$ równym $\nu_{\text{max}} \sim (10^{12}-10^{14})$ Hz dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ oraz $\nu_{\text{max}} \sim (10^{17}-10^{19})$ Hz dla

$M = 10 M_{\odot}$.

We wszystkich modelach czynnik Lorentza elektronów promieniujących na częstotliwości samoabsorpcji (Dodatek A.1.3), ν_t , wynosi $\gamma \sim 10$ zatem, uwzględniając że $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$ (Dodatek B.1.2), niewielka część energii wypromieniowywana jest poniżej ν_t i większość tej emisji może służyć jako źródło fotonów do komptonizacji.

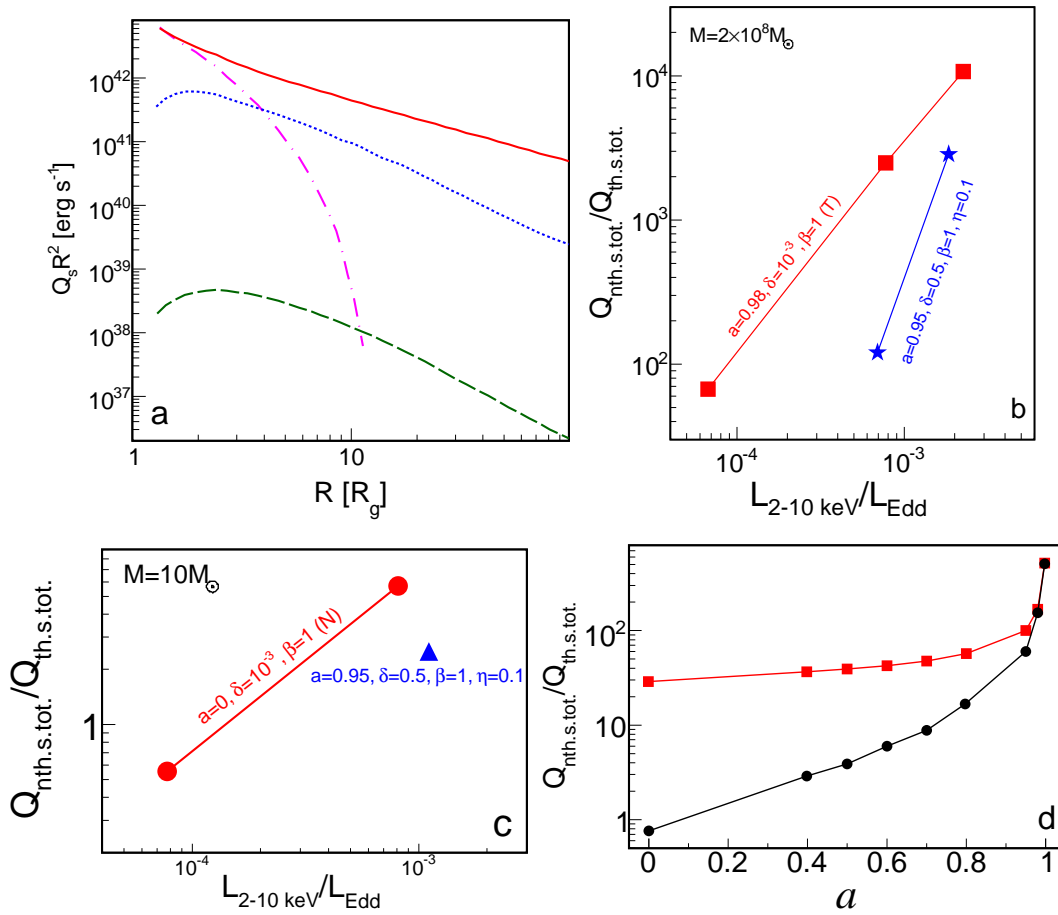
Dla $M = 2 \times 10^8 M_{\odot}$, Rysunek 5.1(b) porównuje widma promieniowania synchrotronowego i jego termicznej komptonizacji, obserwowane przez odległego obserwatora, dla tych samych parametrów w modelach HT oraz S. Widać na nim, że silniejszy strumień miękkich fotonów w modelu uwzględniającym procesy hadronowe sprawia (zmniejszając temperaturę elektronów przez zwiększenie tempa chłodzenia), że widmo ma mniejszą energię obcięcia wysokoenergetycznego oraz większy indeks widmowy. Na marginesie można zwrócić uwagę, że obniżenie temperatury elektronów w modelu hadronowym skutkuje też wzrostem jasności 2-10 keV, L_{2-10} . Poza oczywistym wzrostem miękkiego strumienia rentgenowskiego kosztem twardego, związanego ze wzrostem Γ , spadek temperatury elektronów prowadzi do wzrostu kulombowskiego transferu energii do elektronów.

Rysunek 5.2(a) pokazuje rozkład radialny emisyjności scałkowanych w kierunku poprzecznym dla termicznego, $Q_{\text{th},s}$, oraz nietermicznego, $Q_{\text{nth},s}$, promieniowania synchrotronowego. Rysunki 5.2bc pokazują stosunek całkowitych emisyjności nietermicznego i termicznego promieniowania synchrotronowego, $Q_{\text{nth},s,\text{tot}}$ i $Q_{\text{th},s,\text{tot}}$, obliczonych przez scałkowanie odpowiednio $Q_{\text{nth},s}$ i $Q_{\text{th},s}$ po całej objętości przepływu. Wartości tych iloczynów $\gg 1$ charakteryzują te przypadki, w których następuje znaczny spadek T_e spowodowany zwiększonym chłodzeniem na dodatkowych fotonach promieniowania nietermicznego.

Poniżej podsumowuję zależność od M , \dot{m} , a , δ oraz rozkładu energii protonów.

Ogrzewanie elektronów. Dla dużych wartości δ , e^{\pm} z rozpadu π^{\pm} mają mało znaczący efekt, dlatego w tym przypadku istotny efekt nietermicznego promieniowania synchrotronowego może występować tylko przy działaniu mechanizmów bezpośredniego przyspieszenia elektronów. Przypadek taki rozważam w Rozdziale 5.2. Dla małych wartości δ , moc wstrzykiwanych przez rozpad π^{\pm} elektronów osiąga $\sim 10\%$ całkowitej jasności przepływu, co jest wystarczające do istotnego wpłynięcia na parametry produkowanego promieniowania. Wszystkie wyniki dyskutowane dalej w tym rozdziale dotyczą przypadku małej wartości δ .

Masa czarnej dziury. W modelach z $M = 10 M_{\odot}$ obecność e^{\pm} z rozpadu pionów ma nieistotny wpływ na wartość temperatury elektronów. Emisyjność termicznego promieniowania synchrotronowego zmienia się z M jak $Q_{\text{s,th}} \propto M^{1/2}$ (Mahadevan 1997). Emi-



Rysunek 5.2: (a) Profile radialne emisji synchrotronowej dla $a = 0.95$, $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$ i $\dot{m} = 0.5$; wszystkie Q_s są scałkowane w kierunku poprzecznym. Niebieska kropkowana i zielona przerywana linia pokazuje emisyjność termicznego promieniowania synchrotronowego, $Q_{\text{th.s}}$, w modelu HT z odpowiednio $M = 10 M_\odot$ (pomnożona przez 2×10^7) i $M = 2 \times 10^8 M_\odot$. Czerwona ciągła i fioletowa kropkowo-kreskowana linia pokazuje emisyjność nietermicznego promieniowania synchrotronowego, $Q_{\text{nth.s}}$, odpowiednio w modelu HN i HT, z $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ (profile tego promieniowania w modelach z $M = 10 M_\odot$, pomnożone przez czynnik 2×10^7 , byłyby dokładnie takie same). Panele (b) i (c) pokazują stosunek $Q_{\text{nth.s.tot.}}$ do $Q_{\text{th.s.tot.}}$ jako funkcję λ_{2-10} . Panel (b) jest dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$; czerwone kwadraty są dla modelu HT z $a = 0.98$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 1$ ($\dot{m} = 0.1, 0.3, 0.5$); niebieskie gwiazdki są dla modelu DA $\eta = 0.1$, $\delta = 0.5$, $\beta_B = 1$, $a = 0.95$ ($\dot{m} = 0.03, 0.1$). Panel (c) jest dla $M = 10 M_\odot$; czerwone koła są dla modelu HN z $a = 0$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 1$ ($\dot{m} = 0.1, 0.5$). Niebieski trójkąt jest dla modelu DA z $\eta = 0.1$, $\delta = 0.5$, $\beta_B = 1$, $a = 0.95$ ($\dot{m} = 0.1$). (d) Stosunek $Q_{\text{nth.s.tot.}}$ w modelu HN (czerwone kwadraty) i HT (czarne koła) do $Q_{\text{th.s.tot.}}$ jako funkcja parametru spinu czarnej dziury dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$, $\beta_B = 1$, $\delta = 10^{-3}$, $\dot{m} = 0.3$.

syjność nietermicznego promieniowania synchrotronowego e^\pm z rozpadu pionów zależy liniowo od M (pomijając nieistotne różnice związane z częstotliwością samoabsorpcji, Dodatek A.1.5). Oznacza to, że dla supermasywnych czarnych dziur stosunek $Q_{s,nth}/Q_{s,th}$ jest większy, typowo o $\sim 2-3$ rzędy wielkości, niż dla $M = 10 M_\odot$, jak pokazują Rysunki 5.1(a) i 5.2(abc). Warto jednocześnie zwrócić uwagę na efekt związany z zależnością ν_{max} od M : dla $M = 10 M_\odot$ fotony nietermicznego promieniowania synchrotronowego emitowane są głównie w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego i chłodzenie na nich jest nieefektywne. Dlatego, choć w modelach hadronowych ilość energii w promieniowaniu synchrotronowym jest w przybliżeniu niezależna od M – zmienia się jego częstotliwość i modele dla gwiazdowych czarnych przewidują większą temperaturę elektronów i twardsze widma rentgenowskie niż modele dla AGN.

Tempo akrecji. Jak widać na Rysunku 5.2b, stosunek $Q_{s,nth,tot}/Q_{s,th,tot}$ szybko wzrasta ze wzrostem jasności, co jest skutkiem (1) spadku T_e ze wzrostem \dot{m} (wzrost τ) powodującego spadek $Q_{s,th,tot}$, oraz (2) wzrostu $Q_{s,nth,tot} \propto \dot{m}^2$. Dlatego różnica między modelami hadronowymi a modelem S wzrasta ze wzrostem L , co rzeczywiście widać na Rysunku 5.1(b). Na tym rysunku widać również, że widmo rentgenowskie twardnieje ze wzrostem L w obu wersjach modelu. Oczywiście wzrostowi tempa akrecji towarzyszy wzrost τ ($\propto \dot{m}$), co skutkuje spadkiem T_e . Tempo kulombowskiego transferu energii $L \propto \dot{m}^{2.5}$ (zależność jest silniejsza niż $\propto \dot{m}^2$ z powodu spadku T_e). Twardnienie jest jednak dużo szybsze w modelach S, gdzie strumień miękkich fotonów maleje, niż w hadronowych, w których rośnie (tylko nieznacznie wolniej niż L) ze wzrostem \dot{m} .

Spin czarnej dziury i rozkład energii protonów. Tempo produkcji pionów zależy od ilości protonów powyżej progu i dla termicznego rozkładu protonów zależy on silnie od ich temperatury, T_p . Z kolei, T_p wzrasta ze wzrostem a (odpowiada za to omawiana w Rozdziale 2 stabilizacja ruchu kołowego w pobliżu horyzontu zdarzeń). Wynikająca z tego zależność mocy emitowanej przez elektrony z rozpadu pionów od a w modelu TH jest pokazana na Rysunku 5.2(d); jak widzimy, $Q_{s,nth,tot}/Q_{s,th,tot}$ różni się o trzy rzędy wielkości pomiędzy przypadkami nierotującej i maksymalnie rotującej czarnej dziury. Zależność od a jest jednak znacząco obniżona w modelu HN, co jest również pokazane na Rysunku 5.2(d), gdyż dla potęgowego rozkładu ilość protonów ponad progiem na produkcję pionów zależy tylko liniowo od średniej energii protonów. Dla $a \gtrsim 0.9$ własności modelu hadronowego nie zależą od rozkładu protonów, nawet w modelu HT większość protonów jest tutaj ponad progiem, więc obecność protonów nietermicznych niewiele zmienia.

5.2 Elektrony bezpośrednio przyspieszane

Model DA rozważam z $\delta = 0.5$. Dla tak dużego parametru δ efekty hadronowe nieznacznie wpływają na temperaturę elektronów. Mechanizm jest analogiczny do omawianego w Rozdziale 3: ze względu na mniejsze \dot{m} przy określonym L , gęstość przepływu jest zbyt mała i dlatego tempo produkcji pionów, a więc i moc wstrzykiwanych e^\pm , są zanedbywalne.

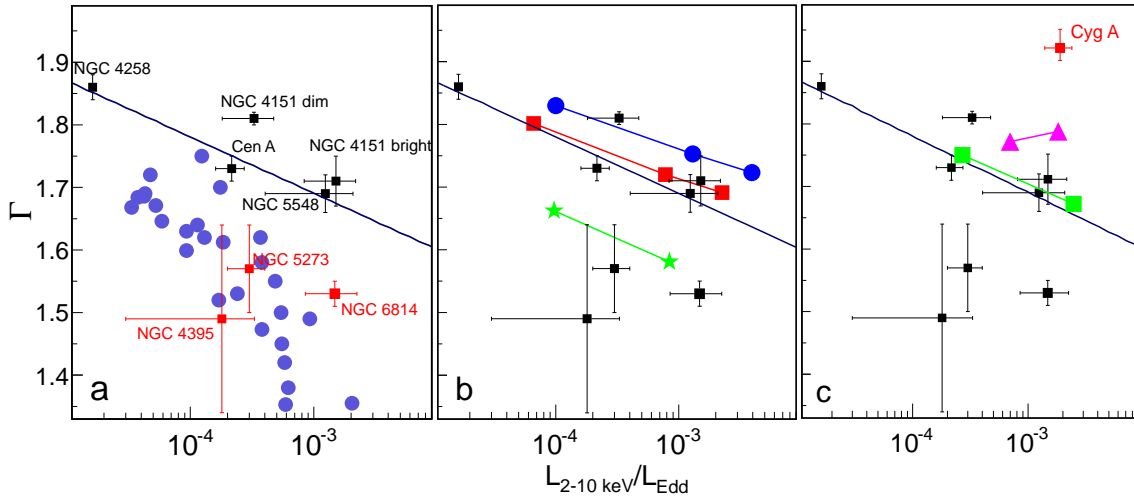
W modelu DA wpływ efektu samoabsorpcji zależy od szczegółów przyspieszania elektronów. Jeżeli indeks przyspieszonych elektronów, $n_{\text{inj}}(\gamma) \propto \gamma^{-s}$, jest $s > 2$, to większość nietermicznej energii zostaje stermalizowana przez samoabsorpcję (np. Malzac & Belmont, 2009) i tylko niewielka część (np. $\sim 10 - 20\%$ dla $s = 2.6$) pozostaje dostępna jako źródło miękkich fotonów do komptonizacji. W celu porównania modelu DA z hadronowym niezaburzonego przez takie efekty, założyłam, że elektrony są wstrzykiwane monoenergetycznie z czynnikiem Lorentza $\gamma_0 = 100$ dla $M = 2 \times 10^8 M_\odot$ i $\gamma_0 = 20$ dla $M = 10 M_\odot$, a następnie schładzają się osiągając rozkład $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$, dla którego samoabsorpcja jest nieistotna podobnie jak w modelu hadronowym.

W modelu DA ze stałą wartością η otrzymałam zależność $\Gamma\text{-}\lambda_{2-10}$ inną niż w innych modelach (tzn. indeks widmowy tutaj rośnie ze wzrostem λ_{2-10}). Wynika to z tego, że dla dużej wartości δ grubość optyczna bardzo szybko rośnie z jasnością, bo $\tau \propto \dot{m} \propto$, co prowadzi do mięknięcia widma ze wzrostem jasności. W innych modelach (zwłaszcza hadronowych z małą δ) wzrost τ z \dot{m} jest znacznie wolniejszy i wzrostowi jasności towarzyszy ztwardnienie widma.

Dla $M = 10 M_\odot$, obecność elektronów nietermicznych w modelu DA z $\eta = 0.1$ ma niewielki wpływ na temperaturę elektronów termicznych, podobnie jak w modelach hadronowych.

5.3 Porównanie z galaktykami aktywnymi

Dla lepszego zilustrowania różnic wynikających z uwzględnienia nietermicznego promieniowania synchrotronowego, na Rysunku 5.3(a) przedstawiłam porównanie z modelem z poprzedniego rozdziału, to samo co na Rysunku 4.6. Na Rysunku 5.3(b) widać, że model hadronowy może odtworzyć typowo obserwowane parametry AGN dla dużych a . Dla małych lub średnich a , konieczna jest obecność protonów nietermicznych, Rysunek 5.3(c). Na Rysunku 5.3(c) widać również, że model DA również zgadza się z takimi obserwacjami dla $\eta \sim 0.1$, jednak przy stałej η przewiduje on nietypową w tym zakresie λ_{2-10} zależność

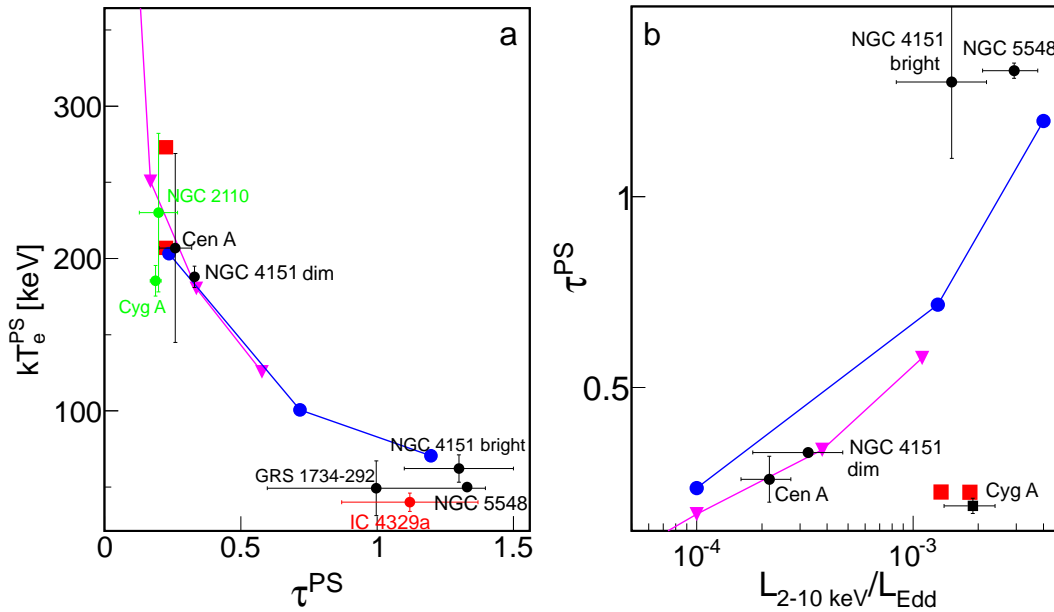


Rysunek 5.3: Fotonowy indeks widmowy jako funkcja jasności w zakresie 2-10 keV skalowanej wartością jasności Eddingtona. Na wszystkich panelach czarne punkty pokazują wyniki obserwacji pobliskich galaktyk aktywnych, dla których masa supermasywnej czarnej dziury jest zmierzona metodami bezpośrednimi; czerwonym kolorem na panelu (a) zaznaczyłam galaktyki, dla których masa czarnej dziury jest najmniejsza, $\sim 10^6 M_\odot$. Ciemna niebieska linia pokazuje fit z Gu & Cao (2009). (a) Niebieskie punkty pokazują przewidywania modelu S, jak na Rysunku 4.6. (b) Model hadronowy dla termicznego rozkładu protonów (HT) z $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 1$; niebieskie koła są dla $a = 0.998$ ($\dot{m} = 0.1, 0.3$ i 0.5); czerwone kwadraty dla $a = 0.98$ ($\dot{m} = 0.1, 0.3$ i 0.5); zielone gwiazdy dla $a = 0.5$ ($\dot{m} = 0.3$ i 0.8). (c) Zielone kwadraty są dla modelu $HH_{0.5}$ z $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 1$, $a = 0.5$ ($\dot{m} = 0.3$ i 0.8); fioletowe trójkąty są dla modelu DA z $a = 0.95$, $\beta_B = 1$, $\delta = 0.5$, $\eta = 0.1$ ($\dot{m} = 0.03$ i 0.1).

Γ od λ_{2-10} . Podobne wnioski wynikają z porównania przewidywanych i obserwowanych parametrów komptonizacji na Rysunku 5.4; dane dla AGN na tym rysunku są takie same jak w Rozdziale 4.

Co ciekawe, Cyg A na wszystkich porównaniach różni się zarówno od przewidywań modelu jak i od innych obiektów. Zwłaszcza jego zgodność z punktami dla silnego grzania elektronów (czerwone kwadraty) na Rysunku 5.4(b) sugeruje, że rzeczywiście warunki w tym obiekcie mocno odbiegają od innych, co może sygnalizować inne warunki fizyczne w wysokoenergetycznych źródłach silnych radiogalaktyk typu FR II. W ramach naszego modelu wyjaśnienie jego emisji wymagałoby prawdopodobnie dużego δ i jednocześnie dużej wartości η . Obliczenia dla takich parametrów nie zostały przeprowadzone.

Galaktyki aktywne z $M < 10^7 M_\odot$ są obserwowane w obszarze Γ - λ_{2-10} , który – po uwzględnieniu procesów hadronowych – jest niedostępny dla obiektów z małą wartością δ i dużą wartością a . Może to być zgodne z sugestiami, że a zależy od M (Rozdział 1.3.2).



Rysunek 5.4: (a) T_e^{PS} jako funkcja τ^{PS} , (b) τ^{PS} jako funkcja λ_{2-10} ; parametry dla galaktyk aktywnych opisane są w tekście. Na obu panelach: niebieskie kółka są dla modelu HT z $a = 0.998$, $\delta = 10^{-3}$, $\beta_B = 1$; fioletowe trójkąty są dla modelu HT z $a = 0.95$, $\beta_B = 9$, $\delta = 10^{-3}$; czerwone kwadraty są dla modelu DA z $a = 0.95$, $\delta = 0.5$, $\dot{m} = 0.1$ oraz $\eta = 0.02$ i 0.1 .

5.4 Dyskusja

Uwzględnienie nietermicznego promieniowania synchrotronowego pozwala na uzgodnienie przewidywań modelu z wynikami obserwacji rentgenowskich galaktyk aktywnych, przy czym - po uwzględnieniu wszystkich ograniczeń obserwacyjnych - prawdopodobnym źródłem nietermicznych elektronów są rozpady pionów naładowanych. Scenariusz, w którym relatywistyczne protony są odpowiedzialne za produkcję nietermicznych elektronów był dyskutowany w kilku pracach w latach 80-tych (Kazanas & Ellison, 1986; Zdziarski, 1986; Sikora et al., 1987) po zauważeniu, że proces Fermiego przyspiesza mniej skutecznie elektrony niż protony, a zatem elektrony tworzone w rozpadach pionów powinny zawierać więcej energii niż te bezpośrednio przyspieszane. Cechy widmowe tworzone bezpośrednio przez e^\pm z rozpadu pionów są nieobserwowalne. Linia anihilacyjna jest zbyt słaba, np. dla modelu pokazanego na Rysunku 5.1(c) jasność fotonów anihilacyjnych wynosi zaledwie $\sim 10^{33}$ erg/s, a więc ponad dwa rzędy wielkości poniżej widma komptonizacyjnego na ~ 500 keV. Również ogony wysokoenergetyczne związane z emisją synchrotronową hadronowych e^\pm , rozciągające się w niektórych przypadkach do zakresu γ , jak np. na

Rysunku 5.1(c), są obecnie nieobserwowalne, gdyż nie działa żaden detektor prowadzący obserwacje w zakresie MeV. Spośród planowanych, np. AMEGO¹ ma na 10 MeV o ponad rząd wielkości większą powierzchnię czynną od poprzedniego detektora, który działał w tym zakresie energii (czyli od detektora CGRO/COMPTEL) i mogły prawdopodobnie mierzyć tego typu cechy widmowe w układach podwójnych.

¹<https://asd.gsfc.nasa.gov/amego/technical>

Rozdział 6

Podsumowanie i wnioski

Zbadałam własności promieniste optycznie cienkich, dwutemperaturowych przepływów akrecyjnych, używając precyzyjnego modelu uwzględniającego ogólnorelatywistyczny opis procesów hydrodynamicznych i promienistych, oraz jego rozwiązań uwzględniających globalny charakter procesu komptonizacji, która w rozważanym w rozprawie zakresie parametrów jest głównym procesem chłodzenia elektronów. Kilka efektów zostało zbadanych po raz pierwszy.

Zbadałam proces produkcji promieniowania γ w wyniku oddziaływań proton-proton w przepływie. Proces ten był rozważany wcześniej w nielicznych pracach, przy czym prace te, w szczególności Oka & Manmoto (2003), sugerowały poziom emisji γ , który mógłby być łatwo mierzony w pobliskich galaktykach Seyferta i typu LINER. Stwierdzały one również silną zależność tej emisji od spinu czarnej dziury. Używany w moich obliczeniach model hydrodynamiczny jest taki sam jak model z pracy Oka & Manmoto (2003) i własności promieniowania γ produkowanego wewnątrz przepływu są takie same. Uwzględniłam jednak pominięte w tamtej pracy efekty transferu w metryce Kerr, które redukują obserwowaną jasność γ o rząd wielkości, oraz absorpcję $\gamma\gamma$ w przepływie, której efekt jest jeszcze większy (tzn. powoduje dalszą redukcję L_γ o ponad rząd wielkości) dla dużych jasności rentgenowskich. W przypadku termicznego rozkładu protonów, zależność od spinu czarnej dziury jest w moich obliczeniach podobna do tej odnotowanej we wcześniejszych pracach, jednak możliwość użycia tego efektu do szacowania spinów supermasywnych czarnych dziur jest silnie osłabiona przez dodatkową zależność poziomu emisji γ od magnetyzacji przepływu, efektywności ogrzewania elektronów oraz obecności nietermicznego składnika protonów.

Dla jasności bolometrycznych rzędu $\sim 10^{-4}L_{\text{Edd}}$, odpowiadającej najjaśniejszym obiektom typu LINER, przepływy są niemal całkowicie przezroczyste dla promieniowania γ o

energiach $\lesssim 10$ GeV, a więc w zakresie rejestrowanym przez detektor *Fermi*/LAT. Dla jasności rzędu $\sim 10^{-2}L_{\text{Edd}}$, odpowiadających najjaśniejszym pobliskim galaktykom Seyferta, promieniowanie produkowane wewnątrz centralnych $\sim 10R_g$ – a więc tam, gdzie istotne są efekty metryki czasoprzestrzeni – jest całkowicie absorbowane i możliwa do obserwacji emisja γ wymaga efektywnej produkcji pionów poza tym obszarem, co z kolei wymaga udziału procesów nietermicznego przyspieszania.

Rozwinięty przeze mnie model został zastosowany w pracy Wojaczyński et al. (2015) do porównania z wynikami analiz danych detektora LAT dla pobliskich galaktyk aktywnych, co pozwoliło na ograniczenie nietermicznej składowej protonów na maksymalnie ok. 10% w kilku galaktykach, w obiekcie NGC 7213 możliwe było również wykluczenie jednocześnie szybkiej rotacji czarnej dziury i słabej magnetyzacji przepływu.

Zbadałam właściwości promieniowania produkowanego w wyniku termicznej komptonizacji promieniowania synchrotronowego i jego zależność od parametrów przepływu, używając modelu uwzględniającego globalny charakter procesu komptonizacji. Stwierdziłam silną zależność od parametrów magnetyzacji, grzania elektronów i nieco słabszą od spinu czarnej dziury. Dla słabego grzania bezpośredniego elektronów i silnej magnetyzacji, model z komptonizacją termicznego promieniowania synchrotronowego bardzo dobrze odtwarza korelację $\Gamma-\lambda_{2-10}$ w układach podwójnych i przewiduje temperatury elektronów bliskie obserwowanym, ~ 100 keV. Jest to jedyny zakres parametrów, w którym ta wersja modelu zgadza się z obserwacjami. W szczególności dla dużych wartości δ lub β_B , przewidywane temperatury elektronów, $\simeq 200 - 600$ keV, są znacznie większe od obserwowanych. Jeszcze większa rozbieżność z obserwacjami wywoływana jest przez obecność silnych wpływów w obszarze wewnętrznym.

Dla aktywnych jąder galaktyk porównanie modelu z obserwowanym związkiem między Γ a λ_{2-10} , oraz z pomiarami temperatury elektronów, wskazują, że jest potrzebne źródło fotonów miękkich silniejsze niż termiczna emisja synchrotronowa. Pokazałam, że (znacznie silniejsze od termicznego) nietermiczne promieniowanie synchrotronowe może być procesem zapewniającym zgodność modelu z obserwacjami, jeżeli energia dostarczana elektronom nietermicznym wynosi ok. 10% energii dostarczanej elektronom termicznym.

Rozważyłam różne źródła elektronów nietermicznych. Jeżeli bezpośrednie ogrzewanie termicznych elektronów jest słabe, to wystarczająca moc wstrzykiwania elektronów nietermicznych pochodzi z rozpadu pionów naładowanych. Jeżeli termiczne elektrony są silnie ogrzewane, to nietermiczne muszą być produkowane w procesach bezpośredniego przyspieszania. Taka wersja modelu (tzn. z silnym ogrzewaniem elektronów w procesach

MHD) charakteryzuje się jednak zbyt małą grubością optyczną przepływów (z wyjątkiem porównania z obserwacjami Cyg A), przy czym wniosek ten opiera się na precyzji wyznaczenia obciążenia wysokoenergetycznego w widmach AGN, którą obecnie można uznać za wystarczająco dobrą dla zaledwie kilku galaktyk Seyferta, z których wszystkie obserwowane są z jasnościami na granicy stosowalności użytego w tej pracy modelu.

Wersja modelu z elektronami produkowanymi głównie w procesach hadronowych może również, poprzez zależność tempa produkcji tych elektronów od spinu czarnej dziury, w interesujący sposób wyjaśnić to, że twarde widma rentgenowskie, o indeksie $\Gamma \lesssim 1.6$, obserwowane są wyłącznie z galaktyk o małych ($< 10^7 M_\odot$) masach centralnych czarnych dziur. W przeglądzie dość obszernego zbioru wyników obserwacji dla galaktyk takich jak NGC 4258, NGC 7213, Cyg A, NGC 4151, a więc zawierających czarne dziury o większych masach, nie znalazłam żadnej obserwacji wskazującej na tak twarde widmo. Wyjaśnienie takie jest słuszne przy założeniu, że występuje związek (tzn. pozytywna korelacja) między spinem a masą czarnej dziury, jaki jest stwierdzany w niektórych wersjach modelu ewolucji czarnych dziur (Rozdział 1.3.2).

W przepływach wokół czarnych dziur o masach gwiazdowych wpływ nietermicznego promieniowania synchrotronowego na proces komptonizacji termicznej jest nieznaczący, gdyż promieniowanie to jest emitowane w zakresie rentgenowskim i γ . Zatem również w tej wersji modelu zostaje zachowana zgodność z obserwacjami odnotowana dla modelu uwzględniającego tylko termiczny składnik elektronów.

We wcześniejszych pracach dotyczących źródeł promieniowania rentgenowskiego w układach akrecyjnych rozważane były hybrydowe rozkłady energii elektronów (np. Wardziński & Zdziarski, 2001; Malzac & Belmont, 2009; Veledina et al., 2011) i zauważano w nich, że nietermiczne promieniowanie synchrotronowe może być bardziej efektywnym źródłem fotonów niż termiczne. Modele te czasem stosowały bardziej dokładny opis procesów mikrofizycznych od używanego w mojej rozprawie (zwłaszcza w modelu z bezpośrednim przyspieszaniem elektronów), np. uwzględniały proces ogrzewania przez samoabsorpcję promieniowania synchrotronowego. Natomiast geometria w tych modelach była bardzo uproszczona (na ogół jednorodne sferyczne źródło) i żaden nie uwzględniał własności wynikających z rozwiązań hydrodynamicznych. Również żadna z tych prac nie uwzględniała elektronów tworzonych w rozpadach π^\pm i nie zwrócono wcześniej uwagi, że mogą one dostarczyć dokładnie taką ilość promieniowania jaka jest potrzebna do uzgodnienia modelu z danymi obserwacyjnymi dla AGN.

Za najważniejsze wyniki tej rozprawy uważam:

(1) Opracowanie modelu, który poprawnie oblicza hadronową emisję γ przepływów akrecyjnych, z uwzględnieniem wszystkich efektów osłabiających obserwowaną jasność γ . Jest to o tyle istotne, że poprzednie prace sugerowały o wiele większe jasności (nawet podobne do jasności w zakresie rentgenowskim) i brak detekcji w tym zakresie mógłby być uznany za sprzeczność podstawowego założenia modelu (o wysokich energiach protonów) z obserwacjami.

(2) Systematyczne zbadanie wpływu podstawowych parametrów modelu na własności promieniowania synchrotronowego i pokazanie, że tylko niektóre zakresy ich wartości zapewniają zgodność z obserwacjami. Wykluczone jest np. bardzo silne ogrzewanie elektronów w procesach MHD, z efektywnością podobną do ogrzewania protonów, oraz występowanie w obszarze centralnym bardzo silnych wpływów (o takim profilu radialnym, jaki szacowany jest na podstawie pomiarów w znacznie większych skalach odległości). Również słaba magnetyzacja przepływu jest na ogół niezgodna z danymi obserwacyjnymi.

(3) Pokazanie, że promieniowanie synchrotronowe elektronów produkowanych w procesach hadronowych pozwala na uzgodnienie modelu gorącego przepływu z danymi obserwacyjnymi dla aktywnych jąder galaktyk. Jest to szczególnie atrakcyjny wynik, w którym zgodność z obserwacjami jest osiągnięta poprzez poprawne uwzględnienie wszystkich procesów, które powinny zachodzić w określonych warunkach fizycznych.

Dodatek A

Procesy promieniste

A.1 Promieniowanie synchrotronowe

Promieniowanie synchrotronowe jest promieniowaniem elektromagnetycznym emitowanym przez cząstki naładowane poruszające się z relatywistycznymi prędkościami w polu magnetycznym, zmieniającym kierunek ich ruchu. W przepływach akrecyjnych jest to dominujący proces promienisty przy niewielkich grubościach optycznych, przy większych może być dominującym źródłem fotonów ulegających komptonizacji. Przytoczone poniżej podstawowe własności tego promieniowania dla potęgowego oraz dla termicznego rozkładu elektronów zamieszczone są np. w klasycznej pozycji Rybicki & Lightman (1986). Emisja synchrotronowa plazmy o hybrydowym rozkładzie energii badana była np. w pracach Ozel et al. (2000); Wardziński & Zdziarski (2001); Yuan et al. (2003) oraz Mahadevan (1999), przy czym w tej ostatniej pracy rozważane były elektrony pochodzące z rozpadu pionów.

A.1.1 Promieniowanie cyklotronowe

Promieniowanie cząstki naładowanej poruszającej się z nierelatywistyczną prędkością w polu magnetycznym nosi nazwę promieniowania cyklotronowego. Dla cząstki o masie m , prędkości $v = \beta c$ i ładunku q oraz pola magnetycznego B , proces ten charakteryzowany jest przez promień orbity kołowej (promień Larmora)

$$r_L = \frac{mv}{qB}, \quad (\text{A.1})$$

oraz częstotliwość cyklotronową

$$\nu_L = \frac{qB}{2\pi mc}. \quad (\text{A.2})$$

Tempo utraty energii (wzór Larmora)

$$P = \frac{2q^4\beta^2 B^2}{3c^3 m^2}. \quad (\text{A.3})$$

A.1.2 Promieniowanie synchrotronowe pojedynczej cząstki

Przy ruchu z prędkościami relatywistycznymi następuje jakościowa zmiana charakteru emisji: jej widmo staje się ciągłe. Promień orbity kołowej oraz częstotliwość wirowania są wówczas określone wzorami:

$$r_B = \frac{\gamma m v}{qB}, \quad \nu_B = \frac{qB}{2\pi\gamma mc} = \frac{\nu_L}{\gamma}, \quad (\text{A.4})$$

zaś tempo utraty energii:

$$P_s = \frac{2q^4\beta^2\gamma^2 B^2}{3c^3 m^2}. \quad (\text{A.5})$$

Charakterystyczna częstotliwość, dla której moc emisji osiąga maksimum (tzw. częstotliwość krytyczna):

$$\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_L, \quad (\text{A.6})$$

jest o czynnik γ^3 większa od częstotliwości wirowania ν_B . Jest to związane z tym, że ν_B opisuje ruch po *całej orbicie* kołowej, zaś ν_c opisuje promieniowanie, które w wyniku relatywistycznej aberracji światła (powodującej silne skolimowanie w kierunku ruchu, wewnątrz stożka o kącie rozwarcia $\sim 1/\gamma$) jest obserwowane z *niewielkiej części* orbity.

Jak wskazuje obecność czynnika m^{-2} we wzorze (A.5), emisja synchrotronowa jest znacznie bardziej efektywna dla cząstek o mniejszej masie. W przeprowadzonych przeze mnie obliczeniach istotne znaczenie ma jedynie promieniowanie synchrotronowe elektronów (oraz pozytonów); emisja synchrotronowa protonów jest pomijalna. Dla elektronów powyższe wzory przyjmują postać:

$$\nu_L = 2.8 B_G \text{ MHz}, \quad (\text{A.7})$$

oraz

$$P_s = \frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\gamma^2 U_B, \quad (\text{A.8})$$

gdzie

$$U_B = \frac{B^2}{2\pi} \quad (\text{A.9})$$

jest gęstością energii pola magnetycznego, zaś B_G oznacza indukcję pola magnetycznego wyrażoną w gaussach.

Emisyjność synchrotronowa elektronu o czynniku Lorentza γ , uśredniona po wszystkich kierunkach elektronu względem pola magnetycznego oraz kierunkach emisji:

$$\epsilon(\nu, \gamma) = S_0 F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad S_0 = \frac{4\pi\sqrt{3}e^2\nu_L}{3c}, \quad (\text{A.10})$$

gdzie

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\zeta) d\zeta. \quad (\text{A.11})$$

A.1.3 Emisja optycznie cienka oraz samoabsorpcja promieniowania synchrotronowego

W zakresie promieniowania optycznie cienkiego, moc promieniowania synchrotronowego emitowanego z jednostki objętości plazmy elektronów o rozkładzie $N(\gamma)$ można obliczyć splatając emisyjność, $\epsilon(\nu, \gamma)$, z tym rozkładem:

$$q_\nu^{\text{synch}} = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N(\gamma)\epsilon(\nu, \gamma) d\gamma, \quad (\text{A.12})$$

Z procesem emisji synchrotronowej związany jest proces absorpcji fotonów przez elektrony poruszające się w polu magnetycznym. Powoduje on modyfikację widma synchrotronowego w zakresie niskich energii. Współczynnik absorpcji dla tego zjawiska (np. Ghisellini & Svensson, 1991):

$$\alpha_\nu = \frac{-1}{2m_e\nu^2} \int_1^\infty \gamma (\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}} j_\nu(\nu, \gamma) \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{n_e(\gamma)}{\gamma(\gamma^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] d\gamma. \quad (\text{A.13})$$

gdzie $j_\nu(\nu, \gamma)$ jest współczynnikiem emisji

$$j_\nu(\nu, \gamma) = \frac{\epsilon(\nu, \gamma)}{4\pi}. \quad (\text{A.14})$$

Jeżeli grubość optyczna wzdłuż drogi optycznej, $\tau_\nu \equiv \alpha_\nu R \gg 1$, to natężenie promienio-

wania przyjmuje wartość $I_\nu = S_\nu$, gdzie S_ν jest funkcją źródłową

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}, \quad (\text{A.15})$$

j_ν jest całką ze splotu współczynnika emisji z funkcją rozkładu elektronów, zaś strumień energii emitowany z jednostkowej powierzchni

$$F_\nu = \pi S_\nu. \quad (\text{A.16})$$

Współczynnik absorpcji, α_ν , bardzo silnie zależy od częstotliwości. Częstotliwość, dla której $\tau_\nu = 1$, będzie poniżej oznaczana ν_t (poniżej ν_t promieniowanie ulega silnej samoabsorpcji, powyżej emisja jest optycznie cienka).

A.1.4 Promieniowanie synchrotronowe elektronów o rozkładzie termicznym

Splot z rozkładem Maxwella w równaniu (A.12) daje całkę nieposiadającą rozwiązania analitycznego. Jest ona jednak z dobrym przybliżeniem opisywana przez funkcje znalezione w pracy Mahadevan et al. (1996), prowadzące do następującej formuły na emisyjność termicznego promieniowania synchrotronowego:

$$\epsilon_{\nu,\text{th}} = \frac{N_{\text{th}} 4\pi e^2}{\sqrt{3} c K_2(1/\theta_e)} \nu M(x_M), \quad (\text{A.17})$$

gdzie

$$x_M \equiv \frac{2\nu}{3\nu_L \theta_e^2}, \quad \theta_e \equiv kT/m_e c^2, \quad (\text{A.18})$$

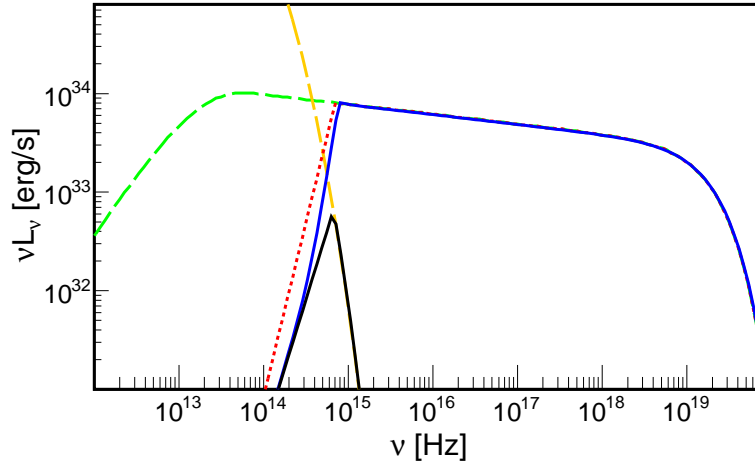
oraz

$$M(x_M) = \frac{4.0505}{x_M^{1/6}} \left(1 + \frac{0.40}{x_M^{1/4}} + \frac{0.5316}{x_M^{1/2}} \right) \exp(-1.8896 x_M^{1/3}). \quad (\text{A.19})$$

Dla elektronów o rozkładzie termicznym, współczynnik absorpcji (prawo Kirchoffa):

$$\alpha_\nu = \frac{j_\nu}{B_\nu}, \quad (\text{A.20})$$

gdzie B_ν jest funkcją Plancka. Zatem dla częstotliwości $\nu < \nu_t$ mamy $I_\nu = B_\nu$, tzn. strumień energii $\propto \nu^2$ (rozkład Rayleigha-Jeansa).

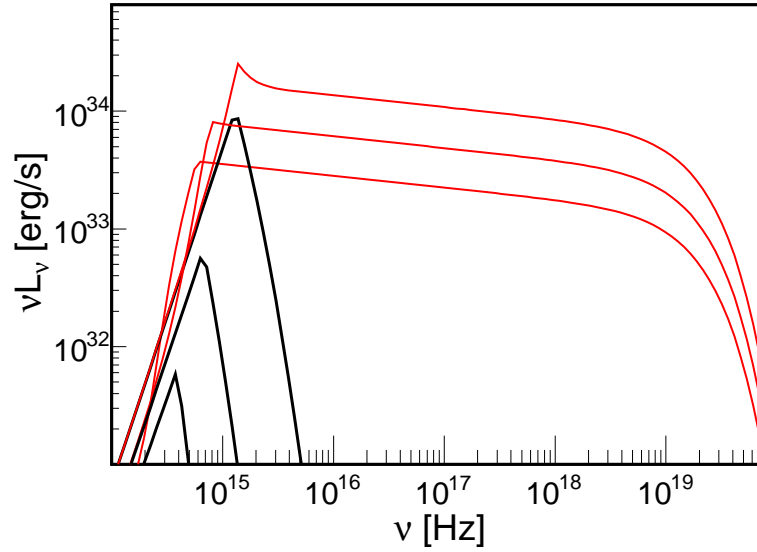


Rysunek A.1: Linia niebieska pokazuje *obserwowane* widmo promieniowania synchrotronowego produkowanego w plazmie z hybrydowym rozkładem energii elektronów o parametrach typowych dla przepływów akrecyjnych wokół czarnych dziur pochodzenia gwiazdowego: $M = 10M_{\odot}$, $n = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $kT_e = 100\text{ keV}$, $r = 10$, $B \simeq 3 \times 10^6\text{ G}$ (odpowiadające $\beta_B = 1$ i $T_p = 3 \times 10^{11}\text{ K}$ w rozwiązaniu dla tego r). Ponadto $p = 3.2$ (a stąd $\Gamma = 2.1$), $\eta = 0.05$, $\gamma_{\text{max}} = 10^3$. Linia czarna pokazuje *obserwowane* widmo promieniowania synchrotronowego produkowanego tylko przez termiczny składnik populacji elektronów. Linia czerwona pokazuje *obserwowane* widmo promieniowania synchrotronowego jakie byłoby obserwowane, gdyby w plazmie występował tylko nietermiczny składnik populacji elektronów. Linia zielona oraz pomarańczowa pokazują widmo promieniowania emitowanego, czyli pomijają efekt samoabsorpcji.

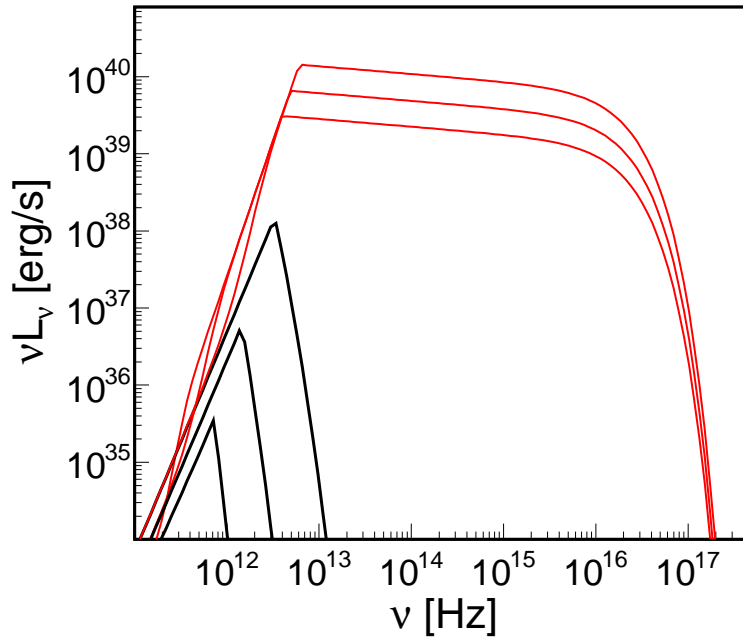
A.1.5 Promieniowanie synchrotronowe elektronów o rozkładach potęgowym oraz hybrydowym

Dla elektronów o rozkładzie potęgowym, $N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$, emisyjność $\epsilon_{\nu} \propto \nu^{-(p-1)/2}$ oraz współczynnik absorpcji $\alpha_{\nu} \propto \nu^{-(p+4)/2}$, zatem widmo w zakresie promieniowania optycznie cienkiego ma rozkład potęgowy o fotonowym indeksie widmowym $\Gamma = (p+1)/2$, sięgający do częstotliwości $\simeq 3 \times 10^6 \gamma_{\text{max}}^2 B$. W zakresie optycznie grubym, strumień energii $\propto \nu^{2.5}$, więc widmo jest nieco bardziej strome niż samoabsorbowana część widma emitowanego przez elektrony o rozkładzie termicznym.

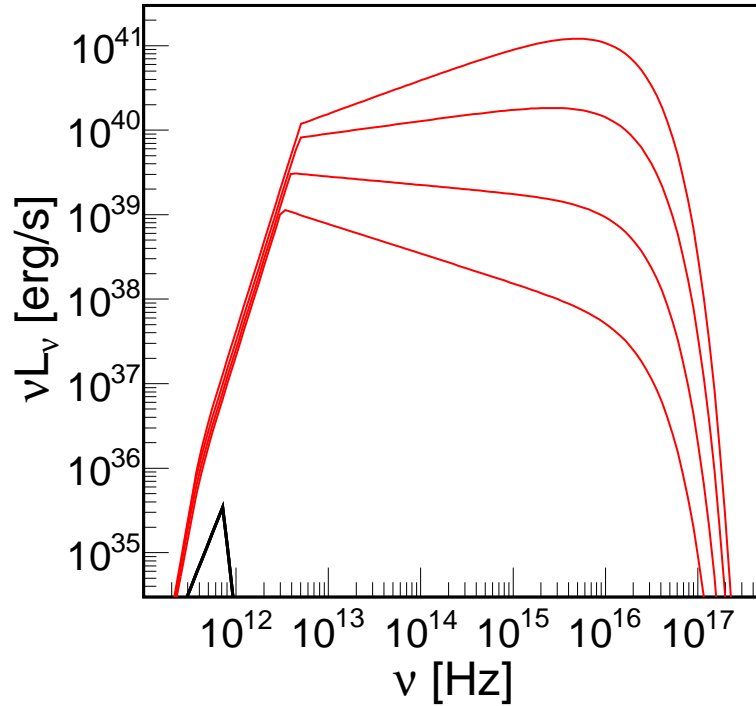
Rysunki A.1-A.4 pokazują widma promieniowania synchrotronowego dla parametrów typowych dla przepływów akrecyjnych wokół czarnych dziur. Zostały one policzone dla jednorodnego źródła sferycznego o promieniu R . Dla $\nu > \nu_t$ obserwowana jasność źródła wynosi zatem $L_{\nu} = (4/3)\pi R^3 q_{\nu}^{\text{synch}}$, gdzie q_{ν}^{synch} jest dane wzorem (A.12), zaś dla $\nu < \nu_t$, $L_{\nu} = 4\pi R^2 F_{\nu}$, gdzie F_{ν} dane jest wzorem (A.16). Widma policzone są dla hybry-



Rysunek A.2: Linie czerwone pokazują widmo promieniowania synchrotronowego obserwowanego z plazmy o hybrydowym rozkładzie energii elektronów, dla składnika termicznego $kT_e = 50, 100, 200$ keV (od dołu do góry), pozostałe parametry jak na Rysunku A.1. Linie czarne pokazują wkład promieniowania synchrotronowego termicznego.



Rysunek A.3: Jak na Rysunku A.2 ale dla $M = 10^7 M_\odot$, a co za tym idzie mniejsze $B \simeq 3000$ G oraz mniejsza gęstość $n = 10^{10} \text{cm}^{-3}$.



Rysunek A.4: Jak na rysunku A.3, $kT_e = 50$ keV ale $p = 2.2, 2.7, 3.2, 3.7$ od góry do dołu ($\gamma_{\max} = 10^3$).

dowego rozkładu elektronów, zawierającego składnik termiczny o temperaturze T_e oraz składnik nietermiczny o indeksie p . Parametryzacja tego rozkładu hybrydowego opisana jest poniżej w Dodatku A.1.6, w szczególności względny wkład jego dwóch składników parametryzowany jest przez η ; wyniki w tym rozdziale odpowiadają wartości $\eta = 0.05$.

Rysunek A.1 odpowiada parametrom typowym dla rozwiązań hydrodynamicznych w odległości $r = 5$ od czarnej dziury o masie $M = 10M_\odot$, dla $\dot{m} = 0.1$ i $\beta_B = 1$: $n_e = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $T_p = 3 \times 10^{11}$ K, $B \simeq 3 \times 10^6$ gaussa. Dodatkowo założone jest $kT_e = 100$ keV, zaś dla składnika nietermicznego $\gamma_{\max} = 10^3$ i $p = 3.2$. Rysunki A.2 i A.3 pokazują zależność widm dla analogicznego rozkładu hybrydowego od temperatury elektronów odpowiednio dla $M = 10M_\odot$ i 10^7M_\odot . Jak widać na obu rysunkach, jasność składnika termicznego, L_{th} , wykazuje bardzo silną zależność od temperatury, ze wzrostem L_{th} o ponad rząd wielkości przy wzroście T_e o czynnik 2. Jednocześnie porównanie obu rysunków pokazuje kluczową dla wyników tej rozprawy zależność od masy czarnej dziury. Jasność termicznej emisji synchrotronowej rośnie z M w przybliżeniu jak $L_{\text{th}} \propto M^{1/2}$. Jasności wszystkich innych procesów promieniowania rosną liniowo z M . Dotyczy to również synchrotronowego promieniowania nietermicznego, pomijając zależności ν_t od M , która w

sposób istotny wpływa na jasność tego składnika tylko dla stromych rozkładów elektronów z $p \gtrsim 3$ (żaden wynik w głównej części rozprawy nie dotyczy tak stromego rozkładu; zależność od p pokazana jest na Rysunku A.4). Dlatego względny wkład termicznej emisji synchrotronowej jest dużo słabszy w modelach gorących przepływów dla AGN niż dla układów podwójnych, co jest główną przyczyną zależności od M opisanej w Rozdziałach 4 i 5.

A.1.6 Hybrydowy rozkład energii

W modelach źródeł wysokoenergetycznych często rozważany jest hybrydowy rozkład energii elektronów, który posiada dwa składniki: termiczny, opisywany relatywistycznym rozkładem Maxwella-Boltzmanna:

$$n_{\text{th}}(\gamma) = N_{\text{th}}\gamma^2\beta\exp(-\gamma/\theta_e)/[\theta_e K_2(1/\theta_e)], \quad (\text{A.21})$$

gdzie $\theta_e \equiv kT/m_e c^2$, zmodyfikowana funkcja Bessela drugiego rzędu $K_2(1/\theta_e)$ pochodzi z warunku normalizacji rozkładu, oraz nietermiczny, opisywany zwykle rozkładem potęgowym:

$$n_{\text{pl}}(\gamma) = N_{\text{pl}}(p-1)\gamma^{-p}. \quad (\text{A.22})$$

W tym dodatku, oraz w Rozdziale 5, zastosowana została uproszczona parametryzacja takiego rozkładu (która jest też często stosowana w literaturze), w ramach której zakłada się, że gęstość energii składnika nietermicznego (potęgowego) stanowi ułamek η gęstości energii składnika termicznego.

Gęstość energii elektronów termicznych

$$u_{\text{th}} = a(\theta_e)N_{\text{th}}m_e c^2\theta_e, \quad (\text{A.23})$$

gdzie

$$a(\theta_e) \equiv \frac{1}{\theta_e} \left[\frac{3K_3(1/\theta_e) + K_1(1/\theta_e)}{4K_2(1/\theta_e)} - 1 \right] \quad (\text{A.24})$$

zmienia się od $3/2$ dla elektronów nierelatywistycznych do 3 dla mocno relatywistycznych, K_n oznaczają zmodyfikowane funkcje Bessela n -tego rzędu. Gęstość energii elektronów o rozkładzie potęgowym

$$u_{\text{pl}} \simeq N_{\text{pl}}m_e c^2 \frac{p-1}{p-2} \quad (\text{A.25})$$

(dla $p > 2$). Zatem gęstość liczbowa elektronów nietermicznych, określona warunkiem $u_{\text{pl}} = \eta u_{\text{th}}$, wynosi

$$N_{\text{pl}} = \frac{p-2}{p-1} \eta a(\theta_e) \theta_e N_{\text{th}}. \quad (\text{A.26})$$

A.2 Odwrotny efekt Comptona

Astrofizyczne znaczenie odwrotnego efektu Comptona zostało rozpoznane w latach 40-tych XX wieku (Feenberg & Primakoff, 1948). W zastosowaniu do procesów promienistych w kwazarach był on rozważany np. w pracach Ginzburg & Syrovatski (1965); Rees & Sciamia (1966), zaś jako jeden z podstawowych mechanizmów produkcji promieniowania rentgenowskiego w obiektach zwartych rozważany jest od początku lat 70-tych (np. Illarionov & Syunyaev, 1972). Przytoczone poniżej podstawowe własności tego promieniowania opisane są np. w książce Rybicki & Lightman (1986).

Rozpraszanie fotonu o energii $E \ll m_e c^2$ na swobodnym elektronie w spoczynku opisywane jest klasycznym modelem Thomsona, z różniczkowym przekrojem czynnym:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Thomson}} = r_0^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \quad (\text{A.27})$$

oraz całkowitym przekrojem czynnym:

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_0^2, \quad (\text{A.28})$$

gdzie $r_0 = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2.8 \times 10^{-13}$ cm. W przybliżeniu klasycznym energia rozproszonego fotonu nie zmienia się, czyli $E' = E$.

W ogólnym przypadku, po uwzględnieniu kinematyki rozpraszania, energia rozproszonego fotonu

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (\text{A.29})$$

Efekty kwantowomechaniczne wpływają również na przekrój czynny, opisywany w ogólnym przypadku formułą Kleina-Nishiny:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{E'^2}{E^2} \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2 \theta \right). \quad (\text{A.30})$$

Całkowity przekrój czynny

$$\sigma = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (\text{A.31})$$

gdzie $x = h\nu/mc^2$.

Przekrój Kleina-Nishiny przewiduje spadek prawdopodobieństwa oddziaływania wraz ze wzrostem energii fotonu, oraz większe prawdopodobieństwo dla małych kątów rozproszenia.

Jeżeli elektron porusza się i jego energia kinetyczna jest większa od energii fotonu, w wyniku rozproszenia może nastąpić wzrost energii fotonu. Jeżeli w oddziaływaniu z elektronem o czynniku Lorentza γ , w jego układzie spoczynkowym, rozproszenie odbywa się w zakresie Thomsona, czyli jeżeli $\gamma E \ll mc^2$, to energia fotonu wzrasta o czynnik γ^2 , czyli po rozproszeniu $E' \sim \gamma^2 E$. Moc wypromieniowywana przez elektron o czynniku γ (jeżeli zaniedbywalna jest utrata energii w układzie elektronu):

$$P_{\text{kompt}} = \frac{dE_{\text{rad}}}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{\text{prom}}, \quad (\text{A.32})$$

gdzie U_{prom} jest gęstością energii promiowania. Porównanie z wzorem (A.5), który można zapisać jako:

$$P_s = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B, \quad (\text{A.33})$$

pokazuje, że

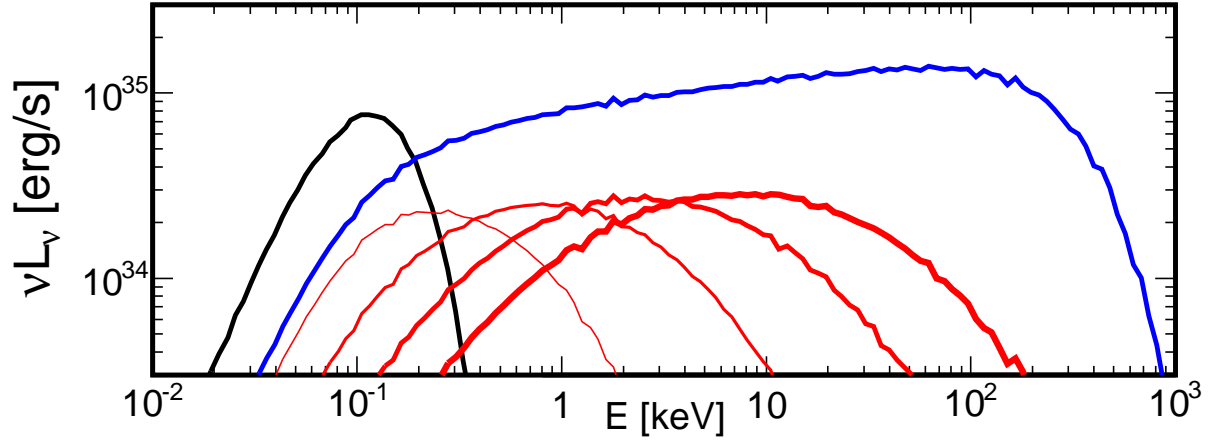
$$\frac{P_s}{P_{\text{kompt}}} = \frac{U_B}{U_{\text{prom}}}. \quad (\text{A.34})$$

Zatem o dominacji jednego z tych dwu procesów promienistych decyduje stosunek gęstości energii pola magnetycznego oraz gęstości energii promiowania.

A.2.1 Komptonizacja termiczna

Fotony o małych energiach oddziałując komptonowsko z bardziej energetycznymi elektronami o rozkładzie termicznym doznają średniego względnego przyrostu energii na jedno rozproszenie:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (\text{A.35})$$



Rysunek A.5: Rysunek ilustruje formowanie widma potęgowego w procesie komptonizacji termicznej. Widmo pokazane kolorem niebieskim policzone zostało kodem Monte Carlo dla źródła sferycznego z $\tau = 0.9$ i $kT_e = 100$ keV. Czerwone linie pokazują wkład kolejnych rzędów rozpraszania, od 1-go (najcieńsza) do 4-go (najgrubsza). Czarna linia pokazuje widmo fotonów miękkich, produkowanych z widmem Plancka o temperaturze $kT_{\text{BB}} = 30$ eV.

dla nierelatywistycznych temperatur, oraz

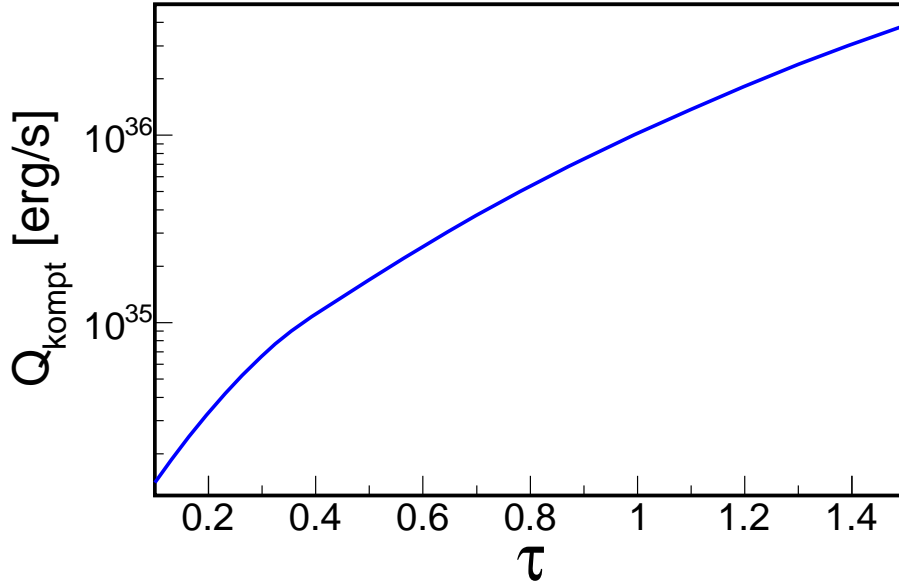
$$\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{4kT}{m_e c^2} \right)^2 \quad (\text{A.36})$$

dla relatywistycznych temperatur. Jeżeli $\tau > 1$, to średnia ilość rozprożeń podczas dyfuzyjnej ucieczki fotonu wynosi τ^2 , a dla $\tau < 1$ jest to τ . Parametr Comptona, zdefiniowany jako średni całkowity przyrost energii fotonu

$$y \equiv \frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{\Delta E}{E} \max(\tau, \tau^2), \quad (\text{A.37})$$

pozwała na sformułowanie warunku istotnej zmiany widma w wyniku komptonizacji jako $y \gtrsim 1$.

Komptonizacja przez elektrony o rozkładzie termicznym, dla nierelatywistycznych temperatur ($kT_e \ll m_e c^2$), opisywana jest równaniem Kompaneetsa, np. równanie (7.59) w Rybicki & Lightman (1986), które jest przybliżeniem Fokkera-Plancka dla równania Boltzmanna (obowiązującym dla małych przyrostów energii przy jednym rozproszeniu). Dla $y \gtrsim 1$ jego rozwiązaniem jest widmo potęgowe rozciągające się do energii $\sim kT_e$, z



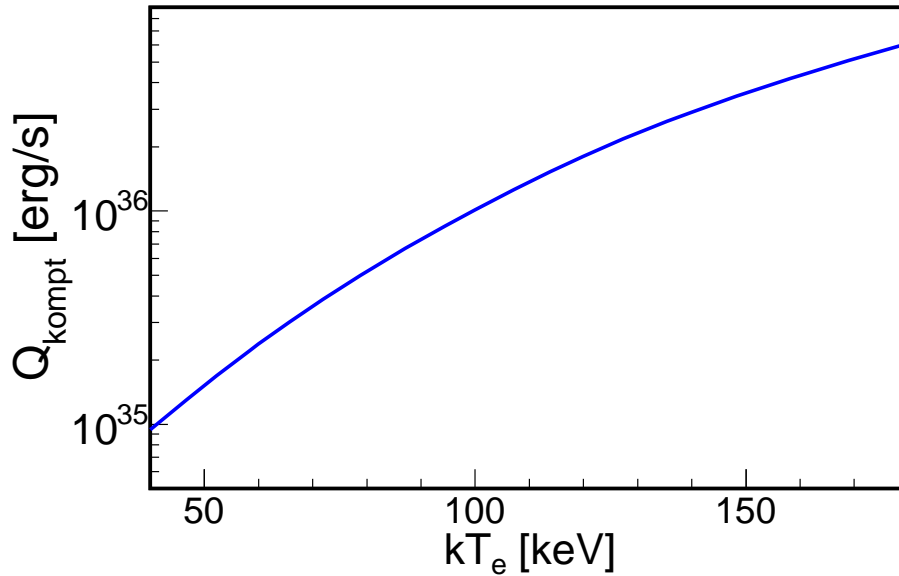
Rysunek A.6: Tempo chłodzenia komptonowskiego jako funkcja grubości optycznej dla źródła sferycznego o temperaturze $kT_e = 100$ keV, miękkie fotony dostarczane przez promieniowanie ciała doskonale czarnego o jasności 10^{35} erg/s i temperaturze $kT_{\text{BB}} = 30$ eV, jak na Rysunku A.5.

indeksem widmowym (Sunyaev & Titarchuk, 1980; Rybicki & Lightman, 1986)

$$\Gamma = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}}. \quad (\text{A.38})$$

gdzie znak „+” odpowiada zwiększaniu energii fotonów (*upscattering*), zaś znak „-” zmniejszaniu (*downscattering*). W przypadku $y \rightarrow \infty$ znaczna część fotonów osiąga energię $\sim kT_e$ i tworzy widmo Wiena, zaś powyższe Γ daje wówczas jego niskoenergetyczną część.

W ogólnym przypadku, w tym zwłaszcza dla relatywistycznych temperatur, modelowanie widma wymaga metod numerycznych, z których najdokładniejsze wyniki dają metody Monte Carlo (Pozdniakov et al., 1977; Gorecki & Wilczewski, 1984). Rysunki A.5, A.6 i A.7 pokazują charakterystyki komptonizacji termicznej obliczone kodem Monte Carlo w prostym przypadku jednorodnego sferycznego źródła. Ich celem jest m.in. zilustrowanie zależności tempa chłodzenia komptonowskiego od temperatury elektronów, dlatego miękkie fotony dostarczane są jako promieniowanie ciała doskonale czarnego o temperaturze 30 eV i jasności 10^{35} erg/s – takie parametry dobrze przybliżają termiczne promieniowanie synchrotronowe w układach podwójnych. Takie promieniowanie synchrotronowe nie zostało tutaj użyte, co pozwoliło na uniknięcie dodatkowej zależności jasności miękkich



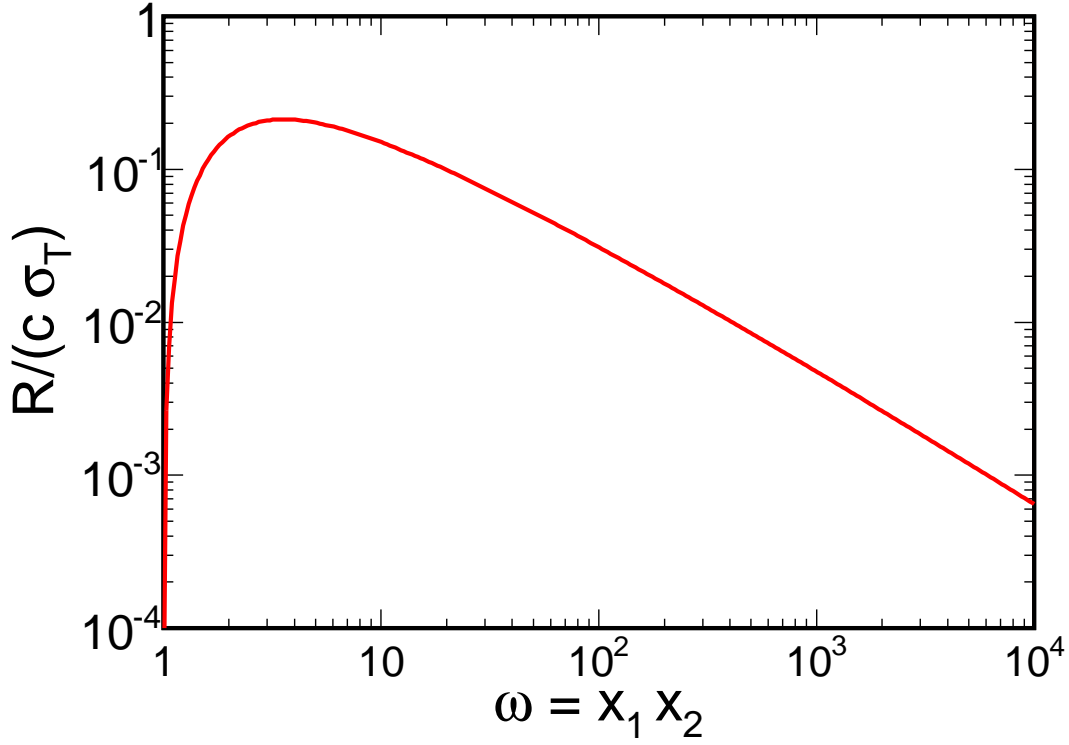
Rysunek A.7: Tempo chłodzenia komptonowskiego, jak na Rysunku A.6, ale w funkcji temperatury elektronów przy stałej grubości optycznej $\tau = 1$.

fotonów od temperatury elektronów, która dla termicznego promieniowania synchrotronowego jest bardzo silna.

Na Rysunku A.5 pokazane jest formowanie widma w procesie komptonizacji termicznej, gdzie widmo potęgowe powstaje w wyniku nałożenia widm kolejnych rzędów rozprożeń. Rysunki A.6 i A.7 pokazują tempo chłodzenia komptonowskiego w funkcji grubości optycznej i temperatury elektronów. Obie zależności są bardzo silne, ze zmianami wartości tych parametrów o czynnik ~ 2 typowo wywołującymi zmiany Q_{kompt} o rząd wielkości. Zależności te leżą u podstaw efektów omawianych w Rozdziałach 4 i 5, gdzie np. grubości optyczne modeli z małymi i dużymi δ różnią o czynnik kilka – zatem odpowiadają im ogromne zmiany tempa chłodzenia. Q_{kompt} zmienia się liniowo jasnością miękkich fotonów (tzw. *seed*), zatem jasność źródła tych fotonów musi wzrastać o rzędy wielkości, żeby znacząco zmniejszyć temperaturę elektronów – jak rzeczywiście ma to miejsce w przypadku efektów omawianych w Rozdziale 5, np. Rysunek 5.2(b) pokazuje, że są to 3–4 rzędy wielkości.

A.3 Absorpcja $\gamma\gamma$.

Propagacja fotonów γ w wypełniającym otoczenie polu promieniowania jest zaburzana przez efekt produkcji par, $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Przekrój czynny na proces produkcji (Gould



Rysunek A.8: Tempo produkcji par $R(\omega)$ jako funkcja iloczynu energii oddziałujących fotonów.

& Schreder, 1967)

$$\sigma(\beta) = \frac{3\sigma_T(1-\beta^2)}{16} \left[(3-\beta^4) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2\beta(2-\beta^2) \right], \quad (\text{A.39})$$

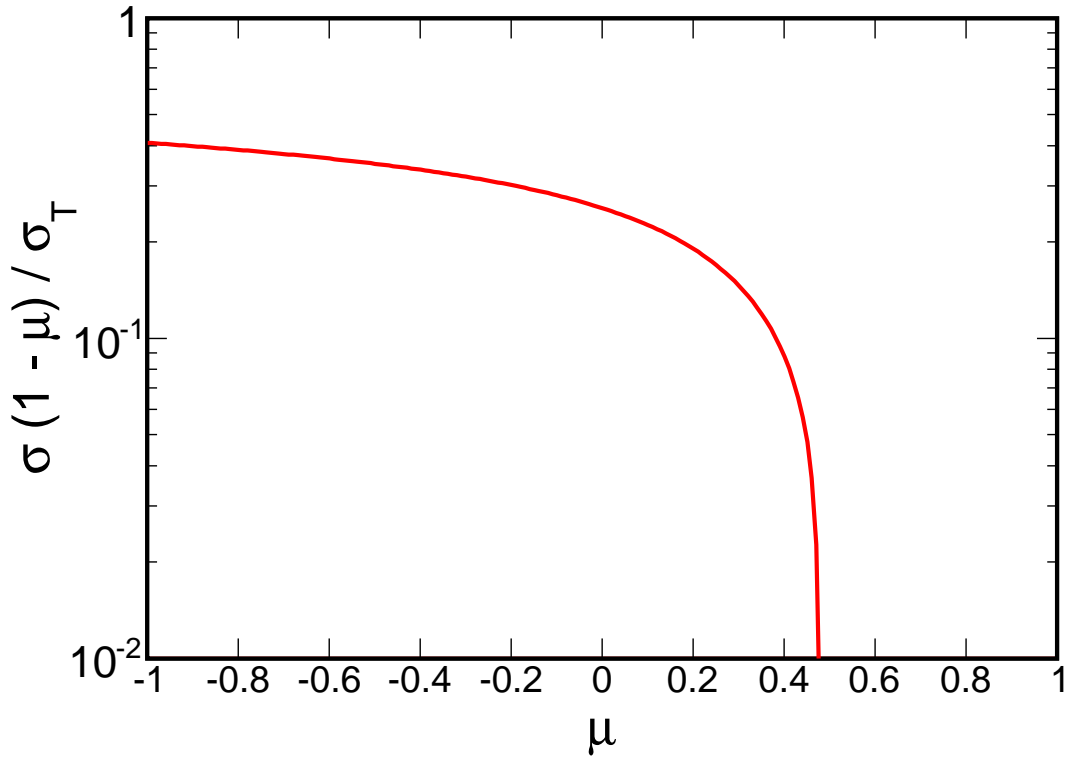
gdzie $\beta = v/c$ i v jest prędkością e^+ i e^- w układzie środka masy, zaś uśrednione po kącie oddziaływania tempo produkcji przez fotony o energiach E_1 i E_2

$$R(x_1, x_2) = \frac{c}{2} \int_{-1}^{\mu_{\max}} (1-\mu) \sigma(x_1, x_2, \mu) d\mu \quad (\text{A.40})$$

gdzie σ jest przekrojem czynnym, wzór (A.39), w którym

$$\beta = \left[1 - \frac{2}{x_1 x_2 (1-\mu)} \right]^{1/2}, \quad (\text{A.41})$$

$x_1 = E_1/m_e c^2$, $x_2 = E_2/m_e c^2$, μ jest kosinusem kąta między kierunkami fotonów, zaś wynikająca z kinematyki reakcji górna granica całkowania $\mu_{\max} = \max(-1, 1 - 2/x_1 x_2)$.



Rysunek A.9: Prawdopodobieństwo oddziaływania fotonu o energii 1 GeV z fotonem o energii 1 keV w funkcji kąta między kierunkami tych fotonów.

Jak widać $R(x_1, x_2)$ jest funkcją jednej zmiennej, $\omega = x_1 x_2$, rozkład tej funkcji pokazany jest na Rysunku A.5 (przy całkowaniu założyłam, że każda wartość μ jest równie prawdopodobna). Jak widać dla określonej energii fotonu γ prawdopodobieństwo oddziaływania silnie zależy od energii fotonów tworzących pole promieniowania, w którym propaguje się ten foton γ . Fotony o energiach 100 MeV i 10 GeV oddziałują głównie z fotonami o energiach odpowiednio $E \sim 10$ keV i ~ 100 eV.

Prawdopodobieństwo oddziaływania zależy również silnie od kąta między kierunkami fotonów (Rysunek A.9) i jest największe dla fotonów poruszających się w przeciwnych kierunkach, czyli dla $\mu \simeq -1$.

Dodatek B

Procesy hadronowe

Pierwszą pracą, w której w ogólnym kontekście astrofizycznym rozważana była produkcja promieniowania przez produkty oddziaływań proton-proton jest Ginzburg & Syrovatski (1965). Na możliwość emisji promieniowania γ produkowanego w procesach hadronowych podczas akrecji na czarną dziurę zwrócono uwagę wcześniej w pracach nad teorią akrecji relatywistycznej (Dahlbacka et al., 1974). Proces ten rozważany był w klasycznej pracy Shapiro et al. (1976) o dwu-temperaturowych dyskach akrecyjnych, gdzie zauważono zależność jasności γ od spinu czarnej dziury. Wpływ produktów oddziaływań hadronowych na widma emisji przepływów akrecyjnych rozważany był w kilku pracach w połowie lat 80-tych, np. Eilek & Kafatos (1983), Colpi et al. (1986), Zdziarski (1986), oraz, w ramach obecnie stosowanego modelu ADAF, w kilku pracach omówiony w Rozdziale 1.6.

Produkcja promieniowania γ w oddziaływaniach protonów odbywa się poprzez produkcję pionu neutralnego,

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0,$$

który następnie rozpada się (za pośrednictwem oddziaływań elektromagnetycznych) na dwa fotony γ

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \tag{B.1}$$

Jest to dominujący, z prawdopodobieństwem ok. 99%, kanał rozpadu; inne kanały to np. $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

Produkcja elektronów i pozytronów jest procesem trzystopniowym. Oddziałujące protony tworzą naładowany pion,

$$p + p \rightarrow \pi^+ + X, \tag{B.2}$$

$$p + p \rightarrow \pi^- + X, \quad (\text{B.3})$$

gdzie X oznacza pozostałe produkty rozpadu, przy czym wersje powyższych reakcji o najmniejszej masie spoczynkowej produktów to odpowiednio

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+, \quad (\text{B.4})$$

oraz

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-, \quad (\text{B.5})$$

zatem energia progowa na produkcję π^- jest większa niż na produkcję π^+ , co jest odzwierciedlone np. w tempach produkcji pionów pokazanych na Rysunku B.1. Pion naładowany rozpada się (przy udziale oddziaływań słabych) na naładowany mion oraz neutrino mionowe,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (\text{B.6})$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (\text{B.7})$$

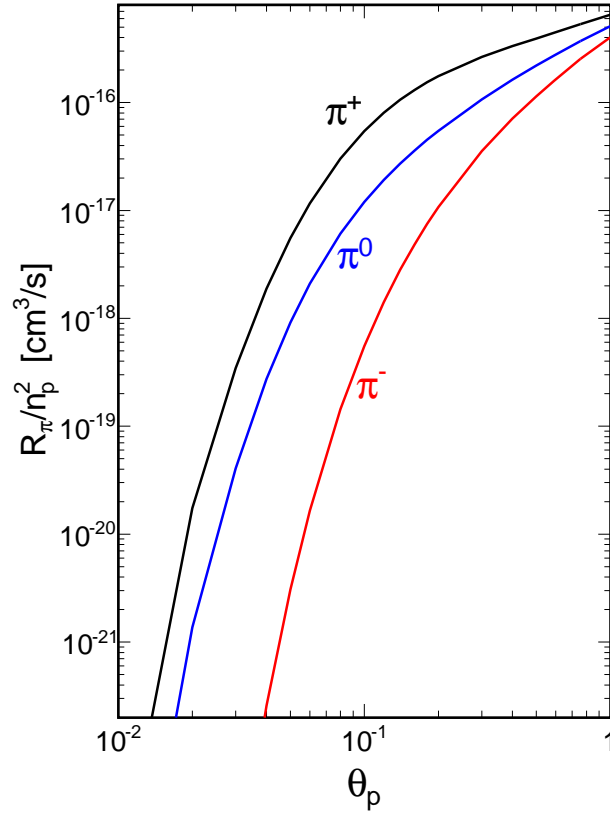
Jest to mocno dominujący kanał rozpadu; konkurencyjne, np. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, zachodzą z prawdopodobieństwem ok. 10^{-4} . Naładowane miony rozpadają się na elektrony oraz neutrina:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (\text{B.8})$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (\text{B.9})$$

B.1 Model produkcji pionów

Produkcja pionów w nieelastycznych oddziaływaniach proton-proton opisywana jest przy użyciu dwóch modeli: modelu izobarycznego (model I; Stecker, 1970, 1971), oraz tzw. modelu skalującego (model S; Stephens & Badhwar, 1981). Ich porównanie z wynikami pomiarów akceleratorowych w pracy Dermer (1986a) wskazuje na lepszą dokładność modelu izobarycznego poniżej kilku GeV oraz modelu skalującego dla wyższych energii. Zaproponowany w tej samej pracy formalizm obliczeniowy, wykorzystujący model I poniżej 3 GeV, model S powyżej 7 GeV i liniową interpolację między nimi w pośrednim przedziale energii, zastosowany został w naszym kodzie stworzonym do prac (1) i (3) oraz w kodzie `galprop` (Moskalenko & Strong, 1998). Formalizm ten porównany jest w pracy Mori



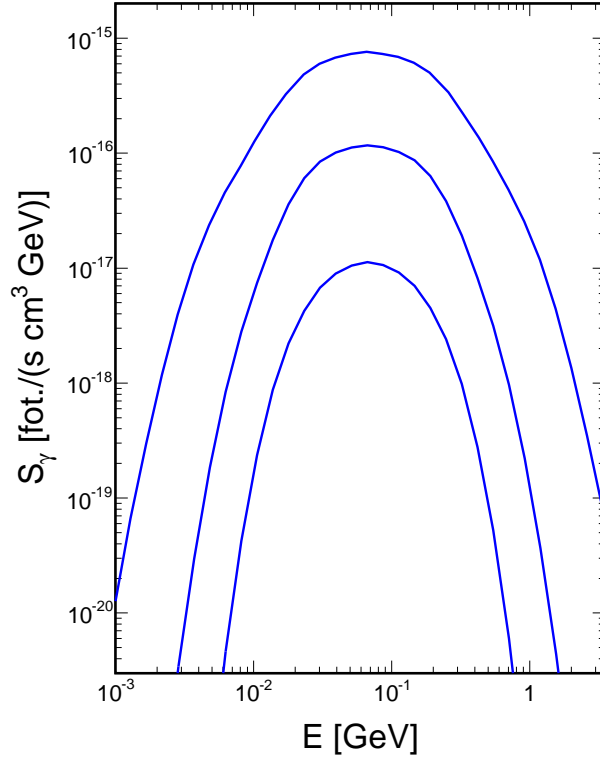
Rysunek B.1: Inkluzywne tempo produkcji pionów naładowanych dodatnio (krzywa czarna), ujemnie (krzywa czerwona) oraz neutralnych (krzywa niebieska) w termicznej plazmie protonów o temperaturze $\theta_p = kT_p/m_p c^2$.

(1997) z wynikami nowszych kodów wykorzystywanych w fizyce cząstek; zgodność wyników jest wystarczająca dla modelowania procesów astrofizycznych. W pracy Kelner et al. (2006) podana została dokładniejsza parametryzacja inkluzywnych przekrojów czynnych dla energii protonów powyżej ok. 100 GeV – ten zakres energii nie jest rozważany w obliczeniach przedstawionych w tej rozprawie.

Liczba pionów tworzonych w jednostce objętości i jednostce czasu przez dwie populacje protonów o gęstościach n_1 i n_2 , rozkładach energii $f_1(\gamma)$ i $f_2(\gamma)$ oraz izotropowym rozkładzie prędkości, jest równa

$$\begin{aligned}
 R_\pi(E_\pi) &= c \int_1^\infty d\gamma_1 \int_1^\infty d\gamma_2 \int_{-1}^1 d\cos\theta \\
 &\times \sigma(E_\pi; \gamma_1, \gamma_2, \cos\theta) f_1(\gamma_1) f_2(\gamma_2) \sqrt{(\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2)^2 - (\vec{\beta}_1 \times \vec{\beta}_2)^2} \quad (\text{B.10})
 \end{aligned}$$

gdzie $\vec{\beta}_1$, $\vec{\beta}_2$ są wektorami prędkości (w jednostkach c), zaś $\cos\theta = \vec{\beta}_1 \cdot \vec{\beta}_2 / |\vec{\beta}_1| |\vec{\beta}_2|$. Ostatni

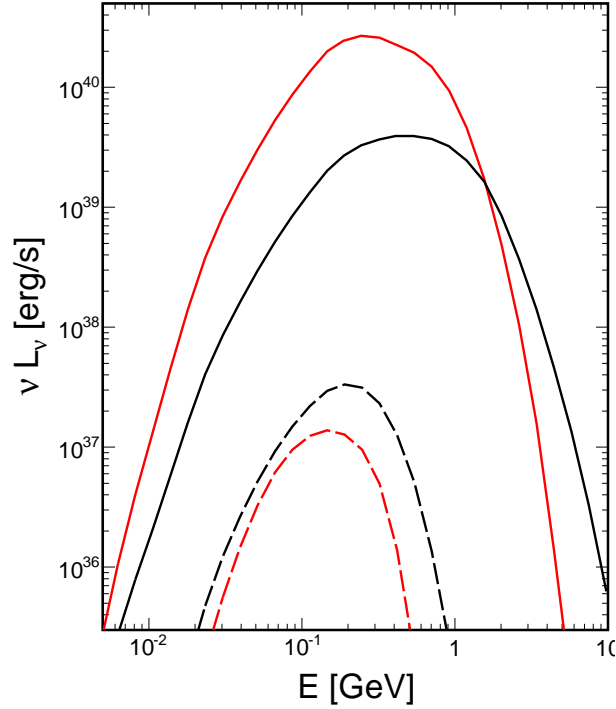


Rysunek B.2: Widmo promieniowania γ produkowanego w wyniku rozpadu pionów π^0 w jednostce objętości termicznej plazmy protonów o temperaturze $\theta_p = 0.3, 0.1$ i 0.05 (od góry do dołu), dla gęstości $n_p = 1$ proton/cm³. Dla termicznego rozkładu protonów widmo fotonowe ma symetryczny rozkład (na wykresie logarytmicznym) wokół ok. $70 \text{ MeV} \simeq m_{\pi^0}c^2/2$.

człon wyrażenia podcałkowego zapewnia relatywistyczną niezmienniczość wyrażenia na prawdopodobieństwo oddziaływania (Lifszyc & Landau, 2009). Dla dwóch oddziałujących protonów można zapisać go jako

$$\sqrt{(\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2)^2 - (\vec{\beta}_1 \times \vec{\beta}_2)^2} = v_{\text{rel}} \frac{p_1 \cdot p_2}{E_1 E_2}, \quad (\text{B.11})$$

gdzie p_1 i p_2 są czteropędami protonów, E_1 i E_2 ich energiami, v_{rel} jest ich prędkością względną.



Rysunek B.3: Widmo promieniowania γ produkowanego w wyniku rozpadu pionów π^0 w jednorodnym źródle sferycznym o parametrach charakterystycznych dla przepływów wokół czarnej dziury o masie $M = 10^7 M_\odot$, spinie $a = 0.95$, tempie akrecji $\dot{m} = 0.1$ oraz magnetyzacji $\beta_B = 1$ (czerwone) i 9 (czarne). Widma ciągłe odpowiadają odległości $r = 2$, widma przerywane $r = 10$. Szczegółowe parametry: czerwona ciągła $\theta_p = 0.16$, $n_p = 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$; czerwona przerywana $\theta_p = 0.03$, $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; czarna ciągła $\theta_p = 0.3$, $n_p = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; czarna przerywana $\theta_p = 0.06$, $n_p = 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

B.1.1 Fotony γ

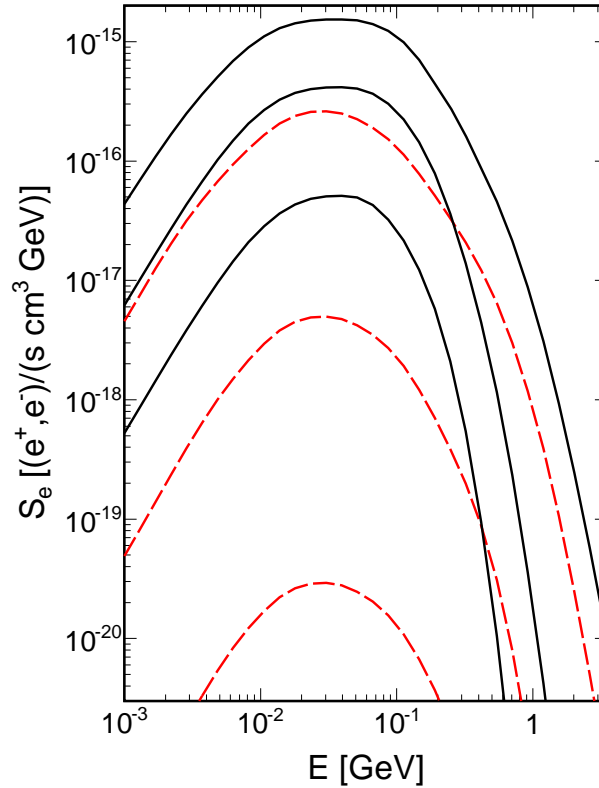
Widmo fotonów γ związane jest z widmem energetycznym pionów wzorem

$$S_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\pi\min}}^{\infty} dE_\pi \frac{R_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}}, \quad (\text{B.12})$$

gdzie $m_\pi c^2 = 0.135 \text{ GeV}$ jest energią spoczynkową pionu, $E_{\pi\min}$ jest minimalną energią pionu, którego rozpad może produkować fotony γ o energii E_γ ,

$$E_{\pi\min} = E_\gamma + \frac{m_\pi^2 c^4}{4 E_\gamma}. \quad (\text{B.13})$$

Przykładowe widma fotonów γ produkowanych w termicznej plazmie protonów, obliczone przez dwukrotne scałkowanie wzoru (B.10) po rozkładzie Maxwella, przedstawione



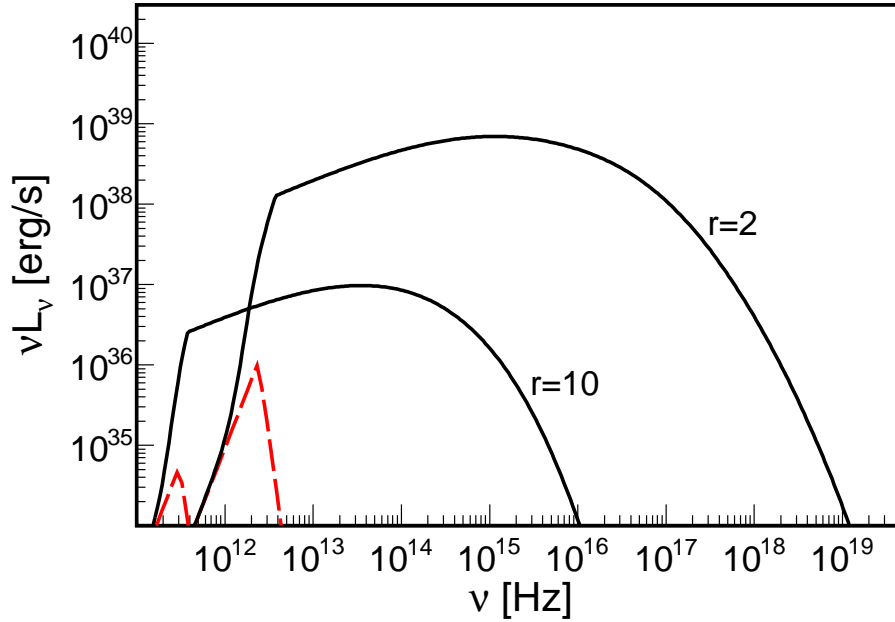
Rysunek B.4: Rozkład energetyczny pozytonów (ciągłe krzywe czarne) oraz elektronów (czerwone krzywe przerywane) produkowanych w wyniku rozpadu pionów π^+ oraz π^- w jednostce objętości termicznej plazmy protonów o temperaturze $\theta_p = 0.3, 0.1$ i 0.05 (od góry do dołu), dla gęstości $n_p = 1$ proton/cm³.

są na Rysunkach B.2 oraz B.3. Widma na Rysunku B.3 odpowiadają parametrom z rozwiązania hydrodynamicznego, podanym w podpisie tego rysunku, dla dwóch charakterystycznych odległości, $r = 2$ i 10 . Objętość obszaru emisji została obliczona jako $(4/3)\pi R^3$.

B.1.2 Produkcja elektronów i pozytonów

Formalizm obliczeniowy stosowany do obliczenia widma energetycznego pozytonów i elektronów w wyniku rozpadu pionów naładowanych rozwinięty jest w dodatku B pracy Dermer (1986b). Nie przytaczam go ze względu na złożoną formę wzorów. Choć proces jest trzystopniowy, ze względu na małą różnicę mas π^\pm i μ^\pm i związaną z tym niewielką różnicę prędkości pomiędzy ich układami spoczynkowymi

$$\gamma_{\mu^\pm} = \frac{m_{\pi^\pm}^2 + m_{\mu^\pm}^2}{2m_{\pi^\pm}m_{\mu^\pm}} \simeq 1.04,$$



Rysunek B.5: Widmo promieniowania synchrotronowego produkowanego w jednorodnym źródle sferycznym o parametrach charakterystycznych dla przepływów wokół czarnej dziury o masie $M = 10^7 M_\odot$, spinie $a = 0.95$, tempie akrecji $\dot{m} = 0.1$ oraz magnetyzacji $\beta_B = 9$ w odległości $r = 2$ i 10 . Krzywe czarne przedstawiają widmo produkowane przez elektrony o hybrydowym rozkładzie energii, w którym składnik nietermiczny pochodzi z rozpadu pionów π^\pm tworzonych w termicznej plazmie protonów (czyli w modelu HT zdefiniowanym w Rozdziale 5). Czerwone krzywe przerywane pokazują widma emisji synchrotronowej termicznych elektronów.

w obliczeniach standardowo przyjmuje się upraszczające założenie, że tempo produkcji mionów i ich rozkład energetyczny $R(E_{\mu^\pm}) \simeq R(E_{\pi^\pm})$, gdzie $R(E_{\pi^\pm})$ jest obliczone według równania (B.10). Widmo e^\pm , S_e , oblicza się poprzez scałkowanie $R(E_{\mu^\pm})$ z uwzględnieniem prawdopodobieństwa rozpadu mionu na elektron o określonej energii. Przykładowe widma elektronów dla rozkładu termicznego protonów pokazane są na Rysunku B.4. Osiągają one maksimum na $\sim m_{\pi^\pm} c^2 / 4 \simeq 35$ MeV w wyniku tego, że naładowany pion rozpada się w sumie na cztery cząstki.

e^\pm produkowane w wyniku rozpadu pionów tracą energię emitując promieniowanie synchrotronowe. Alternatywnym mechanizmem utraty energii jest odwrotny efekt Comptona, sprawdziłam jednak, że – dla rozważanych w moich obliczeniach parametrów – kryterium podane w równaniu (A.34) daje zawsze dominację chłodzenia synchrotronowego. W stanie

ustalonym e^\pm osiągają rozkład,

$$N(\gamma) = -\frac{1}{\dot{\gamma}} C(\gamma), \quad (\text{B.14})$$

przy którym tempo wstrzykiwania elektronów:

$$C(\gamma) \equiv \int_{\gamma}^{\infty} S_e(\gamma') d\gamma', \quad (\text{B.15})$$

jest równoważone przez tempo chłodzenia $\dot{\gamma} = P_s/(m_e c^2)$, gdzie P_s wyrażone jest wzorem (A.33), czyli $\dot{\gamma} \propto \gamma^2$. Dla $\gamma \lesssim 70$, a więc poniżej czynnika Lorentza charakteryzującego wstrzykiwanie elektronów, iloczyn $\dot{\gamma}N(\gamma)$ jest stały (bo $C(\gamma)$ zawiera wówczas wszystkie wstrzykiwane elektrony), a zatem w stanie ustalonym $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$.

Na Rysunku B.5 przedstawiam przykładowe widma promieniowania synchrotronowego termicznego (czerwona linia) oraz emitowanego przez e^\pm produkowane w rozpadach pionów (czarna linia) dla parametrów odpowiadającym dwóm charakterystycznym odległościom, $r = 2$ i 10 , w naszym modelu gorącego przepływu wokół supermasywnej czarnej dziury.

Bibliografia

- B. P. Abbott et al., 2016, *Binary Black Hole Mergers in the First Advanced LIGO Observing Run*. Physical Review X, 6, 041015
- B. P. Abbott et al., 2018, *Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo*. arXiv181112940 e-print
- M. A. Abramowicz, X.-M. Chen, M. Granath & J.-P. Lasota, 1996, *Advection-dominated Accretion Flows around Kerr Black Holes*. ApJ, 471, 762
- F. A. Aharonian & R. A. Sunyaev, 1984, *Gamma-ray line emission, nuclear destruction and neutron production in hot astrophysical plasmas - The deuterium boiler as a gamma-ray source*. MNRAS, 210, 257
- D. R. Altschuler & J. F. C. Wardle, 1975, *Radio properties of BL Lac type objects*. Nature, 255, 306
- R. Antonucci, 1993, *Unified models for active galactic nuclei and quasars*. ARA&A, 31, 473
- M. J. Aschwanden, 2002, *Particle acceleration and kinematics in solar flares - A Synthesis of Recent Observations and Theoretical Concepts*. Space Sci. Rev., 101, 1
- W. Baade & R. Minkowski, 1954a, *Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis A*. ApJ, 119, 206
- W. Baade & R. Minkowski, 1954b, *On the Identification of Radio Sources*. ApJ, 119, 215
- J. M. Bardeen, W. H. Press & S. A. Teukolsky, 1972, *Rotating Black Holes: Locally Nonrotating Frames, Energy Extraction, and Scalar Synchrotron Radiation*. ApJ, 178, 347

- V. Beckmann, P. Jean, P. Lubiński, S. Soldi & R. Terrier, 2011, *The hard X-ray emission of Centaurus A*. A&A, 531, A70
- T. Belloni, A. P. Colombo, J. Homan, S. Campana & M. van der Klis, 2002, *A low/hard state outburst of XTE J1550-564*. A&A, 390, 199
- M. C. Bentz et al., 2006 *A Reverberation-based Mass for the Central Black Hole in NGC 4151*. ApJ, 651, 775
- M. C. Bentz et al., 2014, *The Mass of the Central Black Hole in the Nearby Seyfert Galaxy NGC 5273*. ApJ, 796, 8
- C. S. Bowyer, M. Lampton, J. Mack & F. de Mendonca, 1970, *Detection of X-Ray Emission from 3c 273 and NGC 5128*. ApJ, 161, L1
- R. H. Boyer & R. W. Lindquist, 1967, *Maximal Analytic Extension of the Kerr Metric*. Journal of Mathematical Physics, 8, 265
- L. W. Brenneman, M. Elvis, Y. Krongold, Y. Liu & S. Mathur, 2012, *NGC 5548: Lack of a Broad Fe $K\alpha$ Line and Constraints on the Location of the Hard X-Ray Source*. ApJ, 744, 13
- L. W. Brenneman et al., 2014, *The Broad-band X-Ray Spectrum of IC 4329A from a Joint NuSTAR/Suzaku Observation*. ApJ, 788, 61
- C. Cabanac, R. P. Fender, R. J. H. Dunn & E. G. Kording. 2009, *On the variation of black hole accretion disc radii as a function of state and accretion rate*. MNRAS, 396, 1415
- A. Capetti, A. Marconi, D. Macchetto & D. Axon, 2005, *The supermassive black hole in the Seyfert 2 galaxy NGC 5252*. A&A, 431, 465
- J. Casares & P. G. Jonker, 2014, *Mass Measurements of Stellar and Intermediate-Mass Black Holes*. Space Sci. Rev., 183, 223
- M. Colpi, L. Maraschi & A. Treves, 1986, *Gamma-ray emission from accretion onto a rotating black hole*. ApJ, 311, 150
- H. D. Curtis, 1918, *Descriptions of 762 Nebulae and Clusters Photographed with the Crossley Reflector*. Publications of Lick Observatory, 13, 9

- B. Czerny, A. Siemiginowska, A. Janiuk, B. Nikiel-Wroczyński & Ł. Stawarz, 2009, *Accretion Disk Model of Short-Timescale Intermittent Activity in Young Radio Sources*. ApJ, 698, 840
- B. Czerny, K. Hryniewicz, M. Nikolajuk & A. Sądowski, 2011, *Constraints on the black hole spin in the quasar SDSS J094533.99+100950.1*. MNRAS, 415, 2942
- G. H. Dahlbacka, G. F. Chapline & T. A. Weaver, 1974, *Gamma rays from black holes*. Nature, 250, 36
- S. W. Davis & A. Laor, 2011, *The Radiative Efficiency of Accretion Flows in Individual Active Galactic Nuclei*. ApJ, 728, 98
- M. den Brok et al., 2015, *Measuring the Mass of the Central Black Hole in the Bulgeless Galaxy NGC 4395 from Gas Dynamical Modeling*. ApJ, 809, 101
- C. D. Dermer, 1986a, *Secondary production of neutral pi-mesons and the diffuse galactic gamma radiation*. A&A, 157, 223
- C. D. Dermer, 1986b, *Binary collision rates of relativistic thermal plasmas. II - Spectra*. ApJ, 307, 47
- C. D. Dermer, E. P. Liang & E. Canfield, 1991, *Luminosity enhancement factor for thermal Comptonization and the electron energy balance*. ApJ, 369, 410
- N. Devereux, H. Ford, Z. Tsvetanov & G. Jacoby, 2003, *STIS Spectroscopy of the Central 10 Parsecs of M81: Evidence for a Massive Black Hole*. AJ, 125, 1226
- C. Done, 2014, *Scaling accretion flow models from BHB to AGN - Why doesn't it work?*. w: M. Ishida, R. Petre, and K. Mitsuda, editors, Suzaku-MAXI 2014: Expanding the Frontiers of the X-ray Universe, str. 300
- C. Done, G. Wardziński & M. Gierliński, 2004, *GRS 1915+105: the brightest Galactic black hole*. MNRAS, 349, 393
- C. Done, M. Gierliński & A. Kubota, 2007, *Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask*. A&A Rev., 15, 1

- J. A. Eilek & M. Kafatos. 1983, *The high-energy spectrum of hot accretion disks*. ApJ, 271, 804
- M. Elvis, T. Maccacaro, A. S. Wilson, M. J. Ward, M. V. Penston, R. A. E. Fosbury & G. C. Perola, 1978, *Seyfert galaxies as X-ray sources*. MNRAS, 183, 129
- A. A. Esin, R. Narayan, W. Cui, J. E. Grove & S.-N. Zhang, 1998, *Spectral Transitions in Cygnus X-1 and Other Black Hole X-Ray Binaries*. ApJ, 505, 854
- A. A. Esin, J. E. McClintock, J. J. Drake, M. R. Garcia, C. A. Haswell, R. I. Hynes & M. P. Muno, 2001, *Modeling the Low-State Spectrum of the X-Ray Nova XTE J1118+480*. ApJ, 555, 483
- B. L. Fanaroff & J. M. Riley, 1974, *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*. MNRAS, 167, 31P
- N. Fanidakis, C. M. Baugh, A. J. Benson, R. G. Bower, S. Cole, C. Done & C. S. Frenk, 2011, *Grand unification of AGN activity in the Λ CDM cosmology*. MNRAS, 410, 53
- E. Feenberg & H. Primakoff, 1948, *Interaction of Cosmic-Ray Primaries with Sunlight and Starlight*. Physical Review, 73, 449
- R. P. Fender, T. M. Belloni & E. Gallo, 2004, *Towards a unified model for black hole X-ray binary jets*. MNRAS, 355, 1105
- L. Ferrarese & D. Merritt, 2000, *A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies*. ApJ, 539, L9
- F. Fiore et al., 2001, *The BeppoSAX View of the X-Ray Active Nucleus of NGC 4258*. ApJ, 556, 150
- V. Fish et al., 2016, *Observing and Imaging Active Galactic Nuclei with the Event Horizon Telescope*. Galaxies, 4, 54
- J. Frank, A. King & D. J. Raine, 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. UK: Cambridge University Press
- F. Frontera et al., 2003, *Spectral and Temporal Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1118+480 as Observed with BeppoSAX*. ApJ, 592, 1110

- Y. Fukazawa et al., 2011, *Suzaku View of X-Ray Spectral Variability of the Radio Galaxy Centaurus A: Partial Covering Absorber, Reflector, and Possible Jet Component*. ApJ, 743, 124
- K. Gebhardt et al., 2011, *The Black Hole Mass in M87 from Gemini/NIFS Adaptive Optics Observations*. ApJ, 729, 119
- G. Ghisellini & R. Svensson, 1991, *The synchrotron and cyclo-synchrotron absorption cross-section*. MNRAS, 252, 313
- G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Foschini & G. Ghirlanda, 2011, *The transition between BL Lac objects and flat spectrum radio quasars*. MNRAS, 414, 2674
- R. Giacconi et al., 1974, *The Third UHURU Catalog of X-Ray Sources*. ApJS, 27, 37
- M. Gierlinski et al., 1997, *Simultaneous X-ray and gamma-ray observations of CYG X-1 in the hard state by GINGA and OSSE*. MNRAS, 288, 958
- V. L. Ginzburg & S. I. Syrovatski, 1965, *Reviews of Topical Problems: Some Problems of Gamma and X-Ray Astronomy*. Soviet Physics Uspekhi, 7, 696
- A. Gnerucci, A. Marconi, A. Capetti, D. J. Axon, A. Robinson & N. Neumayer, 2011, *Spectroastrometry of rotating gas disks for the detection of supermassive black holes in galactic nuclei. II. Application to the galaxy Centaurus A (NGC 5128)*. A&A, 536, A86
- D. Gondek et al., 1996, *The average X-ray/gamma-ray spectrum of radio-quiet Seyfert 1s*. MNRAS, 282, 646
- A. Gorecki & W. Wilczewski, 1984, *A study of Comptonization of radiation in an electron plasma using the Monte Carlo method*. Acta Astron., 34, 141
- R. J. Gould, 1986, *Breakup of helium nuclei in high-temperature plasmas*. Nuclear Physics B, 266, 737
- R. J. Gould & G. P. Schreder. 1967, *Pair Production in Photon-Photon Collisions*. Physical Review, 155, 1404
- L. J. Greenhill, J. M. Moran & J. R. Herrnstein, 1997, *The Distribution of H₂O Maser Emission in the Nucleus of NGC 4945*. ApJ, 481, L23

- M. Gu & X. Cao, 2009, *The anticorrelation between the hard X-ray photon index and the Eddington ratio in low-luminosity active galactic nuclei*. MNRAS, 399, 349
- T. M. Heckman, 1980, *An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - Activity in normal galactic nuclei*. A&A, 87, 152
- T. M. Heckman & P. N. Best, 2014, *The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe*. ARA&A, 52, 589
- E. P. Hubble, 1922, *A general study of diffuse galactic nebulae*. ApJ, 56
- E. M. L. Humphreys, M. J. Reid, J. M. Moran, L. J. Greenhill & A. L. Argon, 2013, *Toward a New Geometric Distance to the Active Galaxy NGC 4258. III. Final Results and the Hubble Constant*. ApJ, 775, 13
- A. F. Illarionov & R. A. Syunyaev, 1972, *Compton Scattering by Thermal Electrons in X-Ray Sources*. Soviet Ast., 16, 45
- P. Kaaret, H. Feng & T. P. Roberts, 2017, *Ultraluminous X-Ray Sources*. ARA&A, 55, 303
- E. Kalemci, 2002, *Temporal studies of black hole X-ray transients during outburst decay*. PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, SAN DIEGO
- E. Kalemci et al., 2005, *Multiwavelength Observations of the Galactic Black Hole Transient 4U 1543-47 during Outburst Decay: State Transitions and Jet Contribution*. ApJ, 622, 508
- V. Kalogera & G. Baym, 1996, *The Maximum Mass of a Neutron Star*. ApJ, 470, L61
- T. Kawamuro, Y. Ueda, F. Tazaki, Y. Terashima & R. Mushotzky, 2016, *Study of Swift/Bat Selected Low-luminosity Active Galactic Nuclei Observed with Suzaku*. ApJ, 831, 37
- D. Kazanas & D. C. Ellison, 1986, *The central engine of quasars and active galactic nuclei Hadronic interactions of shock-accelerated relativistic protons*. ApJ, 304, 178
- S. R. Kelner, F. A. Aharonian & V. V. Bugayov, 2006, *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*. Phys. Rev. D, 74, 034018

- R. P. Kerr, 1963, *Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics*. Physical Review Letters, 11, 237
- E. Y. Khachikyan & D. W. Weedman, 1971, *A spectroscopic study of luminous galactic nuclei*. Astrophysics, 7, 231
- J. Khargharia, C. S. Froning, E. L. Robinson & D. M. Gelino, 2013, *The Mass of the Black Hole in XTE J1118+480*. AJ, 145, 21
- J. Kormendy & L. C. Ho, 2013, *Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies*. ARA&A, 51, 511
- Y.-R. Li, Y.-F. Yuan, J.-M. Wang, J.-C. Wang & S. Zhang, 2009, *Spins of Supermassive Black Holes in M87. II. Fully General Relativistic Calculations*. ApJ, 699, 513
- J. M. Lifszyc & L. D. Landau, 2009, *Teoria pola*. Wydawnictwo Naukowe PWN
- A. P. Lobban, J. N. Reeves, D. Porquet, V. Braitto, A. Markowitz, L. Miller & T. J. Turner, 2010, *Evidence for a truncated accretion disc in the low-luminosity Seyfert galaxy, NGC 7213?* MNRAS, 408, 551
- P. Lubiński et al., 2010, *Extreme flux states of NGC 4151 observed with INTEGRAL*. MNRAS, 408, 1851
- P. Lubiński et al., 2016, *A comprehensive analysis of the hard X-ray spectra of bright Seyfert galaxies*. MNRAS, 458, 2454
- D. Lynden-Bell, 1969, *Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars*. Nature, 223, 690
- P. Magdziarz, O. M. Blaes, A. A. Zdziarski, W. N. Johnson & D. A. Smith, 1998, *A spectral decomposition of the variable optical, ultraviolet and X-ray continuum of NGC 5548*. MNRAS, 301, 179
- R. Mahadevan, 1997, *Scaling Laws for Advection-dominated Flows: Applications to Low-Luminosity Galactic Nuclei*. ApJ, 477, 585
- R. Mahadevan, 1998, *Reconciling the spectrum of Sagittarius A* with a two-temperature plasma model*. Nature, 394, 651

- R. Mahadevan, 1999, *Probing the two-temperature paradigm: observational tests for the basic assumptions in advection-dominated accretion flows*. MNRAS, 304, 501
- R. Mahadevan & E. Quataert, 1997, *Are Particles in Advection-dominated Accretion Flows Thermal?* ApJ, 490, 605
- R. Mahadevan, R. Narayan & I. Yi, 1996, *Harmony in Electrons: Cyclotron and Synchrotron Emission by Thermal Electrons in a Magnetic Field*. ApJ, 465, 327
- R. Mahadevan, R. Narayan & J. Krolik, 1997, *Gamma-Ray Emission from Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes: Application to the Galactic Center*. ApJ, 486, 268
- M. A. Malkan, 1983, *The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks*. ApJ, 268, 582
- J. Malzac & R. Belmont, 2009, *The synchrotron boiler and the spectral states of black hole binaries*. MNRAS, 392, 570
- T. Manmoto, 2000, *Advection-dominated Accretion Flow around a Kerr Black Hole*. ApJ, 534, 734
- S. Markoff, M. A. Nowak & J. Wilms, 2005, *Going with the Flow: Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae?* ApJ, 635, 1203
- A. Markowitz et al., 2003, *X-Ray Fluctuation Power Spectral Densities of Seyfert 1 Galaxies*. ApJ, 593, 96
- J. E. McClintock, R. Narayan & J. F. Steiner, 2014, *Black Hole Spin via Continuum Fitting and the Role of Spin in Powering Transient Jets*. Space Sci. Rev., 183, 295
- L. Meyer et al., 2012, *The Shortest-Known-Period Star Orbiting Our Galaxy's Supermassive Black Hole*. Science, 338, 84
- T. Miyakawa et al., 2008, *Luminosity Dependence of the Electron Temperature in the Bright Hard State of the Black Hole Candidate GX 339-4*. PASJ, 60, 637
- M. Miyoshi et al., 1995, *Evidence for a black hole from high rotation velocities in a sub-parsec region of NGC4258*. Nature, 373, 127

- M. Mori, 1997, *The Galactic Diffuse Gamma-Ray Spectrum from Cosmic-Ray Proton Interactions*. ApJ, 478, 225
- I. V. Moskalenko & A. W. Strong, 1998, *Production and Propagation of Cosmic-Ray Positrons and Electrons*. ApJ, 493, 694
- P. Munar-Adrover et al., 2014, *Discovery of X-Ray Emission from the First Be/Black Hole System*. ApJ, 786, L11
- R. F. Mushotzky, F. E. Marshall, E. A. Boldt, S. S. Holt & P. J. Serlemitsos, 1980, *HEAO 1 spectra of X-ray emitting Seyfert 1 galaxies*. ApJ, 235, 377
- R. Narayan & I. Yi, 1994, *Advection-dominated accretion: A self-similar solution*. ApJ, 428, L13
- R. Narayan & I. Yi, 1995a, *Advection-dominated accretion: Self-similarity and bipolar outflows*. ApJ, 444, 231
- R. Narayan & I. Yi, 1995b, *Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars*. ApJ, 452, 710
- R. Narayan, R. Mahadevan & E. Quataert, 1998, *Advection-dominated accretion around black holes*. w: M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, and J. E. Pringle, editors, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, str. 148
- H. Netzer & A. Laor, 1993, *Dust in the narrow-line region of active galactic nuclei*. ApJ, 404, L51
- A. Niedźwiecki, 2005, *Comptonization in the vicinity of the black hole horizon*. MNRAS, 356, 913
- A. Niedźwiecki & A. A. Zdziarski, 2006, *Bulk motion Comptonization in black hole accretion flows*. MNRAS, 365, 606
- A. Niedźwiecki, F.-G. Xie & A. A. Zdziarski, 2012, *General relativistic model of hot accretion flows with global Compton cooling*. MNRAS, 420, 1195
- A. Niedźwiecki, A. A. Zdziarski & M. Szanecki, 2016, *On the Lamppost Model of Accreting Black Holes*. ApJ, 821, L1

- M. Nikolajuk, I. E. Papadakis & B. Czerny, 2004, *Black hole mass estimation from X-ray variability measurements in active galactic nuclei*. MNRAS, 350, L26
- I. D. Novikov & K. S. Thorne, 1973, *Astrophysics of black holes*. w: C. Dewitt and B. S. Dewitt, editors, *Black Holes (Les Astres Occlus)*, str. 343–450
- K. Ohsuga, S. Mineshige, M. Mori & Y. Kato, 2009, *Global Radiation-Magnetohydrodynamic Simulations of Black-Hole Accretion flow and Outflow: Unified Model of Three States*. PASJ, 61, L7
- K. Oka & T. Manmoto. 2003, *Gamma-ray emission from an accretion flow around a Kerr black hole*. MNRAS, 340, 543
- T. Oka, R. Mizuno, K. Miura & S. Takekawa, 2016, *Signature of an Intermediate-mass Black Hole in the Central Molecular Zone of Our Galaxy*. ApJ, 816, L7
- J. B. Oke & J. E. Gunn, 1974, *The Distance of BL Lacertae*. ApJ, 189, L5
- J. A. Orosz et al., 2011, *An Improved Dynamical Model for the Microquasar XTE J1550-564*. ApJ, 730, 75
- F. Ozel, D. Psaltis & R. Narayan, 2000, *Hybrid Thermal-Nonthermal Synchrotron Emission from Hot Accretion Flows*. ApJ, 541, 234
- B. Paczynski, 1974, *Mass of Cygnus X-1*. A&A, 34, 161
- P. Padovani et al., 2017, *Active galactic nuclei: what's in a name?* A&A Rev., 25, 2
- A. Pancoast et al., 2015, *Erratum: Modelling reverberation mapping data - II. Dynamical modelling of the Lick AGN Monitoring Project 2008 data set*. MNRAS, 448, 3070
- S. Q. Park et al., 2004, *Spectral and Timing Evolution of the Black Hole X-Ray Nova 4U 1543-47 during Its 2002 Outburst*. ApJ, 610, 378
- B. M. Peterson et al., 2004, *Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. II. A Homogeneous Analysis of a Large Reverberation-Mapping Database*. ApJ, 613, 682
- B. M. Peterson et al., 2005, *Multiwavelength Monitoring of the Dwarf Seyfert 1 Galaxy NGC 4395. I. A Reverberation-based Measurement of the Black Hole Mass*. ApJ, 632, 799

- D. S. Plant, R. P. Fender, G. Ponti, T. Muñoz-Darias & M. Coriat, 2015, *The truncated and evolving inner accretion disc of the black hole GX 339-4*. A&A, 573, A120
- R. M. Plotkin, E. Gallo & P. G. Jonker, 2013, *The X-Ray Spectral Evolution of Galactic Black Hole X-Ray Binaries toward Quiescence*. ApJ, 773, 59
- R. Popham & C. F. Gammie, 1998, *Advection-dominated Accretion Flows in the Kerr Metric. II. Steady State Global Solutions*. ApJ, 504, 419
- K. A. Pounds, K. Nandra, G. C. Stewart, I. M. George & A. C. Fabian, 1990, *X-ray reFlection from cold matter in the nuclei of active galaxies*. Nature, 344, 132
- J. Poutanen & A. Veledina, 2014, *Modelling Spectral and Timing Properties of Accreting Black Holes: The Hybrid Hot Flow Paradigm*. Space Sci. Rev., 183, 61
- L. A. Pozdniakov, I. M. Sobol & R. A. Siuniaeov, 1977, *Effect of multiple Compton scatterings on an X-ray emission spectrum - Calculations by the Monte Carlo method*. Soviet Ast., 21, 708
- S. Puccetti et al., 2014, *The Variable Hard X-Ray Emission of NGC 4945 as Observed by NuSTAR*. ApJ, 793, 26
- E. Quataert & R. Narayan. 1999, *Spectral Models of Advection-dominated Accretion Flows with Winds*. ApJ, 520, 298
- M. J. Rees, 1984, *Black Hole Models for Active Galactic Nuclei*. ARA&A, 22, 471
- M. J. Rees & D. W. Sciama, 1966, *Inverse Compton Effect in Quasars*. Nature, 211, 805
- M. J. Rees, M. C. Begelman, R. D. Blandford & E. S. Phinney, 1982, *Ion-supported tori and the origin of radio jets*. Nature, 295, 17
- R. A. Remillard & J. E. McClintock, 2006, *X-Ray Properties of Black-Hole Binaries*. ARA&A, 44, 49
- C. S. Reynolds, 2014, *Measuring Black Hole Spin Using X-Ray Reflection Spectroscopy*. Space Sci. Rev., 183, 277
- C. S. Reynolds et al., 2009, *Probing the Accretion Disk and Central Engine Structure of NGC 4258 with Suzaku and XMM-Newton Observations*. ApJ, 691, 1159

- C. S. Reynolds et al., 2015, *NuSTAR Observations of the Powerful Radio Galaxy Cygnus A*. ApJ, 808, 154
- C. E. Rhoades & R. Ruffini, 1974, *Maximum Mass of a Neutron Star*. Physical Review Letters, 32, 324
- E. Rivers, A. Markowitz & R. Rothschild, 2013, *Full Spectral Survey of Active Galactic Nuclei in the Rossi X-ray Timing Explorer Archive*. ApJ, 772, 114
- G. B. Rybicki & A. P. Lightman, 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*.
- E. E. Salpeter, 1964, *Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects*. ApJ, 140, 796
- M. Schmidt, 1963, *3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift*. Nature, 197, 1040
- J. L. Schmitt, 1968, *BL Lac identified as a Radio Source*. Nature, 218, 663
- A. Schnorr-Muller, T. Storchi-Bergmann, N. M. Nagar & F. Ferrari, 2014, *Gas inflows towards the nucleus of the active galaxy NGC 7213*. MNRAS, 438, 3322
- C. K. Seyfert, 1943, *Nuclear Emission in Spiral Nebulae*. ApJ, 97, 28
- N. I. Shakura & R. A. Sunyaev, 1973, *Black holes in binary systems. Observational appearance*. A&A, 24, 337
- S. L. Shapiro, A. P. Lightman & D. M. Eardley, 1976, *A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum*. ApJ, 204, 187
- M. Sikora & M. C. Begelman, 2013, *Magnetic Flux Paradigm for Radio Loudness of Active Galactic Nuclei*. ApJ, 764, L24
- M. Sikora, J. G. Kirk, M. C. Begelman & P. Schneider, 1987, *Electron injection by relativistic protons in active galactic nuclei*. ApJ, 320, L81
- F. W. Stecker, 1970, *The Cosmic γ -Ray Spectrum from Secondary Particle Production in Cosmic-Ray Interactions*. Ap&SS, 6, 377
- F. W. Stecker, 1971, *Cosmic gamma rays*. NASA Special Publication, 249
- S. A. Stephens & G. D. Badhwar, 1981, *Production spectrum of gamma rays in interstellar space through neutral pion decay*. Ap&SS, 76, 213

- S. Stepney & P. W. Guilbert, 1983, *Numerical FITS to important rates in high temperature astrophysical plasmas*. MNRAS, 204, 1269
- R. A. Sunyaev & L. G. Titarchuk, 1980, *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*. A&A, 86, 121
- C. Tadhunter, A. Marconi, D. Axon, K. Wills, T. G. Robinson & N. Jackson, 2003, *Spectroscopy of the near-nuclear regions of Cygnus A: estimating the mass of the supermassive black hole*. MNRAS, 342, 861
- Y. Tanaka et al., 1995, *Gravitationally redshifted emission implying an accretion disk and massive black hole in the active galaxy MCG-6-30-15*. Nature, 375, 659
- H. Tananbaum, H. Gursky, E. Kellogg, R. Giacconi & C. Jones, 1972, *Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1*. ApJ, 177, L5
- B. E. Tetarenko, G. R. Sivakoff, C. O. Heinke & J. C. Gladstone, 2016, *WATCHDOG: A Comprehensive All-sky Database of Galactic Black Hole X-ray Binaries*. ApJS, 222, 15
- S. Tremaine et al., 2002, *The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation*. ApJ, 574, 740
- C. M. Urry & P. Padovani, 1995, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*. PASP, 107, 803
- A. Veledina, I. Vurm & J. Poutanen, 2011, *A self-consistent hybrid Comptonization model for broad-band spectra of accreting supermassive black holes*. MNRAS, 414, 3330
- M. Volonteri, M. Sikora, J.-P. Lasota & A. Merloni, 2013, *The Evolution of Active Galactic Nuclei and their Spins*. ApJ, 775, 94
- J. L. Walsh, A. J. Barth, L. C. Ho & M. Sarzi, 2013, *The M87 Black Hole Mass from Gas-dynamical Models of Space Telescope Imaging Spectrograph Observations*. ApJ, 770, 86
- D. J. Walton et al., 2013, *Hard X-Ray Lags in Active Galactic Nuclei: Testing the Distant Reverberation Hypothesis with NGC 6814*. ApJ, 777, L23
- G. Wardziński & A. A. Zdziarski, 2000, *Thermal synchrotron radiation and its Comptonization in compact X-ray sources*. MNRAS, 314, 183

- G. Wardziński & A. A. Zdziarski, 2001, *Effects of non-thermal tails in Maxwellian electron distributions on synchrotron and Compton processes*. MNRAS, 325, 963
- R. Wojaczyński, A. Niedźwiecki, F.-G. Xie & M. Szanecki, 2015, *Gamma-ray activity of Seyfert galaxies and constraints on hot accretion flows*. A&A, 584, A20
- K.-W. Wong, R. S. Nemmen, J. A. Irwin & D. Lin, 2017, *Hard X-Ray Emission from the M87 AGN Detected with NuSTAR*. ApJ, 849, L17
- Q. Wu & M. Gu, 2008, *The X-Ray Spectral Evolution in X-Ray Binaries and Its Application to Constrain the Black Hole Mass of Ultraluminous X-Ray Sources*. ApJ, 682, 212
- S. Yamada, T. Itoh, K. Makishima & K. Nakazawa, 2009, *Suzaku Results on the Obscured Low-Luminosity Active Galactic Nucleus in NGC 4258*. PASJ, 61, 309
- Q.-X. Yang, F.-G. Xie, F. Yuan, A. A. Zdziarski, M. Gierliński, L. C. Ho & Z. Yu, 2015, *Correlation between the photon index and X-ray luminosity of black hole X-ray binaries and active galactic nuclei: observations and interpretation*. MNRAS, 447, 1692
- A. J. Young, I. McHardy, D. Emmanoulopoulos & S. Connolly, 2018, *The absence of a thin disc in M81**. MNRAS, 476, 5698
- F. Yuan & R. Narayan, 2014, *Hot Accretion Flows Around Black Holes*. ARA&A, 52, 529
- F. Yuan & A. A. Zdziarski, 2004, *Luminous hot accretion flows: the origin of X-ray emission from Seyfert galaxies and black hole binaries*. MNRAS, 354, 953
- F. Yuan, E. Quataert & R. Narayan, 2003, *Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A**. ApJ, 598, 301
- A. A. Zdziarski, 1986, *On the origin of the infrared and X-ray continua of active galactic nuclei*. ApJ, 305, 45
- A. A. Zdziarski & M. Gierliński, 2004, *Radiative Processes, Spectral States and Variability of Black-Hole Binaries*. Progress of Theoretical Physics Supplement, 155, 99
- A. A. Zdziarski, W. N. Johnson & P. Magdziarz, 1996, *Broad-band γ -ray and X-ray spectra of NGC 4151 and their implications for physical processes and geometry*. MNRAS, 283: 193–206, Nov. 1996.

- A. A. Zdziarski, M. Gierliński, J. Mikołajewska, G. Wardziński, D. M. Smith, B. A. Harmon & S. Kitamoto, 2004, *GX 339-4: the distance, state transitions, hysteresis and spectral correlations*. MNRAS, 351,0 791
- A. A. Zdziarski, G. K. Skinner, G. G. Pooley & P. Lubiński, 2011, *X-ray variability patterns and radio/X-ray correlations in Cyg X-1*. MNRAS, 416, 1324
- Y. B. Zel'dovich & I. D. Novikov, 1965, *Mass of Quasi-Stellar Objects*. Soviet Physics Doklady, 9, 834