

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Processi di scattering in astrofisica

Tesi di laurea

Presentata da:
Elisa De Nichilo

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Anno accademico 2020-2021

Abstract

Con il termine scattering si definisce un processo fisico che descrive l'interazione di una particella con la radiazione elettromagnetica; in base all'energia coinvolta nel processo, si possono identificare diverse tipologie di scattering che vengono descritte nel primo capitolo di questo elaborato.

Un caso estremamente rilevante è lo scattering Thomson, dove un elettrone in quiete subisce un urto elastico con un fotone di bassa energia che viene diffuso con una frequenza pari a quella iniziale.

Per energie elevate l'effetto dominante è lo scattering Compton. In questo meccanismo un fotone, effettuando un urto elastico con un elettrone, trasferisce ad esso parte della sua energia e diminuisce la sua frequenza. Al contrario, se è l'elettrone a trasferire parte della sua energia al fotone, si parla di Inverse Compton.

Quando i fotoni appartenenti alla radiazione di sincrotrone effettuano scattering con elettroni relativistici, si ha Synchrotron Self-Compton.

I processi di scattering Compton e Compton Inverso si possono riassumere in un fenomeno più generale chiamato Comptonizzazione, che concerne le modifiche sullo spettro di radiazione avvenute in seguito all'interazione Compton tra fotoni ed elettroni. Un caso specifico di Comptonizzazione è l'effetto Sunyaev-Zeldovich che riguarda i fotoni della Radiazione Cosmica di Fondo.

Nel secondo capitolo si esaminano alcuni esempi in cui lo scattering riveste un ruolo importante nella Fisica dell'accrescimento: la Luminosità di Eddington, per cui è importante introdurre il concetto di sezione d'urto di Thomson, e l'emissione in banda X della radiazione elettromagnetica in seguito a Comptonizzazione, che ha sede nelle regioni coronali dei buchi neri.

Indice

1 Processi di scattering

1.1 Scattering Thomson	1
1.2 Scattering Compton	3
1.3 Inverse Compton	5
1.4 Synchrotron Self-Compton	6
1.5 Comptonizzazione	7
1.6 Effetto Sunyaev-Zeldovich	9

2 Scattering nella Fisica dell'accrescimento

2.1 La luminosità di Eddington	11
2.2 Comptonizzazione nei dischi di accrescimento degli AGN	12
2.2.1 Comptonizzazione dei fotoni del disco di accrescimento	13
2.2.2 La Comptonizzazione dei raggi riflessi	14
2.2.3 Implicazioni sulla corona	15

Capitolo 1

Processi di scattering

1.1 Scattering Thomson

Lo scattering Thomson è un fenomeno che prevede l'interazione tra un elettrone libero e un fotone.

Consideriamo il sistema di riferimento in cui l'elettrone è fermo; nel caso classico, l'energia del fotone incidente deve essere molto inferiore rispetto all'energia di massa dell'elettrone a riposo. Quando l'energia del fotone diventa confrontabile con quella dell'elettrone a riposo, si entra nel regime quantistico di Klein-Nishina trattato in uno dei capitoli successivi.

Supponiamo, inoltre, che:

- l'onda elettromagnetica incidente abbia frequenza $\nu \ll \frac{m_e c^2}{h}$ e sia completamente polarizzata linearmente;
- La velocità di oscillazione dell'elettrone sia $v \ll c$ al fine di avere una forza magnetica $(e/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ trascurabile. Ciò implica che l'onda elettromagnetica incidente abbia un'ampiezza sufficientemente piccola;
- Il flusso di Poynting sia $S_i = \frac{cE_0^2}{8\pi}$.

In queste condizioni, l'elettrone inizia ad oscillare in risposta alla forza elettrica variabile a cui è sottoposto

$$\vec{F} = e\vec{E} = e\vec{\epsilon}E_0\sin(2\pi\nu t) \quad (1.1)$$

e subisce un'accelerazione quadratica media data dalla seguente formula:

$$\langle a^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{e^2 E_0^2}{m_e^2} \sin^2(2\pi\nu t) dt = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e^2} \quad (1.2)$$

con $T = 1/\nu$ durata del ciclo.

La potenza emessa per unità di angolo solido è data dalla seguente formula:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2 \sin^2\theta}{(4\pi c^3)} \quad (1.3)$$

dove θ è l'angolo tra il vettore accelerazione e il vettore di propagazione della radiazione diffusa.

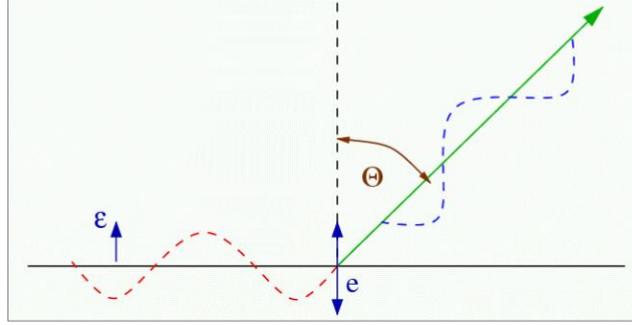


Figura 1: Scattering Thomson di un fotone a bassa energia che può essere rappresentato come un'onda elettromagnetica il cui campo magnetico può essere trascurato e studiato solo in relazione al campo elettrico $\mathcal{E} = E_0$.

Sostituendo nella (1.3) la formula dell'accelerazione si ha:

$$\frac{dP_e}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2}{(8\pi m_e^2 c^3)} \sin^2 \Theta \quad (1.4)$$

La radiazione diffusa è completamente polarizzata linearmente nel piano definito dal vettore di polarizzazione incidente e dalla direzione di scattering.

A partire dal flusso di Poynting, si può stabilire il valore della sezione d'urto differenziale:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \frac{dP_e/d\Omega}{S_i} = r_0 \sin^2 \Theta \quad (1.5)$$

con $r_0 \equiv \frac{e^2}{m_e c^2}$ raggio classico dell'elettrone.

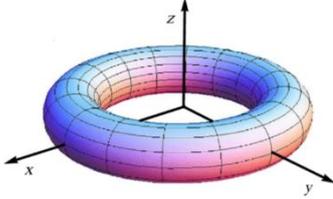


Figura 2: Rappresentazione di un toro geometrico.

La luce diffusa, totalmente polarizzata, presenta la distribuzione geometrica di un toro (Figura 2) con l'asse lungo la direzione di accelerazione. La forma toroidale è giustificata dal termine $\sin^2 \Theta$ nella (1.5), che definisce una maggiore probabilità, per un singolo fotone, di essere diffuso con un ampio angolo Θ .

La sezione d'urto totale si può ricavare usando la formula di Larmor integrata sull'angolo solido $P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3}$:

$$\sigma_{pol} = \frac{P_e}{S_i} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (1.6)$$

Dopo l'interazione, l'elettrone è sottoposto a un'oscillazione dovuta all'azione del campo elettrico dell'onda elettromagnetica $\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} \vec{i}$ di ampiezza E_0 e pulsazione ω .

Sapendo che l'accelerazione si può scrivere come $\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{eE_0 e^{i\omega t}}{m_e}$, si ha la posizione

$$x(t) = \frac{eE_0}{m_e \omega^2} \cos(\omega t)$$

L'elettrone emette radiazione alla stessa frequenza della radiazione incidente, quindi la potenza media irradiata è pari a quella di un dipolo sottoposto ad un'accelerazione di ampiezza $a = \frac{eE_0}{m_e}$.

Per ricavare la potenza media emessa, definita come la derivata dell'energia rispetto al tempo, possiamo sostituire l'accelerazione quadratica media $\langle a^2 \rangle = \frac{eE_0}{2m_e}$ nella formula di Larmor:

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{3} \frac{e^4 E_0^2}{m_e^2 c^3}$$

Ricordando la formula del flusso di Poynting è possibile definire una quantità detta sezione d'urto Thomson dell'elettrone, che rappresenta la sezione trasversale di una "sferetta" di raggio r_e :

$$\sigma_T = \frac{\langle d\mathcal{E} / dt \rangle}{\langle |\vec{S}| \rangle} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$

Lo scattering Thomson provoca una diminuzione del flusso di Poynting \vec{S} , poiché l'energia trasportata dall'onda elettromagnetica nella sua direzione di propagazione viene diffusa dall'elettrone in tutte le direzioni.

Per completare la trattazione su questo tipo di scattering può essere utile ricavare lo spessore ottico di Thomson.

Supponiamo di avere un'onda elettromagnetica che attraversa un elemento di materia di forma cilindrica con lunghezza dl e sezione trasversale σ_T . Considerando la densità n_e degli elettroni che diffondono l'onda elettromagnetica, l'ampiezza del vettore di Poynting varia proporzionalmente al numero di interazioni ($\sigma_T n_e c$) e alla sua ampiezza $|\vec{S}|$.

Si avrà:

$$d|\vec{S}| \sim |\vec{S}| \sigma_T n_e dl \quad \text{da cui} \quad \frac{d|\vec{S}|}{|\vec{S}|} = \sigma_T n_e dl$$

Integrando l'equazione si ottiene

$$|\vec{S}| = |\vec{S}_0| e^{-\sigma_T n_e l} \propto e^{-\tau_e}$$

dove $\tau_e = -\sigma_T n_e dl$ è proprio lo spessore ottico di Thomson.

1.2 Scattering Compton

Il fenomeno di scattering Compton si verifica quando un fotone, tipicamente γ o X, ha un'energia $E = h\nu \lesssim m_e c^2$. Il fotone incidente, collidendo con un elettrone in quiete, trasferisce ad esso una parte del suo impulso mettendolo in moto (vedi *Figura 3*). In questo modo il fotone perde energia e acquisisce una lunghezza d'onda maggiore.

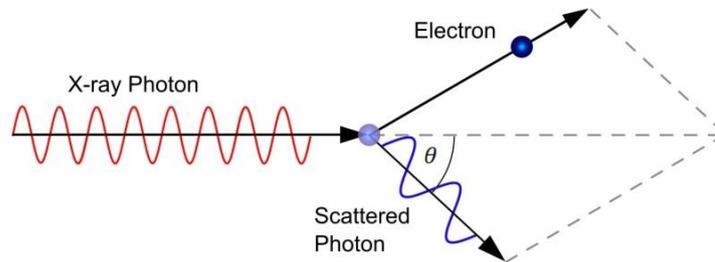


Figura 3: Rappresentazione dello scattering Compton in cui un fotone molto energetico collide con un elettrone e viene diffuso di un angolo.

L'interazione si può assimilare ad un urto elastico fra due particelle che, dopo l'urto, si muoveranno in direzioni diverse, conservando la quantità di moto totale e l'energia totale del sistema. Pertanto, si avrà:

$$\vec{p}_{\gamma,i} + \vec{p}_{e,i} = \vec{p}_{\gamma,f} + \vec{p}_{e,f} \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{\gamma,i} + E_{e,i} = \varepsilon_{\gamma,f} + E_{e,f} \quad (1.8)$$

	Quantità di moto		Energia	
	Prima	Dopo	Prima	Dopo
elettrone	$\vec{p}_{e,i} = 0$	$\vec{p}_{e,f} = \gamma m_e v$	$E_{e,i} = m_e c^2$	$E_{e,f} = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}$
fotone	$\vec{p}_{\gamma,i} = h\nu_i/c$	$\vec{p}_{\gamma,f} = h\nu_f/c$	$\varepsilon_{\gamma,i} = h\nu_i$	$\varepsilon_{\gamma,f} = h\nu_f$

Tabella 1: Valori dell'impulso e dell'energia dell'elettrone e del fotone prima e dopo l'urto elastico.

Mettendo a sistema le equazioni (1.7) e (1.8) è possibile ricavare la formula finale che definisce la variazione della lunghezza del fotone in funzione dell'angolo di scattering θ

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad (1.9)$$

dove $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 0.02426 \text{ \AA}$ lunghezza d'onda Compton.

Lo scattering Compton si riduce a uno scattering Thomson quando l'energia iniziale del fotone è $\varepsilon_{\gamma,i} = h\nu_i \ll m_e c^2$, cioè se $\lambda_i \gg \lambda_c$.

Possiamo ricavare l'energia del fotone dopo l'urto in funzione di θ e della sua energia iniziale:

$$\varepsilon_{\gamma,f} = h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.10)$$

Dalla (1.10) si individuano due casi fondamentali:

- $\varepsilon_{\gamma,f}$ è massima per $\theta = 0^\circ \rightarrow$ il fotone diffuso non modifica la sua energia:
 $h\nu_f = h\nu_i$;
- $\varepsilon_{\gamma,f}$ è minima per $\theta = 180^\circ \rightarrow$ il fotone diffuso ha energia: $h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{2h\nu_i}{m_e c^2}}$.

Se il fotone ha energia $h\nu \sim m_e c^2$, l'approssimazione classica non è più valida e si deve introdurre la sezione d'urto di Klein-Nishina, una grandezza proporzionale all'inverso dell'energia del fotone incidente. Pertanto, a energie elevate l'effetto Compton diventa meno efficiente.

Ponendo $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$ la sezione d'urto di Klein-Nishina è:

$$\sigma = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (1.11)$$

da cui si distinguono due casi specifici:

- Per $x \ll 1$ il regime è non relativistico $\rightarrow \sigma \simeq \sigma_T \left(1 - 2x + \frac{26x^2}{5} + \dots \right)$;
- Per $x \gg 1$ il regime è estremamente relativistico $\rightarrow \sigma \simeq \frac{3}{8} \frac{\sigma_T}{x} \left[\ln(2x) + \frac{1}{2} \right]$.

La formula di Klein-Nishina deriva dalla sezione d'urto differenziale

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 [P(h\nu, \theta) - P^2(h\nu, \theta) \sin^2 \theta + P^3(h\nu, \theta)] \quad (1.12)$$

dove $P(h\nu, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$ indica la probabilità di interazione tra fotone ed elettrone

in funzione dell'angolo di scattering.

A basse energie, con $h\nu \ll m_e c^2$, si ha $P(h\nu, \theta) = 1$ e l'espressione di Klein-Nishina si riduce alla sezione d'urto classica di Thomson.

1.3 Inverse Compton

Quando gli elettroni ultrarelativistici perdono energia cinetica trasferendola ai fotoni, che passano da basse ad alte energie, si ha il meccanismo di Compton Inverso. Questo processo, che produce prevalentemente fotoni ottici, X e gamma, è di particolare interesse per la radioastronomia poiché provoca perdite di energia degli elettroni insieme al fenomeno di sincrotrone.

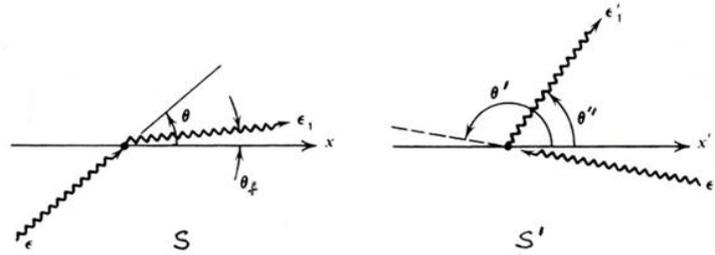


Figura 4: Scattering Compton Inverso nei due sistemi riferimento S e S'.

Fissiamo il sistema di riferimento S dell'osservatore e S' il riferimento dell'elettrone a riposo. In S si ha:

- $\varepsilon = h\nu$ → energia fotone incidente;
- θ angolo di incidenza del fotone rispetto alla direzione x del moto dell'elettrone;
- $\varepsilon_1 = h\nu_1$ → energia fotone diffuso;
- θ_f angolo di diffusione.

In S' invece:

- $\varepsilon' = h\nu'$ → energia fotone incidente;
- θ' angolo di incidenza del fotone;
- $\varepsilon'_1 = h\nu'_1$ → energia fotone diffuso;
- θ'' angolo di diffusione del fotone rispetto alla direzione x' del moto dell'elettrone.

Gli angoli di incidenza e di scattering si differenziano in base al sistema di riferimento a causa dell'aberrazione relativistica.

Nelle situazioni astrofisiche è valida l'ipotesi per cui, nel sistema di riferimento dell'elettrone, l'energia del fotone sia $h\nu' \ll m_e c^2$, così da rendere trascurabili le correzioni relativistiche (Klein-Nishina) e considerare la sezione d'urto Thomson.

La frequenza ν' del fotone incidente nel sistema S' è legata alla frequenza ν nel sistema dell'osservatore dalla formula dell'effetto Doppler relativistico da S a S':

$$\nu' = \nu\gamma(1 - \beta\cos\theta) \quad (1.13)$$

Nel sistema di riferimento dell'elettrone S' si ha diffusione Thomson; pertanto, il fotone è irradiato alla stessa frequenza:

$$\varepsilon' = \varepsilon'_1 \rightarrow h\nu' = h\nu'_1$$

Nel sistema dell'osservatore l'effetto Doppler modifica nuovamente la frequenza misurata, la trasformazione da S' a S diventa:

$$\nu_1 = \nu'\gamma(1 + \beta\cos\theta'') \quad (1.14)$$

Quindi, se si sostituisce la (1.13) nella (1.14) e considerando $\beta \sim 1$, risulta:

$$\nu_1 = \nu'\gamma(1 + \beta\cos\theta'') = \nu\gamma^2(1 - \beta\cos\theta)(1 + \beta\cos\theta'') \sim \nu\gamma^2 \quad (1.15)$$

Infine, possiamo ricavare i valori massimi e minimi dell'energia al variare dell'angolo di incidenza e di scattering:

- per $\theta = \pi, \theta'' = 0 \rightarrow \mathcal{E}'_{max} = 4\gamma^2\mathcal{E}$: si ha un urto frontale in cui il fotone guadagna la massima energia e viene blue-shiftato nel sistema dell'elettrone;
- per $\theta = 0, \theta'' = \pi \rightarrow \mathcal{E}'_{min} \approx \frac{\mathcal{E}}{4\gamma^2}$: il fotone guadagna la minima energia e nel riferimento dell'elettrone è red-shiftato.

1.4 Synchrotron Self-Compton

Il Synchrotron Self-Compton è un fenomeno che interessa i fotoni della radiazione di sincrotrone sottoposti a scattering da parte degli elettroni relativistici.

Supponiamo di avere una radiosorgente di forma sferica con diametro D situata a distanza d dall'osservatore. In questo caso la sorgente avrà dimensioni angolari date da $\theta = D/d$.

Sapendo che u_f è la densità di radiazione, si può calcolare la luminosità della radiosorgente integrata su tutto lo spettro:

$$L_s \approx u_f \times 4\pi \times \left(\frac{D}{2}\right)^2 \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (1.16)$$

Si assume che i fotoni si diffondano in tutte le direzioni e che attraversino a velocità $\frac{c}{\sqrt{3}}$ la superficie contenente il volume della radiosorgente. Ricavando u_f :

$$u_f = \frac{\sqrt{3} \times L_s}{4\pi (D/2)^2 c} \quad (1.17)$$

La luminosità radio totale è definita dalla distanza d e dalla densità di flusso $S(\nu)$ della radiosorgente tramite un integrale esteso a tutto lo spettro. Siccome si considerano sorgenti compatte (spettro autoassorbito), si può fare l'approssimazione di uno spettro piatto con valore S_{max} fino alla frequenza di cut-off ν_c (ordine dei GHz).

$$L_s = 4\pi d^2 \int_0^{\nu_c} S(\nu) d\nu \approx 4\pi d^2 S_{max} \nu_c \times f(\alpha) \quad (1.18)$$

$f(\alpha)$ è una funzione che tiene conto della forma precisa dello spettro nel calcolo di L_s .

Quando gli elettroni interagiscono con i fotoni della radiazione di sincrotrone che hanno prodotto, essi generano una luminosità Compton $L_{C.I.} \propto u_f$ che possiamo relazionare all'emissione di sincrotrone L_s :

$$\begin{aligned} \frac{L_{C.I.}}{L_s} &= \frac{u_f}{H^2/8\pi} = \frac{2\sqrt{3} L_s}{(D/2)^2 H^2 c} \approx \frac{S_{max} \nu_c}{\theta^2 H^2 c} f(\alpha) = \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right) \left(\frac{\nu_{max}}{H}\right)^2 \frac{\nu_c}{c} f(\alpha) = \\ &= \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right) \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 \nu_{max}^2}\right)^4 \frac{\nu_c}{c} f(\alpha) \approx \left(\frac{T_{Bmax}}{10^{12} K}\right)^5 f(\alpha) \frac{\nu_c}{GHz} \end{aligned} \quad (1.19)$$

dove si considera la dipendenza dell'emissione di sincrotrone dalla densità di energia del campo magnetico $L_s \propto u_H = H^2/8\pi$ e la legge di Planck con l'approssimazione di Rayleigh-Jeans $B_{c.n.}(\nu, T) \approx 2k_B T \left(\frac{\nu}{c}\right)^2$ con $B = \frac{S}{d\Omega}$.

Per $T_{Bmax} \gtrsim 10^{12} \text{ }^\circ K$ la luminosità Compton è dominante rispetto a quella di sincrotrone, ciò significa che gli elettroni perdono una maggiore quantità di energia per effetto Compton Inverso piuttosto che per sincrotrone. Dunque, quando viene superato il limite di temperatura, i raggi X possiedono energia maggiore degli elettroni relativistici ed effettuando Inverse Compton trasferiscono energia ai fotoni che, a loro volta, interagiscono con gli elettroni diventando raggi γ e sottraggono loro ulteriore energia. A questo punto, i raggi γ hanno una maggiore densità di energia rispetto ai raggi X e vengono diffusi a frequenze superiori dagli elettroni, così da innescare un processo reiterato detto Catastrofe

Compton. Pertanto, il limite massimo per la temperatura di brillantezza di una sorgente di sincrotrone è dato da $T_{Bmax} = 10^{12} \text{ }^\circ K$.

Dalla condizione $T_{Bmax} \approx \left(\frac{S_{max}}{\theta^2 v_{max}^2}\right) < 10^{12} K$ è possibile ricavare il diametro angolare minimo che deve avere una radiosorgente affinché sia osservata come tale:

$$\theta_{min}/mas \gtrsim 1,3 \times 10^{-3} (S_{max}/Jy)^{1/2} (v_{max}/GHz)^{-1}$$

1.5 Comptonizzazione

Quando l'evoluzione dello spettro dei fotoni è determinata dalla diffusione Compton e Inverse Compton si parla di Comptonizzazione.

Se consideriamo il caso in cui i fotoni interagiscono con elettroni in equilibrio termico alla temperatura T , possiamo studiare come avviene il trasferimento di energia fra queste particelle.

Assumiamo $h\nu \ll m_e c^2$; l'energia persa dai fotoni (p) con gli elettroni quasi fermi, tramite il processo Compton ordinario, è data, nel caso di interazioni isotrope, dal seguente valore mediato su tutti gli angoli:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_p \approx - \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.20)$$

L'energia persa dagli elettroni, acquisita dai fotoni (a) per Compton inverso, è data da

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx \frac{4}{3} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (1.21)$$

per $\gamma \approx 1$ e $\gamma^2 - 1 = \gamma^2 \beta^2$ (in regime non relativistico)

che deriva dalla formula $\left(\frac{dW}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_f$ indicante la luminosità Inverse Compton.

Dovendo considerare elettroni termici possiamo usare la relazione $\frac{3}{2} k_B T \approx \frac{1}{2} m_e v^2$ e sostituirla nella (1.21)

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (1.22)$$

In media, l'energia scambiata per collisione fra fotoni ed elettroni è data dalla somma di (1.20) e (1.22):

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx - \frac{h\nu}{m_e c^2} + \frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (1.23)$$

Se $h\nu = 4k_B T$ i due processi sono bilanciati e non c'è scambio di energia.

Un caso specifico è dato da $4k_B T \gg h\nu$, condizione che si verifica quando gli elettroni sono più caldi dei fotoni. In questa situazione, la (1.23) diventa:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (1.24)$$

L'espressione (1.24) descrive il guadagno progressivo dell'energia da parte dei fotoni che subiscono modifiche nel loro spettro iniziale in seguito agli urti con gli elettroni.

Si possono conoscere le condizioni specifiche per le quali lo spettro dei fotoni viene modificato attraverso i calcoli esposti di seguito.

Si supponga di conoscere i seguenti valori:

- $d \rightarrow$ dimensione della regione in cui vengono prodotti i fotoni;
- $n_e \rightarrow$ densità degli elettroni;
- $\tau_e \rightarrow$ spessore ottico per diffusione Thomson.

Il fotone uscente dalla regione in cui è stato prodotto percorre un “random walk” e dunque ha libero cammino medio $\ell = \frac{1}{n_e \sigma_T}$. Se si considera N come numero totale di collisioni che avvengono prima dell’uscita con un tempo medio di collisione $\tau_{coll} \approx \frac{1}{n_e \sigma_T c}$, si avrà:

$$N = \left(\frac{d}{\ell}\right)^2 = (d n_e \sigma_T)^2 = \tau_e^2 \quad (1.25)$$

La frazione di energia acquisita mediamente da un fotone in un intervallo di tempo dt sarà

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} dt = \frac{4k_B T}{m_e c^2} dN \quad (1.26)$$

sapendo che il numero di diffusioni per unità di tempo è $\mathcal{N} = n_e \sigma_T c$.

Integrando l’equazione possiamo determinare l’energia del fotone al tempo t

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_{f_0} e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} t} = \mathcal{E}_{f_0} e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} N} = \mathcal{E}_{f_0} e^{4y} \quad (1.27)$$

con $y = \frac{k_B T}{m_e c^2} N = \frac{k_B T}{m_e c^2} \tau_e^2 = \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T t$ parametro di Comptonizzazione.

L’equazione (1.27) indica che l’energia dei fotoni continua a crescere finché non viene raggiunto l’equilibrio termodinamico.

Per avere lo spettro modificato è necessario che sia soddisfatta la seguente condizione:

$$\mathcal{E}_f \gtrsim \mathcal{E}_{f_0} \quad \text{ovvero} \quad \frac{4k_B T}{m_e c^2} \tau_e^2 \gtrsim 1 \quad \text{oppure} \quad y \gtrsim \frac{1}{4}$$

La condizione di equilibrio termico è soddisfatta per $\mathcal{E}_f = h\nu_f = 4k_B T$, da cui si ricava la seguente espressione:

$$y = \frac{1}{4} \ln \left(\frac{4k_B T}{h\nu} \right) \quad (1.28)$$

esprimibile anche come:

$$\tau_e = \left[\ln \left(\frac{4k_B T}{h\nu} \right) \frac{m_e c^2}{4k_B T} \right]^{0.5} \quad (1.29)$$

Sotto questa assunzione, lo spettro modificato deve assumere la distribuzione di equilibrio data dalla legge di Bose-Einstein:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h\nu/k_B T) + \mu} - 1} d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^\mu e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad (1.30)$$

dove compare il parametro μ , detto potenziale chimico, che esprime la differenza tra il numero di fotoni che compaiono nella legge di Bose-Einstein e quelli che compaiono nella legge di Planck.

Si distinguono due casi in base alle energie dei fotoni:

- Basse energie, con $h\nu \ll k_B T \mu \rightarrow$ l’equazione diventa $u(\nu) d\nu \propto \nu^3$;
- Alte energie, con $h\nu \gg k_B T \mu \rightarrow$ se μ non è troppo elevato si ha una distribuzione simile a quella di Planck con intensità ridotta di un fattore e^μ ; mentre se μ è grande si ha $h\nu/k_B T + \mu \gg 1$ e lo spettro diventa la legge di Wien (1.31) con fattore di attenuazione $e^{-\mu}$

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} e^{-\mu}. \quad (1.31)$$

Se si considerano le modifiche allo spettro sulla base delle variazioni del parametro di Comptonizzazione y , si deve introdurre l’equazione di Kompaneets, che rappresenta l’equazione di continuità dei fotoni:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (1.32)$$

dove $x = \frac{h\nu}{k_B T}$ e n numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi con

$$n = \frac{u(\nu)c^3}{8\pi h\nu^3}.$$

L'espressione $\frac{\partial n}{\partial y}$ al primo membro rappresenta un tempo di fuga, mentre n , n^2 , $\frac{\partial n}{\partial x}$, sono rispettivamente il Compton cooling, l'induced Compton scattering e la diffusione.

Come già anticipato, per $y \gg 1$ si ha lo spettro di Wien modificato, mentre per $y \gtrsim 1$ si può dimostrare che si ottengono spettri descritti da leggi di potenza:

$$u(\nu) \propto \nu^{3+m}$$

con $m = -\frac{3}{2} \pm \left[\frac{9}{4} + \frac{1}{y} \right]$ e $+/-$ per $y \gg / \ll 4$.

La Comptonizzazione svolge un ruolo fondamentale in svariati contesti astrofisici, ad esempio:

- Interazione dei fotoni della radiazione cosmologica di fondo $T_{CMB} \simeq 2.73^\circ K$ con gli elettroni del gas caldo ($T \gtrsim 10^7 \text{ }^\circ K$) negli ammassi di galassie;
- Emissione di radiazione in seguito a fenomeni di accrescimento su oggetti compatti, sia galattici che extragalattici.

1.6 Effetto Sunyaev–Zeldovich

Un'importante applicazione dell'equazione di Kompaneets è legata alle distorsioni spettrali della Radiazione Cosmica di Fondo, che si manifestano quando la radiazione attraversa delle regioni estese di gas ionizzato nella condizione in cui la temperatura degli elettroni T_e è molto maggiore della temperatura di radiazione T_r . L'effetto Sunyaev-Zeldovich, scoperto dai due studiosi nel 1969, si verifica proprio quando elettroni molto energetici interagiscono con i fotoni della Radiazione Cosmica di fondo ed effettuano Inverse Compton.

Lo scattering Compton provoca distorsioni nello spettro termico della radiazione di background nel caso in cui non vi siano sorgenti aggiuntive di fotoni che modifichino il suo spettro di corpo nero; per questo motivo, si osserva uno "shift" dello spettro a energie leggermente maggiori rispetto a quanto atteso.

Ci sono due modi di descrivere il grado con cui lo spettro osservato differisce rispetto a quello di un corpo nero.

Il primo caso esemplare è legato all'epoca della pre-ricombinazione¹: un'iniezione di energia termica nel gas intergalattico, qualora avvenisse sotto l'assunzione di conservazione del numero dei fotoni, porterebbe a un rilassamento dell'intensità spettrale alla condizione di equilibrio di Bose-Einstein:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_r} + \mu\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.33)$$

Questa iniezione di energia può essere associata all'annichilazione materia-antimateria o alla dissipazione delle fluttuazioni e turbolenze primordiali.

Il secondo caso si fonda sull'ipotesi che il riscaldamento abbia avuto luogo dopo l'epoca di ricombinazione. In questo contesto, non ci sarebbe stato tempo per instaurare la distribuzione di equilibrio. L'andamento teorico dello spettro si ottiene svolgendo l'equazione di Kompaneets senza aggiungere il termine di raffreddamento dei fotoni:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^4 \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (1.34)$$

Assumendo che le distorsioni fossero piccole, Zeldovich e Sunyaev inserirono la soluzione

¹ricombinazione: epoca dell'universo in cui la temperatura divenne così bassa (migliaia di gradi) da permettere agli elettroni di legarsi stabilmente ai protoni e formare atomi di idrogeno.

di equilibrio termico $n = (e^x - 1)^{-1}$ al primo membro dell'equazione. Una diretta conseguenza è che:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta I(\omega)}{I(\omega)} = y \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) \quad (1.35)$$

dove lo spessore ottico di Compton è $y = \int (kT_e/m_e c^2) \sigma_T N_e dl$.

L'effetto dello scattering Compton è quello di spostare lo spettro ad energie più alte cosicché nella regione di Rayleigh-Jeans dello spettro, cioè $x \ll 1$, l'intensità di radiazione diminuisca, ma aumenti per $x \gg 1$. In *Figura 5* il punto di intersezione si ha per $x = 4$. Effettuando l'espansione di Taylor dell'equazione (1.35) per piccoli valori di x , possiamo ricavare che la riduzione percentuale dell'intensità è data dalla seguente espressione:

$$\frac{\Delta I(\omega)}{I(\omega)} \sim y \frac{x(x+1)}{x+1-1} \left(x \frac{x+1+1}{x+1-1} - 4 \right) = -2y \quad (1.36)$$

Dunque, l'aumento nella densità di energia della radiazione di background è uguale a quanto ricavato nell'espressione (1.24)

$$\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_r} = e^{4y} \quad (1.37)$$

In questo processo l'energia totale dello spettro di radiazione aumenta progressivamente fintanto che i fotoni guadagnano energia dagli elettroni caldi.

Si osserva un innalzamento del valore dell'energia nella radiazione di background rispetto a quanto previsto in base alla temperatura misurata nella regione di Rayleigh-Jeans dello spettro.

Un altro modo di esprimere questo risultato si ha usando la relazione

$$\frac{dI(\omega)}{I(\omega)} = \frac{dT_{RJ}}{T_{RJ}} = -2y \quad (1.38)$$

da cui si ottiene, integrando, la soluzione $T_{RJ} = e^{-2y} T_0$.

In base alle osservazioni, la precisione con cui lo spettro della Radiazione Cosmica di Fondo si adegua allo spettro del corpo nero impone dei limiti superiori al valore dei parametri y e μ . I valori precisi delle misure spettrali sono stati ottenuti dallo strumento FIRAS del Cosmic Background Explorer e sono i seguenti:

$$|y| \leq 1.5 \times 10^{-5}, \quad |\mu| \leq 10^{-4}$$

Questi limiti sono di notevole importanza astrofisica per lo studio del gas intergalattico e per spiegare al meglio come sia avvenuta la formazione delle stelle nelle galassie giovani.

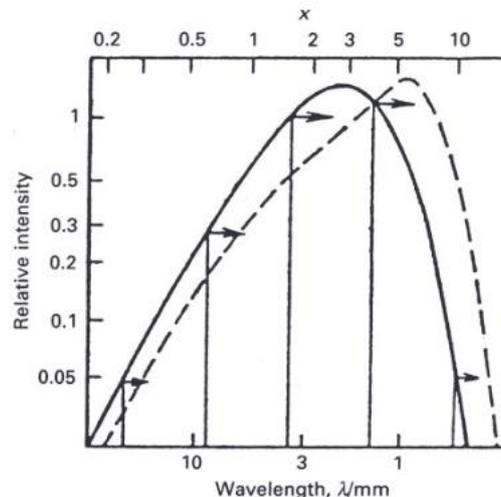


Figura 5: Scattering Compton che modifica la distribuzione di Planck a causa degli elettroni caldi. In questo caso specifico lo spessore ottico è $y = \int (kT_e/m_e c^2) \sigma_T N_e dl = 0,15$. L'intensità diminuisce nella regione di Rayleigh-Jeans e aumenta nella regione di Wien.

Capitolo 2

Scattering nella Fisica dell'accrescimento

2.1 La luminosità di Eddington

Un'importante applicazione dello scattering in astrofisica si ha nel caso dei fenomeni di accrescimento che possono riguardare ad esempio i buchi neri. In questo contesto è necessario introdurre il concetto di scattering Thomson per poter spiegare l'accrescimento di materia in un buco nero.

Per luminosità molto alte, la pressione di radiazione si oppone alla forza di gravità e viene impedito il processo di accrescimento.

Consideriamo un buco nero a simmetria sferica in condizioni stazionarie che produce una determinata luminosità L . La pressione di radiazione a distanza r è data da:

$$P_{rad} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (2.1)$$

Normalmente, nelle vicinanze di un buco nero, il gas attratto nella zona di accrescimento è molto caldo e ionizzato; pertanto, si può parlare di plasma di elettroni e protoni. L'interazione tra radiazione e materia è determinata dallo scattering Thomson che coinvolge gli elettroni aventi una sezione d'urto Thomson pari a:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \quad (2.2)$$

con e carica dell'elettrone e m_e massa dell'elettrone.

Lo scattering Thomson sui protoni è praticamente trascurabile poiché questi ultimi presentano una massa nettamente maggiore rispetto a quella degli elettroni. È importante notare che protoni ed elettroni nel plasma non possono essere separati in quanto si otterrebbe un plasma complessivamente non neutro che genererebbe un campo elettrico con l'intento di ristabilire la neutralità.

Possiamo dunque calcolare la forza complessiva radiale esercitata su una coppia protone-elettrone:

$$F = -G \frac{M m_p}{r^2} + \frac{L \sigma_T}{4\pi r^2 c} \quad (2.3)$$

con m_p massa del protone.

Se $F > 0$ la forza è diretta verso l'esterno e l'accrescimento si interrompe per il valore limite della luminosità di Eddington:

$$L > L_{edd} = \frac{4\pi G m_p c M}{\sigma_T} = 1,26 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg/sec} \quad (2.4)$$

2.2 Il fenomeno di Comptonizzazione nei dischi di accrescimento degli AGN

Un AGN (Active Galactic Nucleus) è una regione al centro di una galassia all'interno della quale è presente un buco nero super massiccio (SMBH: Super Massive Black Hole) in fase di accrescimento di massa tra $10^6 - 10^9 M_{\odot}$.

Gli AGN si osservano sotto forma di sorgenti extragalattiche di raggi X molto potenti, caratterizzate dalle seguenti componenti (Figura 6):

- Un disco di accrescimento (diametro $\leq 1 pc$) che ruota attorno al buco nero centrale;
- La Broad Line Region (BLR) caratterizzata da nubi di gas ad alta densità che producono righe di emissione larghe;
- La Narrow Line Region (NLR), regione da cui provengono le righe di emissione strette, che presenta una zona di gas ionizzato a bassa densità con velocità basse. Il gas ionizzato contiene anche polveri, ad eccezione della zona centrale chiamata "regione di righe coronali", costituita da particelle energetiche che circondano il buco nero centrale. Si pensa che queste particelle vengano accelerate e confinate dai campi magnetici generati dall'accrescimento di gas ionizzato nel disco;
- Il toro, una struttura a simmetria assiale che oscura la luminosità del disco di accrescimento poiché costituita da polveri;
- Un disco sottile costituito da molecole che producono effetti MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation);
- Un getto centrale che emette radio e talvolta raggi γ .

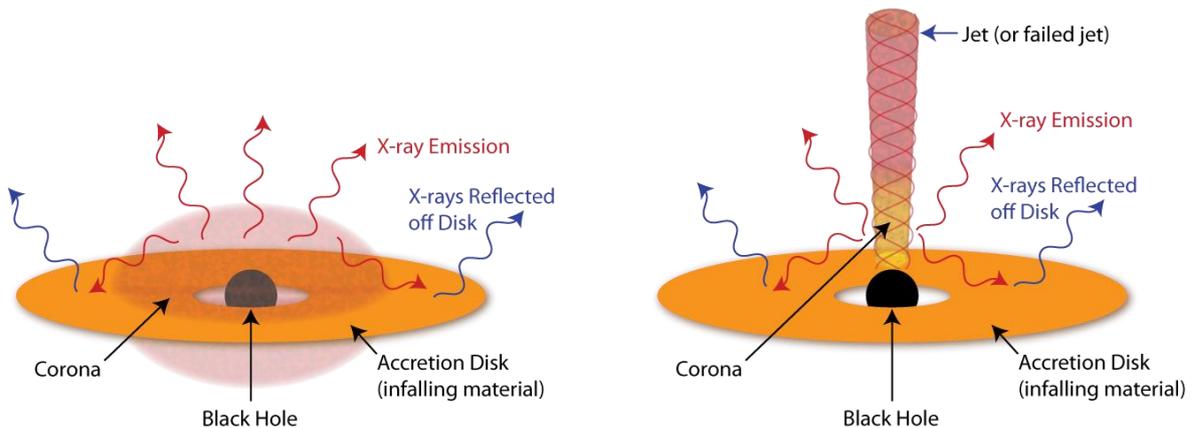


Figura 6: Schema delle regioni più interne di un SMBH in un AGN. Il materiale in caduta forma un disco di accrescimento appiattito in cui il materiale spiraleggia verso l'interno finché non raggiunge una distanza in cui l'orbita attorno al buco nero non è più stabile e cade verso il centro. Vengono rilasciate grandi quantità di energia quando il materiale cade verso l'interno; parte dell'energia viene poi iniettata nella corona dove riscalda estremamente le particelle e vengono emessi raggi X. Le due raffigurazioni si riferiscono a due possibili configurazioni che può assumere la corona.

In base all'inclinazione con cui osserviamo un AGN possiamo ottenere uno spettro diverso e, in alcuni casi, delle variazioni come il reddening dovuto alla polvere. Non possiamo considerare solamente la principale fonte di emissione (ovvero il SMBH) poiché questo presenta delle dimensioni angolari troppo piccole che non giustificano un fenomeno così ampiamente esteso. Per questo motivo, è importante studiare le proprietà delle regioni circostanti.

Lo spettro a raggi X degli AGN si estende fino a centinaia di keV. Si può assumere che esista una componente aggiuntiva oltre al disco di accrescimento che è responsabile di questa emissione. Lo spettro a raggi X presenta una forma più complessa di quella descritta

da una legge di potenza, a causa dell'effetto "Compton Hump" (analizzato più avanti), che riguarda un fenomeno legato alla regione degli AGN chiamata corona, dove risiedono elettroni molto più caldi del disco. Questa zona non può essere localizzata a grandi distanze rispetto al buco nero per tre importanti ragioni:

- La sua luminosità è paragonabile a quella del disco di accrescimento e dipende da una potenza dell'energia gravitazionale $L_{corona} \propto E_g^n$; pertanto deve essere vicina al buco nero in quanto $E_g \propto 1/R$;
- Il flusso di raggi X varia rapidamente;
- Deve illuminare il disco e produrre un flusso di ionizzazione che causa delle linee di fluorescenza² del ferro. La larghezza delle linee legata all'effetto Doppler può essere spiegata dalle alte velocità kepleriane in prossimità delle regioni più interne del disco. Dunque, la sorgente luminosa deve essere necessariamente vicina alle zone centrali.

Come abbiamo detto, la variabilità dello spettro dà indicazioni sulle dimensioni ridotte del volume che emette; quindi, la densità degli elettroni deve essere alta e, di conseguenza, possiamo ricavare informazioni sullo spessore ottico della corona, identificato dal parametro di Thomson τ_e , che avrà valori molto più grandi dell'unità.

In queste condizioni prevale lo scattering Compton e possiamo quindi assumere che lo spettro osservato sia legato alla Comptonizzazione termica. In particolare, le particelle energetiche della corona effettuano Inverse Compton con i fotoni termici del disco di accrescimento che vengono diffusi a energie dei raggi X e osservati con uno spettro a legge di potenza.

Il continuo della corona viene riflesso da un disco di accrescimento geometricamente sottile ma otticamente spesso: i raggi X incidenti sul disco vengono poi diffusi all'indietro e, a causa del riscaldamento del gas, vengono prodotte linee fluorescenti² ed emissioni secondarie. Lo spettro di questi raggi X riflessi è modificato dagli effetti relativistici tra i materiali emittenti nel disco e l'osservatore.

Identificando il confine interno della riflessione dal disco di accrescimento con l'orbita circolare stabile più interna, si può misurare lo spin del black hole. I black hole super massicci hanno generalmente alte velocità di rotazione, con righe di emissione alterate dal forte campo gravitazionale in corrispondenza delle orbite stabili più interne.

2.2.1 La Comptonizzazione dei fotoni del disco di accrescimento

I fotoni sono ripetutamente diffusi durante il passaggio attraverso la corona. Questo processo si verifica nel momento in cui l'energia dei fotoni è più piccola di quella delle particelle nella corona. L'energia può essere trasferita dalla corona al campo di radiazione producendo un continuo a raggi X.

Il processo di Comptonizzazione effettuato da un plasma termico³ si può spiegare grazie all'equazione di Kompaneets vista nel capitolo precedente. L'effetto di questo processo dipende dalla temperatura della corona T_e , dall'energia trasferita al campo di radiazione per ogni scattering e dal numero di elettroni che hanno interagito con ogni fotone, misurato dallo spessore ottico di Thomson τ_e . Le modifiche sullo spettro dell'AGN sono valutate sulla base dello spessore ottico di Compton, cioè il parametro y visto nel capitolo 1, che, per una distribuzione non relativistica di fotoni, possiamo definire come:

²fluorescenza: proprietà di alcune sostanze chimiche in grado di assorbire radiazione elettromagnetica ultravioletta e rimetterla nel visibile

³plasma termico: gas ionizzato complessivamente neutro in cui gli elettroni sono in equilibrio termico con gli ioni.

$$y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau_e, \tau_e^2)$$

Come già analizzato, quando $y \gtrsim 1$ lo spettro dei fotoni uscenti dalla corona è molto diverso da quello dei fotoni originari.

La soluzione dell'equazione di Kompaneets fu fornita dagli studiosi Zdziarski, Johnson & Magdziarz per stabilire l'indice dello spettro a raggi X nel caso di un buco nero in accrescimento con fotoni a energie molto minori di kT_e .

La Comptonizzazione dei fotoni termici provenienti dal disco restituisce una popolazione di fotoni emergenti in equilibrio, caratterizzata da uno spettro a legge di potenza con un parametro Γ , chiamato "photon index", che è definito come l'indice della legge di potenza rappresentante il conteggio dei fotoni in funzione dell'energia:

$$N(E) \propto E^{-\Gamma}$$

$$\text{con } \Gamma = \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{3m_e c^2}{kT_e \left[\left(\tau_e + \frac{3}{2} \right)^2 - \frac{9}{4} \right]}} - \frac{1}{2}.$$

Ad energie dei fotoni più alte, lo spettro ha un cut-off esponenziale quando gli elettroni non hanno più l'energia sufficiente per diffondere un numero significativo di fotoni a energie maggiori. L'effetto risultante è che l'energia dei fotoni più energetici della corona viene ritrasferita alla corona.

In generale, il modello di Comptonizzazione utilizzato considera un dato numero di fotoni incidenti sulla corona, sfruttando una combinazione di più modelli che risolvano l'equazione di Kompaneets, anziché usare, nello specifico, lo spettro di corpo nero.

2.2.2 La Comptonizzazione dei raggi riflessi

L'analisi dello spettro di raggi X riflessi dal disco fornisce un profilo di emissività⁴ che cala a picco nelle regioni più interne del disco con un indice di legge di potenza al di sopra di 7 e che si appiattisce sulle regioni centrali con indice 5, per poi assumere l'andamento di r^{-3} a una decina di raggi gravitazionali ($\approx 10 r_g$ con $r_g = \frac{GM}{c^2}$) verso le zone più esterne.

Alcune corone possono coprire le regioni più interne del disco di accrescimento e cambiare l'aspetto dello spettro riflesso.

I raggi X riflessi vengono rilevati dall'orbita interna più stabile, dove passano attraverso la corona e sono sottoposti a scattering Compton dalle particelle energetiche di questa regione. Tuttavia, non è detto che la rilevazione di raggi X sia strettamente connessa solamente all'illuminazione del disco di accrescimento legato alla corona.

Infatti, talvolta si osservano i raggi X riflessi che non sono passati attraverso la corona; una spiegazione a ciò è legata al fatto che la corona può presentare delle irregolarità con addensamenti di particelle energetiche che non ricoprono omogeneamente l'intera superficie del disco.

Inoltre, lo spettro riflesso può variare in base alle caratteristiche della corona (*Figura 7*); in particolare, si può notare una "gobba" nello spettro, chiamata "Compton Hump", dovuta a uno scattering Compton tra 20 e 30 keV e agli effetti relativistici dell'allargamento della linea di emissione $K\alpha$ del ferro⁵.

⁴profilo di emissività: flusso riflesso rappresentato in funzione del raggio del disco.

⁵emissione $K\alpha$ del Ferro: riga di emissione prodotta nei meccanismi di fluorescenza che avvengono nel disco in seguito alla diseccitazione di un elettrone che emette un fotone di 6,4 keV.

I fotoni che vengono riflessi dal disco di accrescimento tramite processi di scattering Compton, assorbimento fotoelettrico⁶, linee di emissione fluorescenti² e bremsstrahlung⁷, passando attraverso una corona energetica al di sopra del piano del disco di accrescimento, vengono diffusi verso l'alto a seconda dello spessore ottico di Compton della corona; ciò ha un impatto significativo sullo spettro dei raggi X osservato a grandi distanze.

Redshift gravitazionali molto forti nelle vicinanze del buco nero, combinati a spostamenti

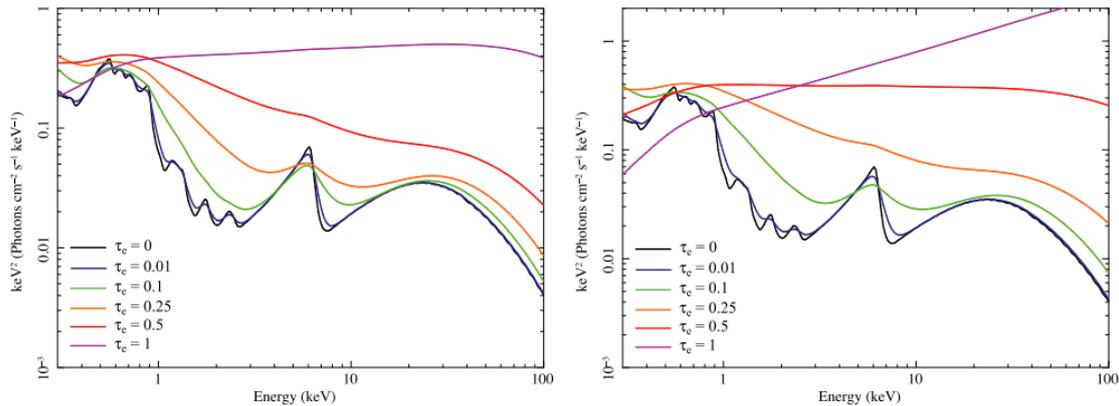


Figura 7: Raffigurazione dello spettro dei raggi riflessi da un disco di accrescimento che hanno attraversato le regioni coronali a diverse temperature T_e e spessore ottico τ_e .

Doppler⁸ e beaming relativistico⁹ dovuto al moto orbitale del materiale riflettente situato nel disco d'accrescimento, provocano modifiche nello spettro di riflessione con strette linee di emissione nel sistema di riferimento del materiale del disco.

Grazie a queste informazioni sul continuo di raggi X è possibile studiare le orbite circolari stabili più interne e, in corrispondenza di queste, misurare i valori dello spin del black hole.

2.2.3 Implicazioni sulla corona

Recenti misure dei profili di emissività⁴ dei dischi di accrescimento, effettuate grazie al calcolo dei tempi di ritardo¹⁰ tra il continuo a raggi X primario e la riflessione dei raggi, suggeriscono che la corona sia situata a una bassa altezza al di sopra del disco e si estenda radialmente, a una decina di raggi gravitazionali ($\approx 10 r_g$) al di sopra della superficie dove avverrebbe lo scattering Compton dei raggi X.

Inoltre, l'osservazione di un intenso spettro continuo a raggi X dovuto alla Comptonizzazione di fotoni termici uscenti dal disco, suggerisce che la corona debba avere una sezione d'urto significativa al di sopra del piano del disco, così che possa diffondere un grande numero di fotoni.

In conclusione, possiamo definire la struttura della corona conoscendo anche gli effetti relativistici sullo spettro di riflessione, che permettono di individuare eventuali irregolarità della corona e se le particelle energetiche di quella regione presentino o meno una distribuzione casuale.

⁶assorbimento fotoelettrico: assorbimento della radiazione da parte di un elettrone.

⁷bremsstrahlung: radiazione di frenamento prodotta, ad esempio, durante il passaggio di un elettrone vicino a un nucleo carico che devia la sua direzione iniziale e rallenta il suo moto.

⁸spostamento Doppler: cambiamento della frequenza di un'onda percepita da un osservatore quando la sorgente è in moto rispetto all'osservatore stesso.

⁹beaming relativistico: fenomeno che si verifica quando una sorgente di radiazione si muove a velocità relativistiche rispetto all'osservatore e modifica la sua luminosità apparente.

¹⁰tempo di ritardo: il "light travel time", ovvero il tempo necessario alla propagazione della radiazione ionizzante e dei fotoni della riga si calcola come $\Delta\tau \sim r/c$. Misurando il ritardo $\Delta\tau$ è possibile stimare le dimensioni della regione analizzata.

Bibliografia

- [1] **C. & R. Fanti**, *Una finestra sull'Universo "Invisibile" – Lezioni di radioastronomia*, Bologna 2012.
- [2] **G. Ghisellini**, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, 2012.
- [3] **Nora Valtonen-Mattila**, *High Energy gamma-ray behavior of a potential astrophysical neutrino source: The case of TXS 0506+056*, Master's Thesis of Linnæus University, 2019.
- [4] **D. R. Wilkins and L. C. Gallo**, *The Comptonisation of accretion disc X-ray emission: Consequences for X-ray reflection and the geometry of AGN coronæ*, Department of Astronomy & Physics, Saint Mary's University, 2014.
- [5] **D. Dallacasa**, *Dispense di Processi di Radiazione & MHD*, Università degli Studi di Bologna.
- [6] **L. Ciotti**, *Appunti di Astrofisica Extragalattica*, Università degli Studi di Bologna.
- [7] **Dan Wilkins**, *Gigantic X-rays flares offer new insight into the whirling maelstrom just outside supermassive black holes*, Stanford University, 2017.
- [8] **G. B. Rybicki & A. P. Lightman**, *Radiative Processes in Astrophysics*, Weinheim, WILEY-VCH, 1979.
- [9] **Andrii Neronov**, *High-Energy Astrophysics*, 2017.