

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:
Ilaria Fornasiero

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Anno Accademico 2020-2021

Alla mia famiglia.

Sommario

I processi di scattering, anche chiamati processi di diffusione, riguardano le interazioni tra onde elettromagnetiche e particelle libere. Nel primo capitolo saranno analizzati i due processi fondamentali, quali la diffusione Thomson e la diffusione Compton. Nel primo caso si affrontano interazioni tra onde elettromagnetiche ed elettroni a riposo determinate dalle basse energie dell'onda incidente rispetto all'elettrone e in cui non avvengono trasferimenti energetici, mentre nel secondo caso si considera l'interazione, tra un fotone e un elettrone, come un urto elastico, dove quindi saranno conservate l'energia totale e la quantità di moto. Successivamente verranno descritti i processi di Inverse Compton, cioè l'interazione energetica tra un elettrone con energia cinetica sufficientemente alta e un fotone, e la Comptonizzazione, dove gli effetti della diffusione Compton e Inverse Compton si trovano in competizione.

Nel secondo capitolo verranno descritte due importanti applicazioni astrofisiche dei processi di diffusione, cioè l'effetto Sunyaev-Zeldovich, in cui i fotoni di bassa energia della radiazione cosmica di fondo interagiscono con il gas caldo degli ammassi di galassie, e la radiazione emessa a causa dei fenomeni di accrescimento negli AGN.

Indice

1	Principali processi di scattering	1
1.1	Thomson scattering	1
1.1.1	Caratteristiche principali	2
1.2	Compton scattering	4
1.2.1	Cross-section Klein-Nishina	5
1.3	Inverse Compton scattering	6
1.3.1	Catastrofe Synchrotron self-Compton (SSC)	7
1.4	Comptonizzazione	8
2	Applicazioni astrofisiche	11
2.1	Effetto Sunyaev-Zel'dovich	11
2.2	Radiazione emessa negli AGN	13
	Bibliografia	15

Capitolo 1

Principali processi di scattering

1.1 Thomson scattering

La diffusione Thomson considera l'interazione tra un'onda elettromagnetica incidente non polarizzata e un elettrone sostanzialmente fermo, come viene mostrato nella Figura 1.1. La condizione perchè il fenomeno avvenga è che l'energia del fotone, cioè dell'onda elettromagnetica, assuma un basso valore, quindi $h\nu \ll m_e c^2$ (dove h è la costante di Planck e m_e è la massa dell'elettrone). Un'altra caratteristica necessaria da considerare è che il fotone, dopo essere stato diffuso con un angolo di scattering Φ , non cambia energia.

Questo processo può essere analizzato da un punto di vista classico, infatti, quando il fo-

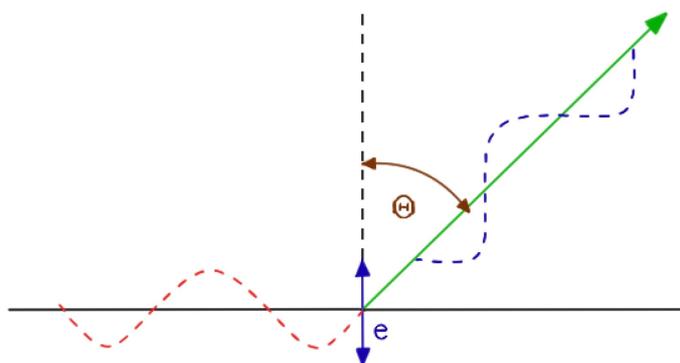


Figura 1.1: Processo di diffusione Thomson di un singolo elettrone.

tone interagisce con l'elettrone, questo inizia ad oscillare sotto l'azione del campo elettrico del fotone stesso e si considera che la sua velocità di oscillazione non sia relativistica, cioè $v \ll c$, così da trascurare le possibili forze magnetiche in gioco.

In particolare, l'elettrone risente del campo elettrico dell'onda elettromagnetica di ampiezza

E_0 e pulsazione ω :

$$\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} \vec{i} \quad (1.1)$$

Quindi la legge oraria associata all'onda elettromagnetica è $x(t) = \frac{eE_0}{m_e\omega^2} \sin(\omega t)$, dove e è la carica dell'elettrone.

La radiazione emessa dalla particella libera sarà alla stessa frequenza della radiazione incidente e la potenza irradiata corrisponderà a quella di un dipolo sottoposto a un'accelerazione di modulo $a = \frac{eE_0}{m_e} \sin(\omega t)$. Invece, il valore medio del quadrato dell'accelerazione risulta essere $\langle a^2 \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e^2}$, di conseguenza la formula di Larmor assume la forma:

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \langle a^2 \rangle = \frac{e^4 E_0^2}{3m_e^2 c^3} \quad (1.2)$$

Il flusso medio di energia elettromagnetica per unità di tempo e di superficie è definito dal vettore di Poynting: $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$.

Il modulo di \vec{S} risulta essere: $|\vec{S}| = c \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 2c \frac{E^2}{8\pi}$.

Poichè $\langle E^2 \rangle = E_0^2 \langle \cos^2(\omega t) \rangle$ e $\langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$, il modulo del vettore di Poynting medio è:

$$\langle |\vec{S}| \rangle = \frac{cE_0^2}{8\pi} \quad (1.3)$$

Allora la formula della sezione d'urto Thomson, pubblicata per la prima volta nel 1906, può essere riscritta come:

$$\sigma_T = \frac{\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \rangle}{\langle |\vec{S}| \rangle} = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (1.4)$$

che rappresenta la cross-section di una sfera di raggio r_e , cioè il raggio classico dell'elettrone. Questa sezione trasversale apparentemente non dipende dalla frequenza, ma in realtà collapsa alle alte energie, dove occorre considerare la meccanica quantistica oltre alla fisica classica. L'energia elettromagnetica che incide sull'elettrone nell'unità di tempo può essere derivata nuovamente come:

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{E_0^2}{8\pi} c \sigma_T = c \sigma_T u_f \quad (1.5)$$

dove u_f rappresenta la densità media di energia della radiazione.

1.1.1 Caratteristiche principali

- La diffusione dell'onda elettromagnetica è simmetrica rispetto all'angolo θ compreso tra la direzione incidente e quella di diffusione, poichè tutti gli angoli di scattering sono equiprobabili. Perciò la quantità di radiazione diffusa in avanti sarà equivalente a quella diffusa all'indietro, rispetto alla direzione e il verso della radiazione incidente.

- La quantità di radiazione incidente è uguale a quella emessa, poichè non dipende dal modo in cui l'elettrone oscilla a causa del campo elettrico o dall'anisotropia del campo di radiazione incidente, ma solo dall'intensità di radiazione totale che incide sull'elettrone.
- La radiazione diffusa nel processo di Thomson scattering può risultare polarizzata anche se l'onda incidente non è polarizzata. Il grado di polarizzazione, dipendente dall'intensità massima I_{max} e minima I_{min} della radiazione diffusa, è definito come:

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.6)$$

e poichè le intensità polarizzate nel piano e perpendicolari al piano di diffusione sono in rapporto $\cos^2(\theta) : 1$, allora:

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta)} \quad (1.7)$$

Si può dedurre che $\Pi \geq 0$, quindi lo scattering di un'onda incidente non polarizzata produce un'onda diffusa con un certo grado di polarizzazione, dipendente dall'angolo di osservazione rispetto alla radiazione incidente.

Infatti, se un osservatore guardasse lungo la direzione incidente ($\theta = 0$) non vedrebbe nessuna polarizzazione, vista l'equivalenza di tutte le direzioni nel piano considerato. Se, invece, l'osservatore guardasse perpendicolarmente all'onda incidente ($\theta = \pi/2$) vedrebbe il 100% della polarizzazione, poichè il moto dell'elettrone è confinato a un piano perpendicolare alla direzione incidente.

- La diffusione Thomson causa una diminuzione dell'ampiezza del modulo del vettore di Poynting, poichè l'elettrone diffonde in tutte le direzioni l'energia intercettata dalla radiazione incidente.

Se N è il numero di densità di fotoni di frequenza ν , allora il rate con cui l'energia viene diffusa è:

$$-\frac{d(Nh\nu)}{dt} = \sigma_T c N h \nu \quad (1.8)$$

Se si considerano N_e elettroni per unità di volume, il numero di densità dei fotoni diminuirà esponenzialmente con la distanza, in quanto l'energia dei fotoni rimane invariata durante il processo:

$$-\frac{dN}{dx} = \sigma_T N N_e$$

$$N = N_0 e^{-\sigma_T N_e x} = N_0 e^{-\tau_e} \quad (1.9)$$

dove τ_e è lo spessore ottico Thomson e non definisce un assorbimento, bensì una redistribuzione della radiazione incidente in altre direzioni.

1.2 Compton scattering

L'effetto Compton fu osservato per la prima volta da Arthur Holly Compton nel 1923 e, a differenza della diffusione Thomson, riesce a dimostrare che la luce non può essere descritta unicamente come un'onda, ma anche come flusso di particelle (cioè i fotoni).

Questo processo riguarda l'interazione tra un fotone e un elettrone libero, ma in questo caso il fotone perde energia dopo la diffusione, in quanto la cede all'elettrone che successivamente viene posto in movimento (come si può osservare nella Figura 1.2). La condizione perchè si possa considerare l'effetto Compton è imposta sulla radiazione incidente, cioè: $h\nu \geq m_e c^2$.

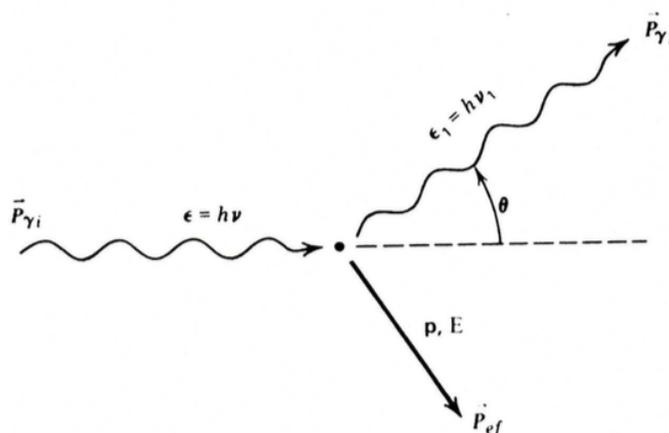


Figura 1.2: Geometria di diffusione Compton di un fotone da parte di un elettrone inizialmente fermo.

L'interazione può essere ricondotta ad un urto elastico tra due particelle, quindi l'energia totale e la quantità di moto totale saranno conservate. L'equazione per la conservazione dell'energia è:

$$h\nu_{\gamma i} + m_e c^2 = h\nu_{\gamma f} + \sqrt{p_{ef}^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (1.10)$$

mentre quella per la conservazione della quantità di moto:

$$\vec{p}_{\gamma i} = \vec{p}_{\gamma f} + \vec{p}_{ef} \quad (1.11)$$

da cui si può dedurre che:

$$p_{ef}^2 = p_{\gamma i}^2 + p_{\gamma f}^2 - 2p_{\gamma i} p_{\gamma f} \cos\theta \quad (1.12)$$

Da queste due relazioni si può ricavare la differenza di energia del fotone in termini di lunghezza d'onda prima e dopo l'urto:

$$\lambda_{\gamma f} - \lambda_{\gamma i} = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (1.13)$$

dove $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 0.02426 \text{ \AA}$ è la lunghezza d'onda Compton dell'elettrone. Questo valore indica l'ordine del cambiamento di lunghezza d'onda dopo l'urto e per lunghezze d'onda $\lambda \gg \lambda_c$ ($h\nu \ll m_e c^2$) la diffusione è strettamente elastica. Perciò quando questa condizione è soddisfatta, possiamo assumere che non vi sia alcun cambiamento nell'energia del fotone. Inoltre, l'equazione che descrive la quantità di energia del fotone diffuso è:

$$h\nu_{\gamma f} = \frac{h\nu_{\gamma i}}{1 + h\nu_{\gamma i}(1 - \cos\theta)/m_e c^2} \quad (1.14)$$

che, come si può osservare, dipende dall'energia iniziale e dall'angolo di scattering θ . Quindi, dalla (1.14), si vede che il fotone perde sempre energia, a meno che $\theta = 0$, mentre la perdita massima di energia, che sarà quindi ceduta all'elettrone, avviene quando $\theta = \pi$.

1.2.1 Cross-section Klein-Nishina

La diffusione Compton diventa sempre meno efficiente all'aumentare dell'energia del fotone considerato. Infatti la sezione d'urto diminuisce il suo valore a causa degli effetti quantistici e relativistici in gioco. Per questo motivo, la sezione d'urto non sarà più quella Thomson, ma quella relativistica di Klein-Nishina, che dipende dall'inverso dell'energia del fotone incidente e può pertanto essere notevolmente inferiore a quella classica.

Se si definisce $x \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2}$, allora la sezione d'urto totale di Klein-Nishina è data da:

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{\ln(1+2x)}{2x} - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (1.15)$$

Per fotoni di bassa energia, $x \ll 1$, l'equazione si riduce a:

$$\sigma_{KN} = \sigma_T (1 - 2x) \approx \sigma_T \quad (1.16)$$

mentre nel limite ultra-relativistico, $x \gg 1$, diventa:

$$\sigma_{KN} = \frac{3\sigma_T}{8x} \left[\ln(2x) + \frac{1}{2} \right] \quad (1.17)$$

Questo comportamento della sezione d'urto si può osservare nella Figura 1.3, dove alle basse energie tende al valore della sezione d'urto Thomson (infatti $\sigma_{KN}/\sigma_T = 1$) e verso le alte energie diminuisce in funzione del parametro x , quindi dell'energia.

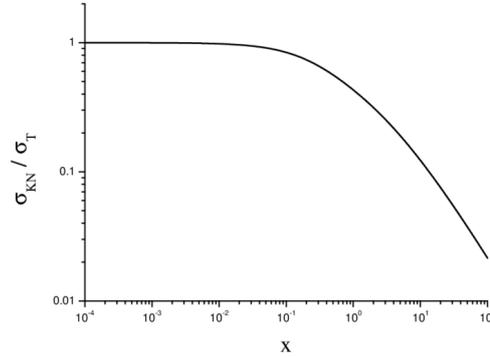


Figura 1.3: Rapporto tra la sezione d'urto Klein-Nishina e Thomson in funzione del parametro x .

1.3 Inverse Compton scattering

L'effetto Compton inverso descrive il caso opposto all'effetto Compton visto in precedenza, cioè il caso in cui l'elettrone è in movimento con un'energia cinetica sufficientemente elevata rispetto a quella del fotone e l'energia viene trasferita dall'elettrone al fotone. In particolare, il processo si verifica quando l'elettrone è ultrarelativistico e la sua energia cinetica è $\varepsilon_c = m_e c^2 (\gamma - 1)$, dove γ è il fattore di Lorentz definito come: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Per analizzare l'interazione, occorre considerare separatamente il sistema di riferimento dell'osservatore S e quello dell'elettrone S' , come si osserva nella Figura 1.4.

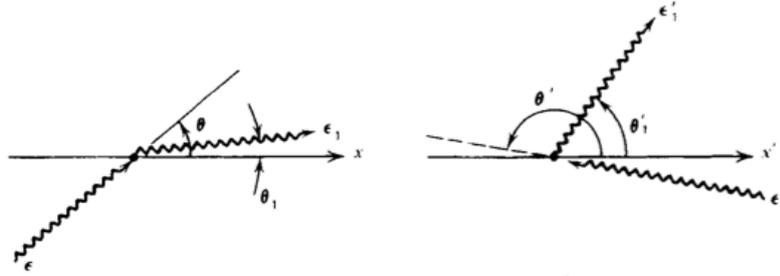


Figura 1.4: Geometria della diffusione di Compton inverso nel sistema dell'osservatore S da quello dell'elettrone S' .

Per l'effetto Doppler relativistico, si considera che nel sistema S' valga:

$$h\nu' = h\nu\gamma(1 - \beta\cos\theta) \quad (1.18)$$

mentre nel sistema S :

$$h\nu_1 = h\nu'_1\gamma(1 - \beta\cos\theta'_1) \quad (1.19)$$

Nel sistema dell'elettrone si considera la diffusione Thomson, quindi $h\nu' = h\nu'_1$. Inoltre, il fotone acquista la massima energia quando $\theta = \pi$ e $\theta'_1 = 0$ e la minima energia quando $\theta = 0$ e $\theta'_1 = \pi$. In base a queste considerazioni, si può dedurre che:

$$h\nu_1 \approx \gamma^2 h\nu \quad (1.20)$$

In questo caso il concetto di beaming relativistico viene associato all'elettrone in movimento, che quindi concentra la radiazione emessa nella direzione del moto in un cono di semiapertura $1/\gamma$. Ecco perchè, se il fotone penetra nel sistema dell'elettrone all'interno del cono, la sua energia viene amplificata di un fattore γ e, se viene ulteriormente diffuso all'interno del cono, allora la sua energia sarà amplificata di un aggiuntivo fattore γ . Di conseguenza, l'amplificazione totale sarà data dal valore γ^2 .

La potenza ceduta dagli elettroni ai fotoni si ottiene sottraendo alla potenza irradiata l'energia che i fotoni avevano prima della diffusione, quindi:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{IC} = \frac{d\varepsilon_{out}}{dt} - \frac{d\varepsilon_{in}}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_{ph} \quad (1.21)$$

dove U_{ph} descrive la quantità di fotoni, cioè la densità di energia del campo di radiazione.

Questo processo risulta particolarmente efficiente nella produzione di fotoni altamente energetici, in prevalenza alle lunghezze d'onda X e γ . Di grande interesse astrofisico, sono, ad esempio, le interazioni di elettroni ultrarelativistici con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB). Inoltre, l'effetto Compton inverso e l'effetto sincrotrone concorrono nel determinare le perdite di energia degli elettroni relativistici nelle radiosorgenti.

1.3.1 Catastrofe Synchrotron self-Compton (SSC)

La catastrofe SSC descrive il caso in cui i fotoni diffusi dagli elettroni relativistici sono gli stessi prodotti dall'effetto di sincrotrone. Questo processo ha luogo principalmente in sorgenti radio luminose e compatte, dove si può considerare il concetto di beaming relativistico che accresce la densità di energia del campo di radiazione.

Se si suppone che la radiosorgente sia un sfera di raggio R a una distanza D dall'osservatore vista sotto un angolo $\theta = 2R/D$ e che U_{rad} sia la densità di radiazione, allora la luminosità della radiosorgente, integrata su tutto lo spettro, sarà:

$$L_s = \frac{U_{rad}4\pi R^2 c}{3} \quad (1.22)$$

da cui $U_{rad} = \frac{3L_s}{4\pi R^2 c}$. Inoltre, la luminosità radio dipende dalla distanza D e dalla densità di flusso $S(\nu)$ della sorgente. La sorgente considerata è compatta, quindi con uno spettro autoassorbito, perciò si può approssimare a uno spettro piatto di valore S_{max} fino alla frequenza

di taglio ν_c , oltre la quale non si ha un'emissione apprezzabile:

$$L_s = 4\pi D^2 \int_0^{\nu_c} S(\nu) d\nu \approx 4\pi D^2 S_{max} \nu_c f(\alpha) \quad (1.23)$$

dove $f(\alpha)$ è un termine dell'ordine delle unità.

Gli elettroni, interagendo con i fotoni della radiazione di sincrotrone, danno luogo a una luminosità di Compton inverso $L_{IC} \propto U_{rad}$, perciò il confronto tra le perdite per sincrotrone e Compton inverso è:

$$\frac{L_{IC}}{L_s} = \frac{U_{rad}}{H^2/8\pi} = \frac{6L_s}{R^2 H^2 c} \approx \frac{S_{max} \nu_c}{\theta^2 H^2 c} f(\alpha) \quad (1.24)$$

In un mezzo otticamente spesso si può applicare l'approssimazione di Reileigh-Jeans per la funzione di Planck, cioè $B(\nu, T) \sim \frac{2kT\nu}{\lambda^2}$, dunque la relazione diventa:

$$\frac{L_{IC}}{L_s} \simeq \left(\frac{T_{Bmax}}{10^{12}K} \right)^5 \left(\frac{\nu_c}{GHz} \right) f(\alpha) \quad (1.25)$$

Dall'equazione (1.25) si deduce che quando la temperatura di brillantezza T_B supera il valore di $10^{12}K$, la luminosità di Compton inverso prevale su quella di sincrotrone, quindi gli elettroni tenderanno maggiormente a perdere energia attraverso l'effetto Compton inverso. Questo processo porta a un rapido raffreddamento della sorgente radio, poichè la vita media degli elettroni diventa breve a causa delle perdite energetiche.

Di conseguenza, $T_B = 10^{12}K$ rappresenta una temperatura limite per l'emissione delle radio-sorgenti, infatti a temperature maggiori si osserva radiazione prevalentemente in banda X rispetto alla banda radio.

1.4 Comptonizzazione

La comptonizzazione indica la deformazione dello spettro dei fotoni nei plasmi astrofisici causata da due casi limite: l'effetto Compton e l'effetto Compton inverso. Questi descrivono le interazioni tra fotoni e elettroni in cui avviene trasferimento di energia dagli uni agli altri o viceversa.

Considerando il processo dal punto di vista dei fotoni, l'energia può essere quindi trasferita dai fotoni agli elettroni:

$$\left\langle \frac{\Delta h\nu}{h\nu} \right\rangle_f = -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (1.26)$$

oppure dagli elettroni ai fotoni:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right\rangle_{el} = \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (1.27)$$

Di conseguenza, il netto trasferimento di energia si ottiene sommando i due processi:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2} \quad (1.28)$$

Così si possono identificare tre casi:

- Se $4kT = h\nu$ non avviene alcun trasferimento di energia;
- Se $4kT \ll h\nu$ i fotoni perdono energia e il gas di elettroni si riscalda;
- Se $4kT \gg h\nu$ i fotoni acquistano energia e il gas di elettroni si raffredda.

Prendendo in considerazione l'ultimo caso, sia d la grandezza della regione dove i fotoni sono prodotti, n_e la densità di elettroni e τ_e lo spessore ottico Thomson. Il fotone prima di uscire dalla regione considerata compirà un percorso detto libero cammino medio e dato da $l = \frac{1}{n_e \sigma_T}$, quindi il numero di collisioni effettuate prima di uscire:

$$N = \left(\frac{d}{l} \right)^2 = \tau_e^2 \quad (1.29)$$

Allora la frazione di energia acquisita in un tempo dt :

$$\frac{\Delta \varepsilon_f}{\varepsilon_f} = \frac{4kT_B}{m_e c^2} dN \quad (1.30)$$

L'energia del fotone a un tempo t è:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{f,0} e^{\frac{4kT_B}{m_e c^2} N} = \varepsilon_{f,0} e^{4y} \quad (1.31)$$

dove y è il parametro di comptonizzazione:

$$y = \frac{kT_B N}{m_e c^2} \quad (1.32)$$

Quando $\frac{\varepsilon_{f,0} e^{4y}}{4kT_B}$ è piccolo, l'energia dei fotoni cresce esponenzialmente fino all'equilibrio termodinamico. Inoltre, lo spettro della radiazione risulta sostanzialmente modificato quando $\nu_f > \nu_{f,0}$, cioè quando $y \geq \frac{1}{4}$. La condizione di equilibrio è quindi $\varepsilon_f = 4kT_B$, perciò dall'equazione (1.31):

$$y = \frac{1}{4} \ln \left(\frac{4kT_B}{h\nu_{f,0}} \right) \quad (1.33)$$

Nel caso in cui la condizione sia verificata, lo spettro modificato dei fotoni seguirà la distribuzione di Bose-Einstein:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h\nu/kT)+\mu} - 1} d\nu \quad (1.34)$$

dove μ è il potenziale chimico che per la distribuzione di Planck risulta nullo e misura il tasso di produzione dei fotoni.

Al fine di analizzare più efficacemente la diffusione dei fotoni occorre considerare lo spettro derivante dai diversi valori del parametro di comptonizzazione attraverso l'equazione di Kompaneets', detta anche equazione di continuità dei fotoni:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (1.35)$$

dove $x = \frac{h\nu}{kT}$, mentre $n = \frac{u(\nu)c^3}{8\pi h\nu^3}$ descrive il numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi, n^2 rappresenta il termine di emissione stimolata e $\frac{\partial n}{\partial x}$ indica la variazione del numero di fotoni causata dall'effetto Doppler.

Nel prossimo capitolo verranno analizzati due importanti esempi astrofisici in cui si ha a che fare con i processi di diffusione, cioè le interazioni tra il gas caldo degli ammassi di galassie ed i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMB) e l'emissione di radiazione generata da fenomeni di accrescimento in sorgenti compatte, quali i nuclei galattici attivi (AGN).

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Effetto Sunyaev-Zel'dovich

L'effetto considerato determina una distorsione nello spettro dei fotoni della CMB che vengono diffusi per Compton inverso da elettroni altamente energetici. Un esempio fondamentale è l'effetto generato dagli elettroni caldi che si trovano nel mezzo intra-cluster (ICM) degli ammassi di galassie. In questo caso, un fotone della CMB, passando all'interno di un ammasso, ha circa l'1% di probabilità di interagire con un elettrone dell'ICM, inoltre il processo di Compton inverso modifica lievemente ($\sim 1mK$) lo spettro della CMB. Come si può osservare nella Figura 2.1, l'effetto S-Z (linea discontinua) si manifesta con un calo di intensità alle basse frequenze e un incremento alle alte frequenze nello spettro della CMB.

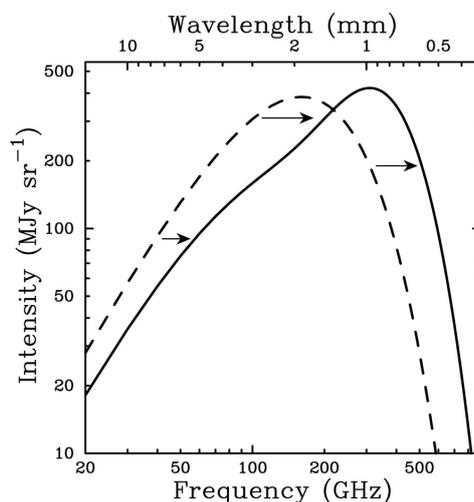


Figura 2.1: Rappresentazione della variazione causata dall'effetto Sunyaev-Zel'dovich sull'intensità dello spettro dei fotoni della CMB.

Le osservazioni del satellite Planck dell'ESA hanno potuto catturare le immagini dell'ammasso di galassie Abell 2319 a diverse frequenze, come viene mostrato in Figura 2.2. Si può notare che nelle immagini antecedenti quella a 217GHz prevale il colore blu, il quale definisce che l'ammasso risulta più freddo della CMB, mentre nelle ultime due immagini il colore rosso indica un incremento in termini di temperatura rispetto alla CMB.

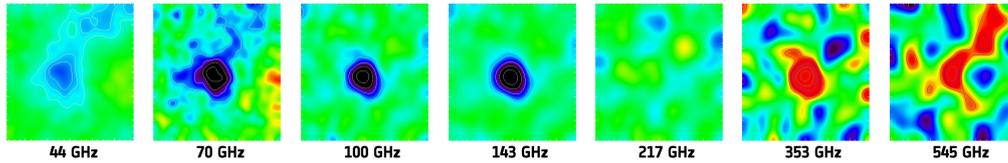


Figura 2.2: Osservazioni dell'ammasso di galassie Abell 2319 effettuate a sette diverse frequenze grazie al satellite Planck.

La frequenza di cross-over ν_{co} determina il limite oltre il quale la temperatura dell'ammasso risulta maggiore invece che minore. Nel caso analizzato $\nu_{co} = 217\text{GHz}$, proprio quando si evidenzia una discontinuità nel segnale. Questa caratteristica dell'effetto Sunyaev-Zel'dovich alle diverse frequenze permette l'identificazione di ammassi di galassie e superammassi di galassie, le strutture più grandi nell'Universo.

La distorsione dello spettro causata dall'effetto S-Z può quindi essere espressa in termini di cambiamento di temperatura:

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{CMB}} = f(x)y = f(x) \int \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl \quad (2.1)$$

dove $x = \frac{h\nu}{kT_{CMB}}$, y è il parametro di comptonizzazione, n_e è il numero di densità di elettroni, T_e è la temperatura degli elettroni, $m_e c^2$ è l'energia a riposo dell'elettrone e l'integrale è lungo la linea di vista. La dipendenza dalla frequenza è data da:

$$f(x) = \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) (1 + \sigma_{SZ}(x, T_e)) \quad (2.2)$$

dove $\sigma_{SZ}(x, T_e)$ definisce la correzione relativistica.

Come mostrato nell'equazione (2.1), il rapporto $\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{CMB}}$ non dipende dal redshift e questa caratteristica rende l'effetto S-Z uno strumento potenzialmente potente per l'osservazione dell'Universo ad alti valori di redshift, quindi importante dal punto di vista cosmologico.

Se l'ammasso si muove rispetto al sistema della CMB, può essere analizzato anche l'aspetto cinetico dell'effetto S-Z. La conseguenza è sempre una distorsione spettrale dei fotoni della CMB causata dall'effetto Doppler. Nel limite non-relativistico, l'evidenza spettrale

dell'effetto S-Z è una pura distorsione termica di grandezza:

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{CMB}} = -\tau_e \left(\frac{v_t}{c} \right) \quad (2.3)$$

dove τ_e è lo spessore ottico e v_t è la velocità tipica dell'ammasso lungo la linea di vista. Lo spettro risultante sarà ancora descritto da una distribuzione di Planck, ma a temperature minori per velocità tipiche positive e vice versa.

Nella Figura 2.3, si osserva come l'effetto S-Z termico provoca un calo dell'intensità fino a circa 220GHz , quando inizia ad aumentare. Mentre l'effetto S-Z cinetico agisce diversamente, causando una più lieve perturbazione.

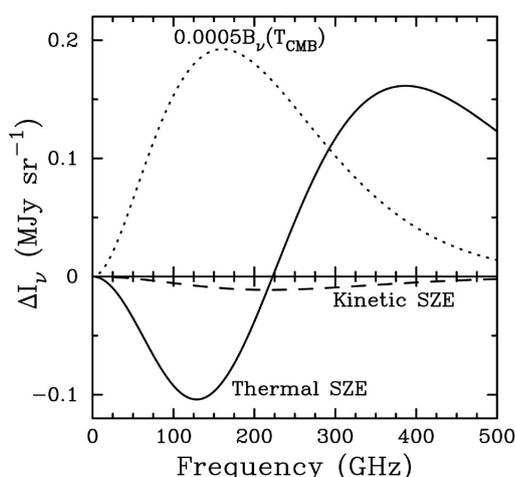


Figura 2.3: Rappresentazione della differenza di intensità data dagli effetti S-Z termico e cinetico in funzione della frequenza.

2.2 Radiazione emessa negli AGN

I buchi neri super-massicci (SMBHs) sono presenti nella maggior parte delle galassie più massicce e quando si trovano nella fase di accrescimento, cioè quando sottopongono il materiale circostante ad una forte attrazione gravitazionale, allora si definiscono AGN (Nuclei Galattici Attivi). Solitamente, questi sistemi sono circondati da una grande quantità di gas e polveri distribuita in una struttura chiamata toro, la quale interagisce con la radiazione emessa dal disco di accrescimento causando, a volte, un quasi completo oscuramento. Nella Figura 2.4 si può osservare una rappresentazione del modello unificato degli AGN.

La radiazione che caratterizza maggiormente gli AGN è quella emessa nella banda X-ray, la cui componente primaria è data da processi di Compton inverso tra gli elettroni relativistici

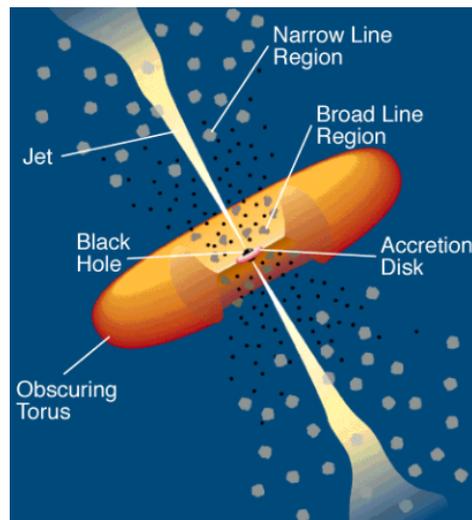


Figura 2.4: Modello unificato degli AGN.

della corona (la quale si distribuisce sopra e sotto il buco nero centrale) e i fotoni ottici/UV provenienti dal disco di accrescimento, che possono arrivare fino ad energie di centinaia di keV . La diffusione considerata produce un spettro a legge di potenza dipendente dall'energia:

$$I_{\epsilon} \propto \epsilon^{-\Gamma} \quad (2.4)$$

dove $\Gamma = \alpha + 1$ e α è l'indice spettrale dipendente dall'opacità τ e il parametro di compotonizzazione y . Lo spettro nella banda X-ray presenta altre componenti che descrivono diverse caratteristiche della radiazione emessa interagente con il materiale circostante. In particolare, quando l'AGN risulta oscurato, è possibile osservare una componente dipendente dalla diffusione Thomson dovuta al gas fotoionizzato che si trova nelle parti centrali della struttura. In questo modo, la radiazione viene diffusa in tutte le direzioni mantenendo la stessa energia, così da poter essere osservata e permettere lo studio del fenomeno di oscuramento e delle regioni più interne degli AGN.

Diverse ricerche mostrano che la maggior parte degli AGN sono oscurati, quindi la loro analisi potrebbe portare a comprendere meglio le diverse popolazioni di AGN e la loro evoluzione.

Bibliografia

- [1] Dallacasa D., *Dispense del corso Processi di Radiazione e MHD*. A.A. 2020-2021
- [2] Fanti C. e R., *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*. Bologna. 2012 §5
- [3] Rybicky George B. e Lightman Alan P., *Radiative processes in astrophysics*. Weinheim. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. 2004 §3.4 §7
- [4] Longair Malcom S., *High energy astrophysics*. Cambridge University Press. 2011 §9
- [5] Carlstrom John E., *Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect*. ARAA, vol 40, p.643-680. 2002
- [6] sci.esa.int, *Multi-band observations of the galaxy cluster Abell 2319*. ESA/ LFI & HFI Consortia. 2010
- [7] Gupta K. K., *BAT AGN Spectroscopic Survey XXVII: Scattered X-Ray Radiation in Obscured Active Galactic Nuclei*. RAS, MNRAS 000, 1-18. 2021