

Zjawisko Comptona i dwufazowość akreującego ośrodka

1. Wstęp

Źródki wielofazowe w ogólnym sensie są bardzo powszechne. Dobre przykłady to chmury na niebie, kra na wodzie, okolice powierzchni oceanu (rojuisko kropelek wody i bąbelków powietrza). Współistnienie faz to ównowaga ciśnień, przyz jednoczesnej nieciągłości na przykład gęstości, składu chemicznego czy stanu skupienia.

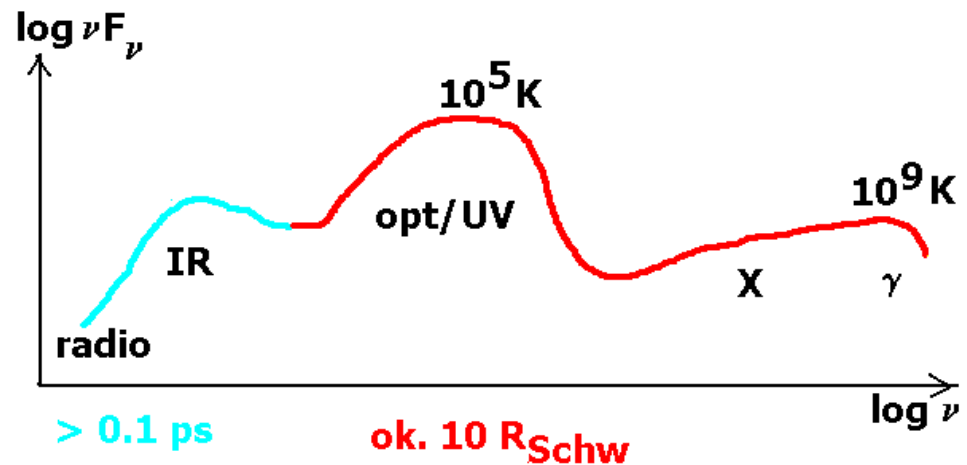
2. Argumenty obserwacyjne za dwufazowością akreującego ośrodka

Wspominaliśmy już, że w wielu wypadkach widmo akreującego obiektu nie całkiem dobrze jest opisywane przez tandardowy model optycznie grubego dysku keplerowskiego. Teraz sobie omówimy dokładniej te problemy w oszczególnych klasach obiektów, choć generalnie jest między nimi wiele podobieństw.

a) aktywne jądra galaktyk

i) szerokopasmowe widmo AGN

Schematycznie widmo wygląda następująco: model dysku wyjaśnia dobrze część opt/UV i do pewnego stopnia miękkie X. Emisja IR pochodzi z dalszych obszarów (powyżej 0.1 ps, albo $10^5 R_{Schw}$), natomiast zarówno emisja opt/UV jak i potęgowy składnik rentgenowski wywarzane są w okolicach powiedzmy wewnętrznych $10 R_{Schw}$



2. Argumenty obserwacyjne za dwufazowością

Zatem współistnieją ze sobą dwa rodzaje materii, o dwóch różnych temperaturach, z czego jedna jest dyskiem kręcyjnym, a druga jest znacznie gorętsza niż to możliwe dla materii optycznie grubej.

ii) detale widmowe w zakresie rentgenowskim

świadczą o (co najmniej) radiacyjnym oddziaływaniu fazy gorącej, optycznie cienkiej, stanowiącej źródło twardej emisji rentgenowskiej z fazą chłodną, optycznie grubą standardowym dyskiem akrecyjnym). Twarde promieniowanie X padające na fazę chłodną powoduje:

powstawanie fluorescencyjne linii żelaza $K\alpha$

ochłonięcie fotonu przez atom z powłoki K powoduje przejście elektronu z powłoki L a K przy jednoczesnej emisji fotonu $K\alpha$ o energii ok. 6.4 keV (z

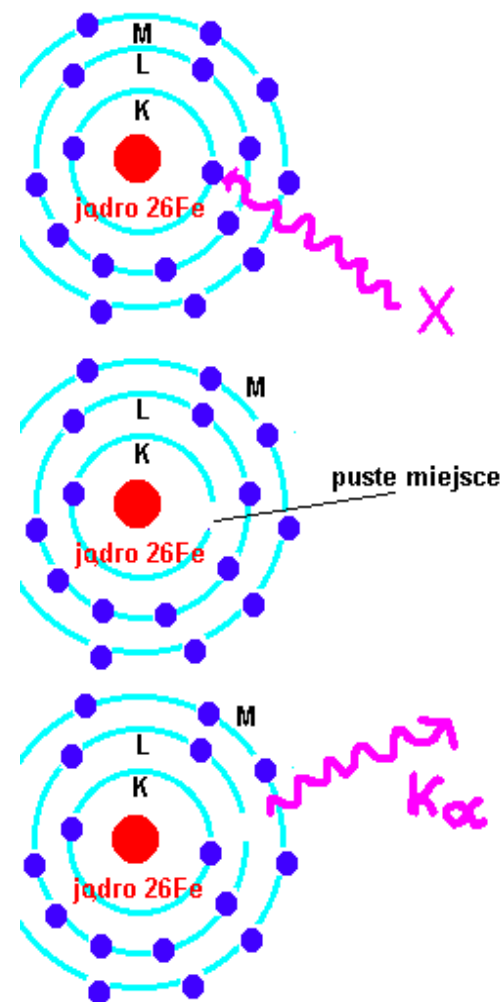
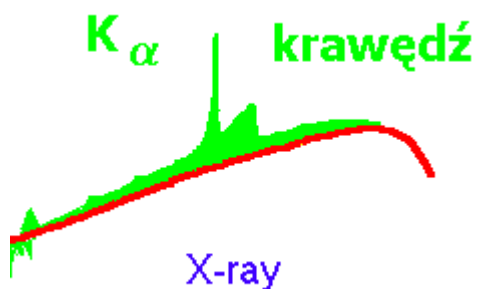
prawdopodobieństwem ok. 24 %; w pozostałych przypadkach następuje wyłącznie emisja tzw. elektronu Augere'a). Gdy atom żelaza jest dość silnie zjonizowany, prawdopodobieństwo fluorescencji i energia linii $K\alpha$ zasadniczo rosną.

-powstanie krawędzi żelaza

ponieważ absorbowane są tylko te fotony, które mogą jonizować z powłoki K, to pojawia się deficyt fotonów powyżej 7.1 keV, wyżej niż energia samej linii. Ta energia również rośnie w miarę postępującej jonizacji żelaza

- powstanie tzw. Compton hump w okolicy 10-30 keV (omówimy później)

Podobnie powstają linie emisyjne innych pierwiastków jak węgiel czy tlen.



2. Argumenty obserwacyjne za dwufazowością

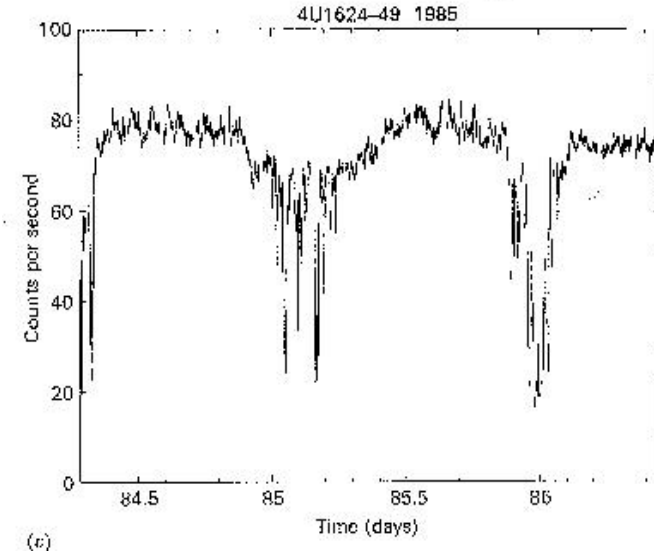
b) galaktyczne źródła rentgenowskie

) obłoki zimnego gazu

W niektórych źródłach zaćmieniowych widać bardzo wąskie pasma absorpcyjne, np. w źródle 'Big Dipper'. Wydaje się, że zjawisko jest wywołane opływaniem dysku przez strugę materii z towarzysza. W gorącej plazmie spontanicznie tworzą się liczne chłodniejsze obłoki.

i) detale w widmach rentgenowskich

Podobnie jak w aktywnych jądrach galaktyk, w galaktycznych źródłach występuje linia żelaza oraz krawędź żelaza. Linie innych pierwiastków nie powstają blisko obiektu centralnego, ponieważ temperatura 'chłodnego' dysku jest na to za wysoka, ale mogą powstawać w dalszych obszarach.

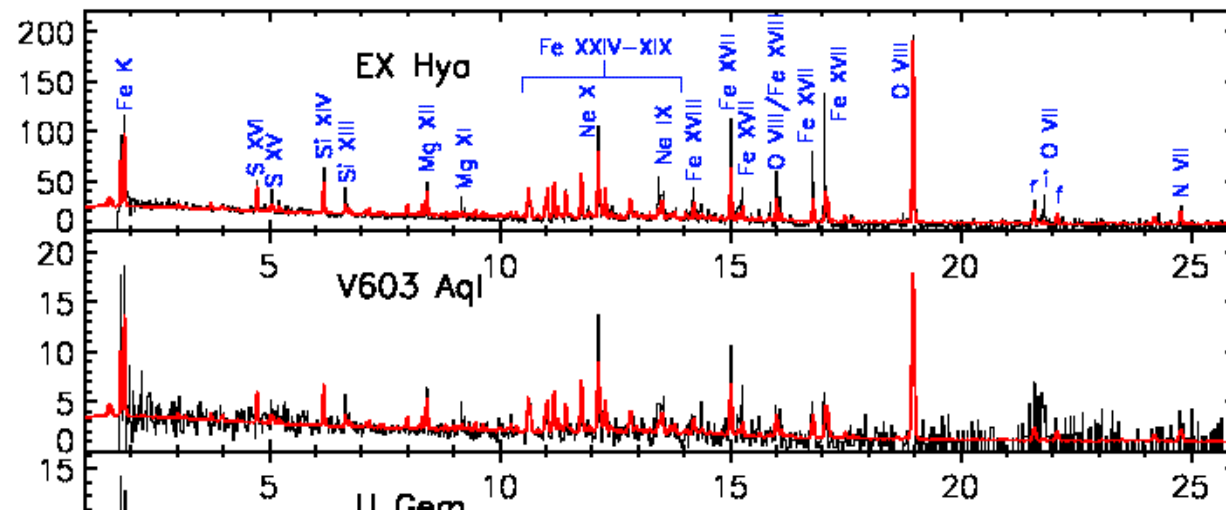


(c)

From Watson et al. (1985)

(c) zmienne kataklizmiczne

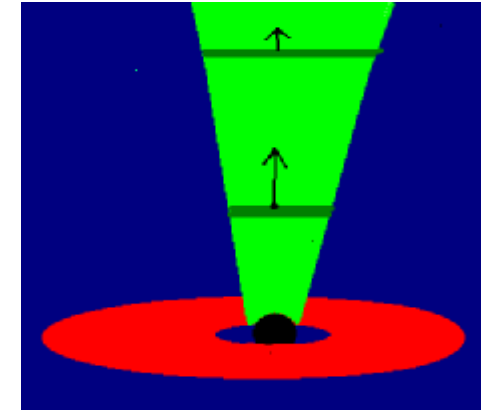
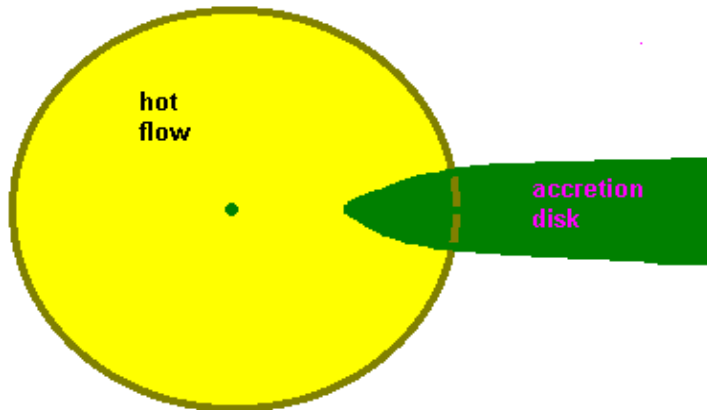
W tych obiektach faza gorąca tworzy się przy gwiazdzie, jako warstwa brzegowa. Temperatura gorącej plazmy jest wysoka (widmo ciągłe), ale towarzyszą jej liczne linie emisyjne pochodzące od chłodniejszego ośrodka.



Długość fali w Å, widma z satelity Chandra,

3. Geometria faz w aktywnych jądrach galaktyk i obiektach galaktycznych

Nie ma pełnej jasności co do usytuowania gorącej, optycznie cienkiej plazmy względem dysku akrecyjnego. Najbardziej obiecująca wersja to stopniowe odparowywanie dysku i zastępowanie go w wewnętrznych częściach przez przepływ gorącej optycznie cienkiej plazmy, bardziej przypominającej akrecję sferyczną, ale o znacznym momencie pędu.



Są też inne propozycje, jak korona nad dyskiem czy dysypacja znacznej części energii w dżecie, który w obiektach radiowo cichych nie rozciągałby się w związku ze stratami energii zbyt daleko, i jeszcze kilka innych.

Wiadomo tylko, że w miarę wzrostu tempa akrecji generacja energii w fazie gorącej spada w porównaniu z dyskiem, tak jakby faza gorąca zanikała. Dokładne liczenie widm i uwzględnianie zmienności obiektów w badaniach musi kiedyś doprowadzić do wyjaśnienia problemu.

4. Mechanizmy produkcji promieniowania X (continuum)

Żeby coś więcej powiedzieć o naturze takiej koegzystencji, musimy coś więcej wiedzieć o fizyce w gorących, optycznie cienkich ośrodkach, a w szczególności o mechanizmach chłodzenia plazmy. Ponieważ temperatury są rzędu 10^9 K, a nie 10^{12} K, jak szacowaliśmy z temperatury wirialnej, to mechanizmy chłodzenia są kluczowe.

a) emisja termiczna

W temperaturze 10^9 K jonizacja metali jest kompletna, ponieważ typowa energia fotonów jest wyższa niż energia jonizacji żelaza z powłoki K (7.1 keV). Nie ma zatem linii emisyjnych i jedyne procesy atomowe to przejścia wolno-swobodne, czyli promieniowanie hamowania.

Jony są ciężkie i praktycznie w spoczynku, a elektrony szybkie (ekwipartycja energii). Przyciąganie ładunków powoduje, że elektron w polu jonu skręca, a zatem porusza się ruchem niejednostajnym, co prowadzi do emisji fali elektromagnetycznej (fotonów). Jeżeli elektrony mają termiczny rozkład prędkości, charakteryzowany temperaturą T to emisyjność plazmy z jednostki objętości wynosi

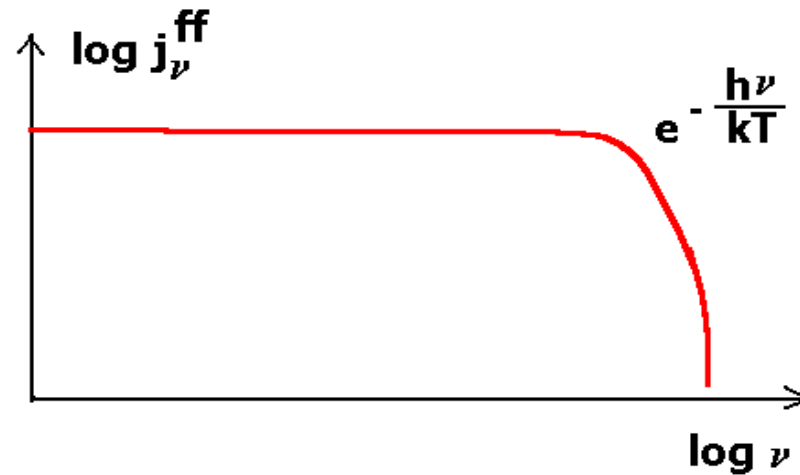
$$j_{\nu}^{ff} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_i n_e T^{-1/2} \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right)$$



Emisyjność zcałkowana dodatkowo po częstotliwości rośnie trochę z temperaturą plazmy

$$j^{ff} = 1.48 \times 10^{-27} Z^2 n_i n_e T^{1/2} g_B$$

Z oznacza liczbę atomową jonów, n_i to gęstość liczbowa jonów oraz n_e to gęstość liczbowa elektronów.



4. Mechanizmy produkcji promieniowania X (continuum)

b) emisja cyklotronowa i synchrotronowa

eżeli w ośrodku jest jakieś pole magnetyczne, a z reguły jest, to ruch elektronów w polu magnetycznym prowadzi o takiej emisji.

c) zjawisko Comptona

i) rozpraszanie elastyczne

est to w swej istocie podobny proces do promieniowania hamowania, ale tu przyczyną niejednostajnego ruchu elektronu są jego oscylacje w polu elektrycznym nadbiegającej fali (fotonu). W przypadku rozpraszania, jeśli zdominować niewielką anizotropowość, to emisyjność materii ma postać

$$j_v^{es} = \sigma J_v \quad J_v = \frac{1}{4\pi} \int I_v d\Omega$$

współczynnik σ jest określony jako $\sigma = n_e \sigma_T$, gdzie $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_o^2$ $r_o = \frac{e^2}{mc^2}$

σ_T to przekrój czynny na rozpraszanie, r_o to tzw. klasyczny promień elektronu. Nie zawiera on stałej Plancka, wzór σ_T w przybliżeniu klasycznym (niekwantowym).

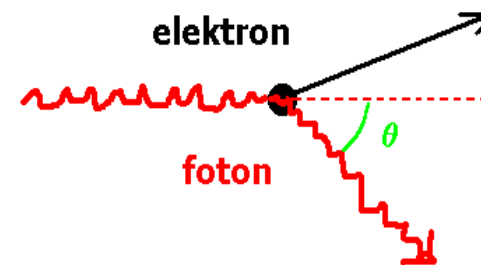
ii) efekt Comptona

to już efekt z natury swojej kwantowy. Ponieważ foton ma nie tylko energię $h\nu$, ale i pęd $h\nu/c$, to następuje odrzut elektronu i zmiana energii fotonu w wyniku rozproszenia. Zakładając, że początkowo elektron spoczywał, i rozważając bilans energii i pędu w zderzeniu, otrzymujemy wzór na energię fotonu $\epsilon = h\nu$ po zderzeniu:

$$\epsilon_{po} = \frac{\epsilon_{przed}}{1 + \frac{\epsilon_{przed}(1 - \cos\theta)}{m_e c^2}}$$

efekt zależy od kąta rozproszenia θ ,
ale biorąc $\theta = 90^\circ$, mamy w przybliżeniu

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = -\frac{\epsilon}{m_e c^2}$$



4. Mechanizmy produkcji promieniowania X (continuum)

efekty kwantowe zmieniają też przekrój czynny, zmniejszając go dla fotonów o bardzo wysokich energiach (ok. 50 eV i więcej). Uogólniony przepis to tzw. przekrój Kleina-Nishiny.

Elektrony w bardzo gorącej plazmie jednak nie spoczywają, a ich energie mogą być znacznie większe niż energie nadbiegających elektronów i sytuacja ulega odwróceniu. Odpowiednie wzory wyprowadza się, stosując wzór poprzedni w układzie odniesienia, w którym elektron spoczywa, a następnie wykonuje się transformację Lorentza (Szczególna Teoria Względności) do układu spoczynkowego plazmy jako całości. Postać transformaty energii to

$$\epsilon' = \epsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta)$$

trzeba ją wykonać dwukrotnie, więc jeśli elektron jest relatywistyczny (t.j. $\gamma \gg 1$), to przy rozpraszaniu foton uzyskuje wzmocnienie $1 : \gamma : \gamma^2$, czyli foton wędruje bardzo szybko 'w górę widma'.

Dla plazmy termicznej nierelatywistycznej typowa energia elektronu to kT , i można się spodziewać zysku energetycznego dla fotonu, jeśli jego energia początkowa jest mniejsza niż ta wartość.

Dokładne wyprowadzenie, uwzględniające termiczny rozkład prędkości elektronów daje łączny wzór

$$\left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)_{NR} = \frac{4kT - \epsilon}{m_e c^2} \quad \text{zysk fotonu przy jednokrotnym rozproszeniu w nierelatywistycznej plazmie}$$

Fotony zatem mogą zyskiwać bądź tracić energię. Jeśli na optycznie cienką plazmę para strumień promieniowania o typowej energii fotonów $\epsilon_{\text{średnie}}$, to łączny efekt chłodzenia lub grzania plazmy na jednostkę objętości wynosi

$$Q = F \sigma_T n_e \frac{4kT - \epsilon_{\text{średnie}}}{m_e c^2}$$

5. Widmo promieniowania powstającego w wyniku wielokrotnego rozpraszania Comptona

Powiedzmy, że mamy gorącą plazmę i źródło miękkich fotonów. Ośrodek charakteryzuje się temperaturą T , gęstością elektronów n_e , grubością H oraz głębokością optyczną τ na rozpraszanie:

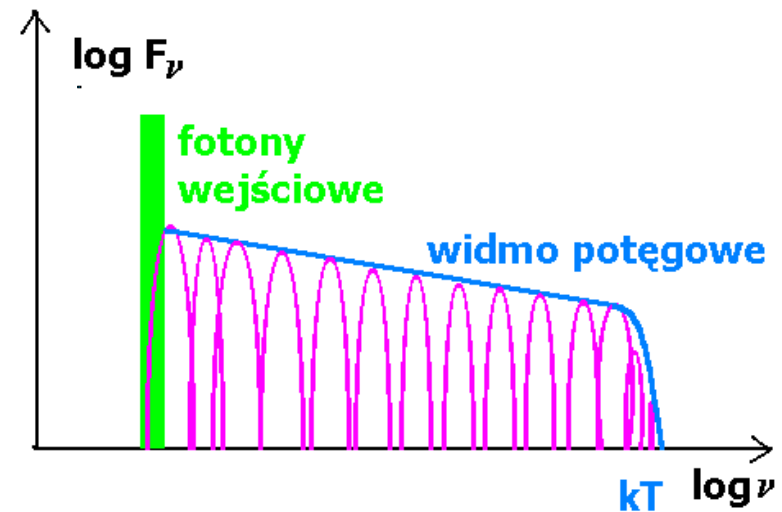
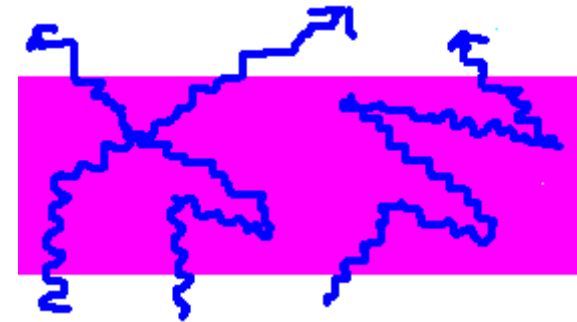
$$\tau = \sigma_T n_e H$$

Foton wchodzący do takiego ośrodka rozproszy się τ razy, jeśli $\tau < 1$ lub τ^2 razy, jeśli $\tau > 1$. W sumie łącznie liczba rozproszeń jest równa w przybliżeniu $\tau(\tau+1)$.

Łączny względny zysk energetyczny fotonu przy przejściu przez ośrodek jest określony przez parametr Comptona, który jest iloczynem względnego zysku energetycznego przy jednokrotnym rozpraszaniu oraz liczby rozproszeń:

$$y = \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \tau(\tau+1)$$

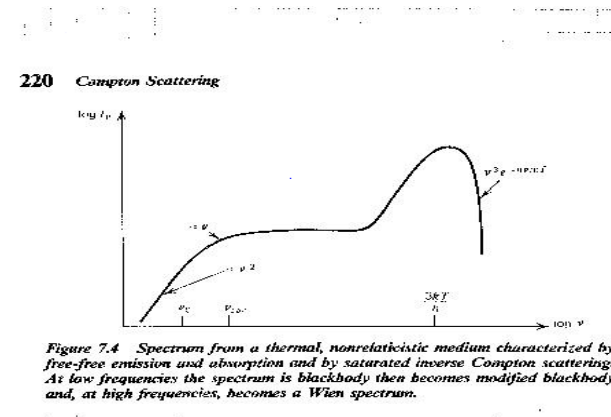
Jeżeli $y \ll 1$, mamy komptonizację niesaturowaną (niewysyconą), zn. większość fotonów nie osiąga energii równej kT . Łatwo sobie wyobrazić, co się dzieje, gdy $\tau < 1$. Kolejne rozproszenie przesuwa fotony o czynnik $\Delta\epsilon/\epsilon$, fotony zyskują energię, ale zarazem jest ich mniej o czynnik τ . W sumie powstaje widmo potęgowe, ozciągające się do energii rzędu kT . Jeżeli $\tau > 1$, to właściwie jest odwrotnie, ale maksymalna energia staje się rzędu $3kT$. Nachylenie widma jest w decydującej mierze określone przez wartość parametru y .



5. Widmo promieniowania powstającego w wyniku wielokrotnego rozpraszania Comptona

Kształt tego widma zdecydowanie przypomina obserwowane widmo rentgenowskie w aktywnych jądrach galaktyk galaktycznych czarnych dziur, dlatego uważamy komptonizację za właściwy mechanizm dla obiektów ozbawionych silnych dżetów. Ten mechanizm emisji to zarazem mechanizm **chłodzenia** gorącej plazmy (fotony uzyskują energię, fotony je tracą). Nie wyjaśnia zagadnienia mechanizmu grzania.

Jeżeli parametr Comptona $y \gg 1$ mamy komptonizację saturowaną, w wyniku której większość fotonów osiąga maksymalną temperaturę rzędu kT . Widmo ogólnie wygląda jak obok, nie odpowiada zatem obserwowanemu widmu rentgenowskiemu. Natomiast proces ten następuje (wszystko na to wskazuje) w warstwach powierzchniowych optycznie grubego dysku akrecyjnego. Efekt ten powoduje, że lokalnie temperatura dysku wydaje się o czynnik ok 1.8-1.9 wyższa niż w relacji charakterystycznej dla ciała czarnego ($F = \sigma T^4$).



6. Materia w równowadze z padającym promieniowaniem

Jeżeli plazma oświetlana jest optycznie bardzo cienka, i nie jest dodatkowo ogrzewana przez dysypację, to jej temperatura nie zależy od strumienia oświetlającego promieniowania!

$$\left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}\right)_{NR} = \frac{4 k T - \epsilon}{m_e c^2}$$

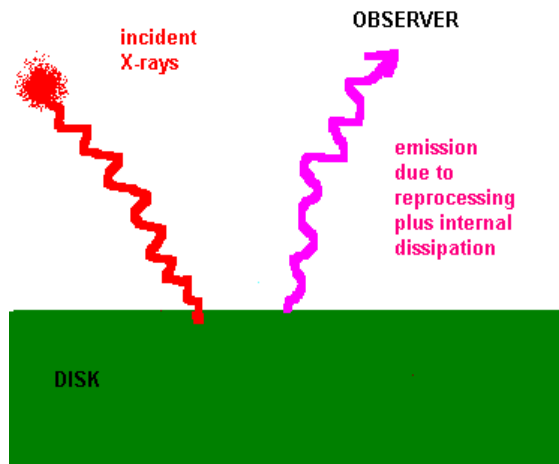
Zatem nie ma zmiany energii, jeżeli średnio $4 k T = \epsilon_{\text{średnie}}$
 Tak właśnie definiujemy temperaturę Comptona

$$T_C = \frac{\epsilon_{\text{średnie}}}{4 k} \quad \epsilon_{\text{średnie}} = \frac{\int_0^\infty F_\nu h \nu d \nu}{\int_0^\infty F_\nu d \nu}$$

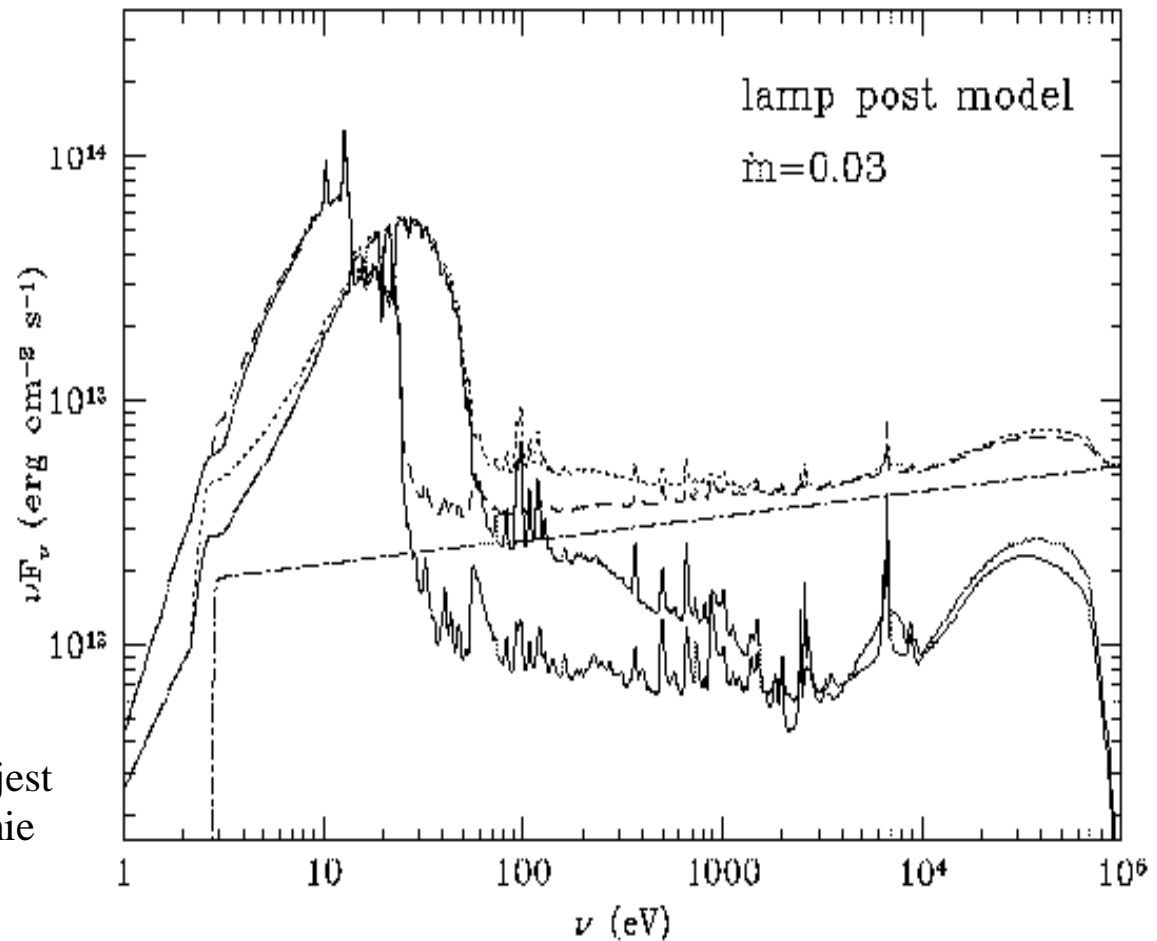
Dla typowego kształtu widma AGN czy XRB wartość $T_C \approx 10^7 - 10^8$ K.

7. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z dyskiem akrecyjnym – składnik odbity

Jeżeli dysk akrecyjny jest oświetlany przez warde promieniowanie rentgenowskie, to powierzchnia dysku nagrzewa się do temperatury Comptona, wewnątrz pozostaje chłodniejsze (grubość nagrzanej warstwy zależy od natężenia promieniowania).

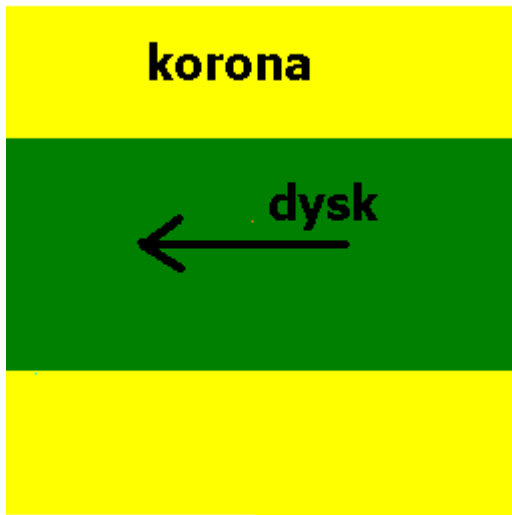


Promieniowanie częściowo ulega absorpcji i jest wypromieniowane w zakresie opt/UV w formie continuum, a w zakresie X w formie linii emisyjnych, częściowo ulega prawie elastycznemu odbiciu (miękki zakres rentgenowski), a w zakresie twardego promieniowania X efekt Comptona i Kleina-Nishiny jest silny, i składnik odbity ma wyraźne zagięcie (Compton hump – garbek?).



8. Warunek koegzystencji – równość ciśnień ?

Różne geometryczne propozycje usytuowania materii gorącej i chłodnej mogą budzić wątpliwość, jak wogóle coś takiego może współistnieć. W rzeczywistości samo współistnienie faz nie wydaje się być problemem. Na przykład dość dokładnie był rozważany w pewnym momencie model ciągłej korony nad dyskiem akrecyjnym, w której dysypuje się znaczna część energii. Akrecja zachodzi w dysku, energia związana z transportem momentu pędu jest magnetycznie wynoszona do korony, a korona jest chłodzona komptonowsko przez fotony dysku.

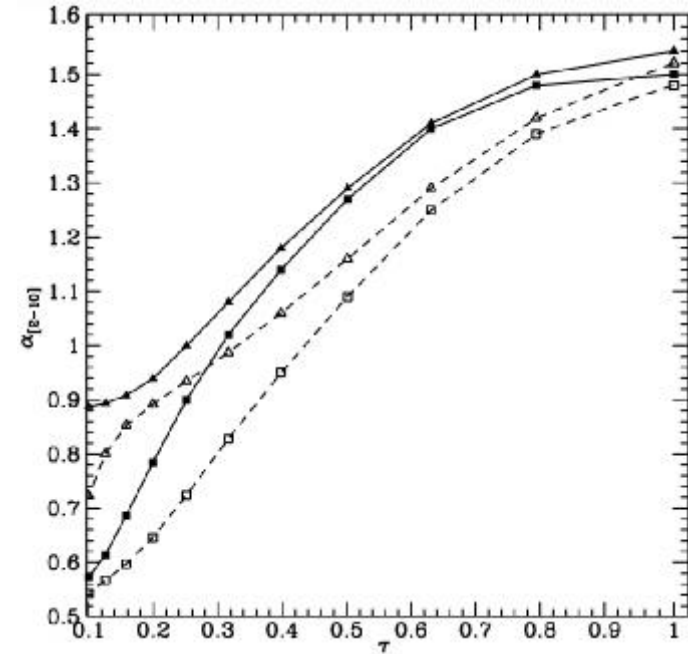


$$P = knT$$

Jeżeli gęstość dysku jest duża i temperatura mała, a w koronie jest na odwrót, to możemy mieć oba ośrodki w równowadze.

Z kolei różnica w gęstości bierze się z różnicy w mechanizmie chłodzenia: dysk chłodzi się prawie jak ciało czarne, więc musi być gęsty, a korona chłodzi się przez rozpraszanie i musi mieć małą grubość optyczną.

Z tej potencjalnej zgodności nie wynika jednak, że taka korona wogóle musi powstać, a podobne argumenty można wysuwać za każdą geometrią obszaru wewnętrznego.



Popularność korony wynikała w pewnym momencie z faktu, że taka geometria łatwo tłumaczy, dlaczego nachylenie widma potęgowe jest podobne w wielu obiektach galaktycznych i aktywnych jądrach galaktyk (indeks energetyczny 0.9, indeks fotonowy 1.9).