

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:
Cristiano Ciccarelli

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Sessione IV
Anno Accademico 2018-2019

Sommario

Con il termine scattering si indica una vasta gamma di processi dovuti all'interazione onda-particella, dove la prima viene deflessa (ossia cambia traiettoria) a causa di un urto con la seconda. Qui saranno analizzati due fenomeni basati su quest'interazione; a seconda dell'energia dell'onda incidente infatti abbiamo: lo *scattering Thomson* a basse energie, processo in cui l'onda viene esclusivamente deviata, e lo *scattering Compton* ad alte energie, in cui il fotone, tramite l'urto, trasferisce parte della propria energia alla particella ferma (tipicamente un elettrone). Verrà studiato anche il caso in cui sia l'elettrone ad essere più energetico del fotone, questo processo è chiamato *Inverse Compton* (IC) e tramite questo fenomeno l'onda, urtando, acquisisce energia dalla particella. Nel Capitolo 1 saranno analizzati questi tre scenari e, successivamente, i fenomeni di *Synchrotron Self-Compton*, *Catastrofe Compton* e *Comptonizzazione*, dovuti alla combinazione del processo di IC rispettivamente con l'emissione per Sincrotrone e con lo scattering Compton.

Nel secondo capitolo verranno invece illustrate tre applicazioni astrofisiche di questi fenomeni: prima con lo scattering Thomson e il suo ruolo nello studio degli AGN, qualora questi siano nascosti dai loro tori oscuranti, poi con l'Inverse Compton e il suo contributo alla Radiazione Extragalattica di Fondo e infine con una conseguenza fondamentale del fenomeno della Comptonizzazione, l' *effetto Sunyaev Zel'dovich*, che permette di identificare ammassi di galassie studiando la Radiazione Cosmica di Fondo.

Indice

1	Processi di scattering	1
1.1	Scattering Thomson	1
1.1.1	Onda incidente non polarizzata	2
1.2	Scattering Compton	3
1.2.1	Sezione d'urto di Klein-Nishina	4
1.3	Inverse Compton	5
1.3.1	Synchrotron Self-Compton	6
1.3.2	Comptonizzazione	8
2	Applicazioni in astrofisica	10
2.1	Scattering Thomson negli AGN	10
2.2	Contributo dell'IC nell'EGB	11
2.3	Effetto Sunyaev-Zel'dovich	13

1 Processi di scattering

Come si è detto, in questa prima parte si studieranno i vari processi di scattering. Per chiarezza verranno prima definite delle costanti che torneranno spesso durante i calcoli:

- Velocità della luce nel vuoto: $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
- Costante di Planck: $h = 6.6 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
- Massa dell'elettrone: $m_e = 9.1 \times 10^{-28} \text{ g}$
- Costante di Boltzmann: $k = 1.4 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$

1.1 Scattering Thomson

Il primo processo osservato è anche il più semplice: lo *scattering Thomson* è lo scattering di un'onda elettromagnetica a causa di una particella carica, libera e non relativistica (ovvero la cui $v \ll c$). In questo scattering i fotoni incidenti devono essere poco energetici, quindi $h\nu \ll m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$. Tale particella sarà considerata ferma, per questo motivo ci poniamo nel suo sistema di riferimento. Consideriamo un fascio di radiazione polarizzata linearmente, la forza esercitata sulla particella sarà:

$$\vec{F} = m\vec{r} = e\hat{e}E_0 \sin(\omega_0 t) \quad (1)$$

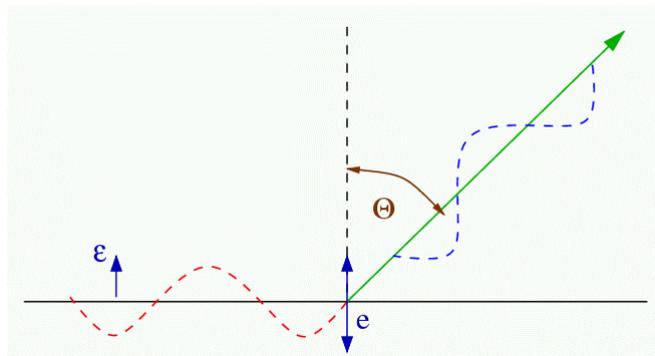


Figura 1: Scattering di un'onda elettromagnetica da parte di un elettrone.

L'elettrone inizia quindi a muoversi lungo la direzione del campo elettrico della radiazione incidente producendo una radiazione di dipolo perpendicolare all'asse del suo moto oscillante; tale radiazione sarà polarizzata lungo la direzione di oscillazione in cui e è la carica elementare, \hat{e} il versore che indica la direzione del campo elettrico, ed \vec{r} , chiaramente, l'accelerazione della particella. Proprio a causa dell'accelerazione la particella emette radiazione di dipolo, grazie a questo possiamo ricavare la derivata seconda del momento di dipolo \vec{d}

$$\vec{d} = e\vec{r} = \frac{e^2 E_0}{m} \hat{e} \sin(\omega_0 t) \quad (2)$$

Dalla formula di Larmor (nell'approssimazione di dipolo applicata a particelle accelerate) otteniamo la potenza media emessa dall'elettrone che, non essendo isotropa, varia dipendentemente dall'angolo solido Ω sotto cui si osserva il fenomeno

$$\left\langle \frac{dP}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Theta \quad (3)$$

dove Θ è l'angolo tra la direzione di oscillazione dell'elettrone \hat{e} e quella di propagazione dell'onda scatterata che giunge a noi \hat{n} . Dal momento che $\sin^2 \Theta$ esprime una probabilità, è più probabile avere un angolo di scattering grande per un fotone singolo.

Il flusso incidente è dato dal vettore di Poynting medio $\langle S \rangle = \frac{c}{8\pi} E_0^2$, lo si sostituisce nell'equazione (3) e si ottiene

$$\left\langle \frac{dP}{d\Omega} \right\rangle = \langle S \rangle \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (4)$$

possiamo così definire la sezione d'urto differenziale per lo scattering nell'angolo solido $d\Omega$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{m^2 c^4} \sin^2 \Theta = r_0^2 \sin^2 \Theta \quad (5)$$

la quantità r_0 nel nostro caso (ossia prendendo in considerazione l'elettrone) rappresenta il raggio classico della particella, quindi $r_0 \simeq 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Integrando la sezione d'urto differenziale su tutti gli angoli solidi otteniamo la *sezione d'urto totale Thomson* σ_T

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \simeq 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (6)$$

Come si può notare entrambe le sezioni d'urto non dipendono dalla frequenza, ciò vuol dire che lo scattering agisce nello stesso modo a tutte le frequenze. Bisogna però ricordare che questo è valido solo con onde incidenti poco energetiche, nel caso in cui $h\nu \geq 0.511 \text{ MeV}$ si deve utilizzare la sezione d'urto quantistica o *di Klein-Nishina*. Inoltre il campo di radiazione non deve essere eccessivamente intenso, poiché altrimenti l'elettrone arriverebbe a velocità relativistiche e l'approssimazione di dipolo cesserebbe di essere valida.

1.1.1 Onda incidente non polarizzata

In caso si abbia radiazione non polarizzata, possiamo considerare l'onda come il risultato della sovrapposizione di due fasci polarizzati linearmente con assi perpendicolari tra loro. Come prima, Θ è l'angolo tra \hat{e}_1 (direzione lungo cui è polarizzato un fascio) e la direzione di propagazione dell'onda scatterata \hat{n} , mentre l'angolo tra quest'ultima e la direzione \hat{e}_2 (lungo cui è polarizzato il secondo fascio) è pari a $\frac{\pi}{2}$.

Quindi la sezione d'urto differenziale è la media delle sezioni d'urto differenziali delle due componenti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} \right)_{pol} + \left(\frac{d\sigma(\pi/2)}{d\Omega} \right)_{pol} \right] = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \sin^2 \Theta) = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (7)$$

Da questa ricaviamo due interessanti proprietà della sezione d'urto Thomson:

- L'esistenza di una simmetria *forward-backward*, poiché la sezione d'urto è simmetrica sotto la riflessione di θ in $-\theta$. In questo modo lo scattering Thomson diventa uno specchio per la radiazione.
- La sezione d'urto di una radiazione non polarizzata è la stessa di una polarizzata

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

Questo perché tale sezione d'urto è strettamente legata alla particella colpita, che essendo a riposo non ha alcuna direzione preferenziale.

1.2 Scattering Compton

Nel 1923 Arthur H. Compton osservò che colpendo con un fascio di radiazione uno schermo di grafite, si otteneva radiazione diffusa ad una lunghezza d'onda maggiore, ovvero i fotoni diffusi erano meno energetici. La scoperta di questo fenomeno, chiamato per l'appunto *scattering Compton*, gli valse il Nobel nel 1927.

A differenza del caso Thomson, l'effetto Compton è un urto elastico, poiché parte dell'energia del fotone viene ceduta all'elettrone, il quale non oscilla più attorno ad una posizione d'equilibrio, ma viene sbalzato via dall'effetto rinculo.

Questo processo è una delle più importanti dimostrazioni della natura corpuscolare della luce.

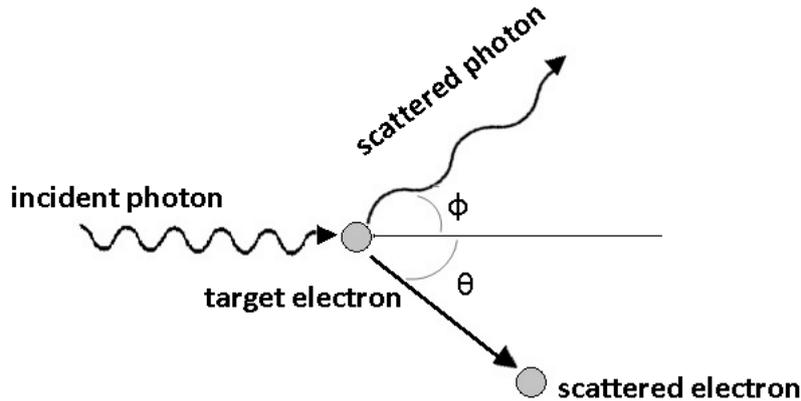


Figura 2: Geometria dello scattering Compton nel sistema dell'elettrone a riposo.

Prima dell'interazione si suppone che l'elettrone sia fermo, l'energia è quindi data dalla massa a riposo $\epsilon_{e,i} = m_e c^2$. Il fotone invece possiede un'energia $\epsilon_{\gamma,i} = h\nu_i$ ed un momento $p_{\gamma,i} = h\nu_i/c$. Dopo l'urto con l'elettrone ha un'energia $\epsilon_{\gamma,f} = h\nu_f - \frac{1}{2} m_e v_{e,f}^2$ e un momento $p_{\gamma,f} = \frac{h\nu_f}{c} - m_e v_{e,f}$. Data la conservazione di energia e

momento, mettendo a sistema e risolvendo otteniamo il Compton shift in funzione della lunghezza d'onda

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\phi) = \lambda_c (1 - \cos\phi) \quad (9)$$

dove ϕ è l'angolo del fotone scatterato e $\lambda_c = 0.02426 \text{ \AA}$ è la lunghezza d'onda Compton. Dall'equazione (9) ricaviamo l'energia finale del fotone scatterato:

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos\phi)} \quad (10)$$

si nota subito la dipendenza dell'energia finale dall'angolo di scattering, da ciò si deduce che per un $\theta = 0$ l'energia del fotone risulterà massima e quindi

$$h\nu_f = h\nu_i \quad (11)$$

mentre sarà minima per un angolo θ pari a 180° , nello specifico

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + 2\frac{h\nu_i}{m_e c^2}} \quad (12)$$

Lo scattering Compton diventa scattering Thomson per basse energie, ossia quando $h\nu_i \ll m_e c^2$. Questo accade per energie inferiori ai 100 keV , per questo motivo i raggi che osserviamo fare scattering Compton sono i raggi X-hard e i raggi gamma. Questi fotoni inoltre, tramite questo processo, perdono gran parte della loro energia, e finiscono in zone dello spettro già densamente popolate, confondendosi quindi da radiazioni dovute ad altri fenomeni.

1.2.1 Sezione d'urto di Klein-Nishina

Inoltre se l'energia dei fotoni è comparabile a quella della massa a riposo dell'elettrone, $h\nu_i \geq m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$, il processo di scattering perde in efficienza e gli effetti dell'elettrodinamica quantistica riducono la sezione d'urto Thomson.

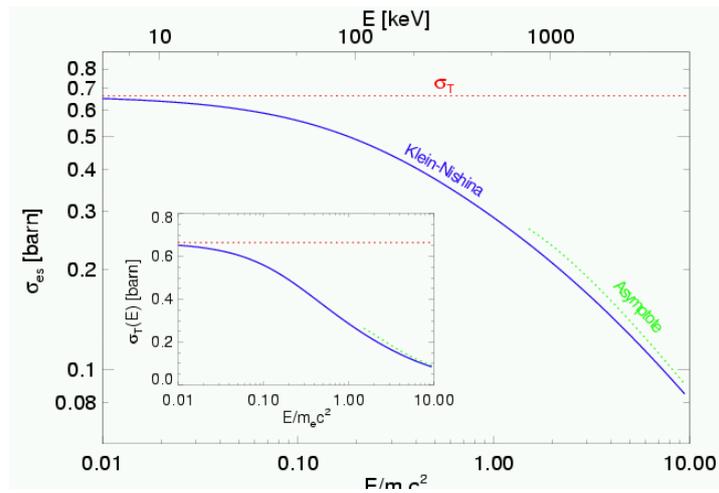


Figura 3: Dipendenza della sezione d'urto di Klein-Nishina dall'energia dei fotoni.

In questo caso quindi si introduce la sezione d'urto quanto-relativistica di *Klein-Nishina*:

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (13)$$

da cui si ricavano due diversi casi:

- se $x \gg 1$ il regime è estremamente relativistico, di conseguenza

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \frac{3}{8} \frac{1}{x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

- se $x \ll 1$ il regime è non relativistico e si ha

$$\sigma_{KN} \approx \sigma_T \left(1 - 2x + \frac{26x^2}{5} + \dots \right) \quad (15)$$

1.3 Inverse Compton

L'Inverse Compton (IC) è il processo più interessante dal punto di vista astrofisico. È un fenomeno di scattering in cui un elettrone ultrarelativistico cede energia ad un fotone durante l'interazione.

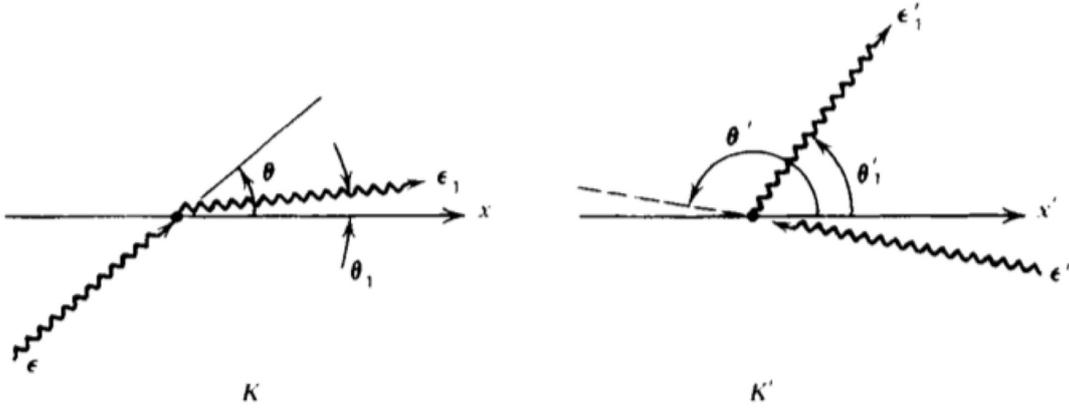


Figura 4: Geometria dell'Inverse Compton nel riferimento di un osservatore esterno e in quello dell'elettrone.

Nell'Inverse Compton vanno tenuti in considerazione due sistemi di riferimento:

- K, sistema di riferimento del laboratorio dove
 - $\epsilon = h\nu$ energia del fotone incidente;
 - $\epsilon_1 = h\nu_1$ energia del fotone dopo lo scattering.

- K' , sistema di riferimento dell'elettrone dove

- $\epsilon' = h\nu'$ energia del fotone incidente;
- $\epsilon'_1 = h\nu'_1$ energia del fotone dopo lo scattering.

in questo sistema di riferimento siamo in approssimazione classica, $h\nu \ll m_e c^2$, quindi si può utilizzare la sezione d'urto Thomson.

Per l'effetto Doppler relativistico

$$h\nu' = h\nu\gamma(1 - \beta \cos \theta) \text{ in } K' \quad (16)$$

$$h\nu_1 = h\nu'_1\gamma(1 + \beta \cos \theta'_1) \text{ in } K \quad (17)$$

e poiché vale lo scattering Thomson $h\nu' \ll m_e c^2$, quindi $h\nu'_1 = h\nu'$. Nel sistema dell'osservatore abbiamo a questo punto

$$h\nu_1 = h\nu'_1\gamma(1 + \beta \cos \theta'_1) = h\nu\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)(1 + \beta \cos \theta'_1) \quad (18)$$

Il valore massimo di energia che può guadagnare il fotone lo si ha quando $\theta = \pi$ e $\theta'_1 = 0$ (invertendo i valori degli angoli si ha l'energia minima acquisita). Inseriamo i valori nell'equazione e sapendo che $\beta \simeq 1$ otteniamo

$$h\nu_1 \approx 4\gamma^2 h\nu \quad (19)$$

L'IC quindi è un metodo estremamente efficiente per avere fotoni altamente energetici, con $\gamma \sim 10^3$ possiamo ottenere fotoni UV e X partendo rispettivamente da fotoni Radio e Far-Infrared. Per le applicazioni astrofisiche che verranno studiate successivamente, definiamo la potenza emessa per IC da una regione in cui è presente un campo di radiazione E_{rad} dovuto ai fotoni. L'energia persa dagli elettroni, che rimane invariata indipendentemente dal sistema di riferimento considerato, è

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 U_{ph} \quad (20)$$

dove $U_{ph} = \langle E \rangle^2$ ed è la densità di energia del campo di radiazione.

1.3.1 Synchrotron Self-Compton

Prendiamo l'equazione che descrive la potenza emessa per Sincrotrone

$$\left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)_{sync} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2 U_H \quad (21)$$

facendo il rapporto con l'equazione 18, che esprime l'energia persa per IC, otteniamo

$$\frac{(d\epsilon/dt)_{sync}}{(d\epsilon/dt)_{IC}} = \frac{U_H}{U_{ph}} = \frac{H^2/8\pi}{U_{rad}} \quad (22)$$

Questo rapporto ci dice che gli elettroni ultrarelativistici che emettono fotoni poco energetici per Sincrotrone, possono fare scattering per Inverse Compton, specie in sorgenti compatte.

In questo modo si può anche calcolare il campo magnetico della regione, basta infatti misurare la luminosità in banda Radio, dove emette solitamente il sincrotrone, quella in banda X, dove invece emette l'IC e U_{ph} nella regione di spettro in cui i fotoni passano da Radio a X, abbiamo così U_H , quindi H .

Questo fenomeno è stato riscontrato sia in strutture molto compatte come gli hot spot che in altre più estese come le radiosorgenti doppie. In quest'ultimo caso la quasi totalità dei fotoni poco energetici ha come sorgente la *Radiazione Cosmica di Fondo*, altrimenti nota come CMB, che pervade tutto l'universo.

La combinazione tra il processo di scattering e quello di Inverse Compton diventa ancora più interessante in regioni molto compatte. È infatti possibile che gli stessi elettroni relativistici che producono i fotoni poco energetici per sincrotrone, successivamente scatterino tali fotoni ad alte energie. Questo fenomeno prende il nome di *Synchrotron Self-Compton* (SSC).

Consideriamo una sorgente compatta e sferica di raggio R , riempita di plasma relativistico magnetizzato e a una distanza d dall'osservatore. I fotoni emessi per sincrotrone vengono scatterati per IC e poiché la regione è compatta l'emissione viene autoassorbita, tramite l'approssimazione di corpo nero abbiamo il flusso

$$S(\nu) \approx 2kT_e \frac{\nu^2}{c^2} \Omega = 2kT_B \frac{\nu^2 R^2}{c^2 d^2} \quad (23)$$

dove T_e è la temperatura degli elettroni relativistici uguale alla temperatura di brillantezza T_B in caso di auto-assorbimento. A questo punto la luminosità Radio della sorgente è

$$L(\nu) = 4\pi d^2 S(\nu) \approx \frac{8\pi k T_B}{c^2} \nu^2 R^2 \quad (24)$$

e così otteniamo la densità di energia del campo di radiazione

$$U_{rad} = \frac{L(\nu)\nu}{4\pi c R^2} \approx 2kT_B \frac{\nu^3}{c^3} \quad (25)$$

Inseriamo quanto ottenuto nell'equazione 20 e poiché la frequenza caratteristica di emissione di sincrotrone è $\nu \approx \gamma^2 \nu_L$ e in caso di equilibrio termico $\gamma m_e c^2 = 3kT_B$, arriviamo ad avere $H \propto \frac{\nu}{T_B^2}$. Sostituiamo tutto ciò nel nostro rapporto e abbiamo

$$\eta = \frac{P_{IC}}{P_{sync}} \propto \nu T_B^5 \quad (26)$$

Il rapporto di emissione quindi dipende fortemente dalla temperatura di brillantezza della sorgente radio. Inoltre per $\eta = 1$ si ha

$$T_B = 10^{12} \left(\frac{1 \text{ GHz}}{\nu} \right)^{1/5} \text{ K} \quad (27)$$

Questo vuol dire che per temperature superiori a $T_B \approx 10^{12} \text{ K}$, il valore di η è maggiore di 1. Dunque i fotoni radio verrebbero scatterati per IC nei raggi X, ma a quel punto verrebbero ulteriormente scatterati ai raggi γ e così via. Man mano che

il processo si ripete, η aumenta e di conseguenza sempre più energia dei fotoni viene persa ad energie molto più alte. Potenzialmente quindi le sorgenti radio dovrebbero essere sorgenti molto potenti di raggi X e γ . Questo fenomeno è chiamato *Catastrofe Compton*.

Questa emissione catastrofica non è però mai stata osservata fino ad ora, uno dei motivi può essere dato dai moti superluminali. Se un corpo si muove a velocità $v \simeq c$ la radiazione emessa viene concentrata in un cono di semi apertura $\frac{1}{\gamma}$, è quindi soggetta ad effetto Doppler relativistico e di conseguenza la brillantezza e quindi la temperatura di brillantezza risultano sovrastimate.

1.3.2 Comptonizzazione

In ultimo la Comptonizzazione è il fenomeno nel quale lo spettro di emissione viene modificato da processi di scattering Compton e Inverse Compton. I fotoni quindi possono rispettivamente perdere o guadagnare energia, nel primo caso si ha

$$\left\langle \frac{\Delta h\nu}{h\nu} \right\rangle_{ph} \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (28)$$

ossia l'energia viene trasferita dai fotoni agli elettroni. Nel secondo caso invece

$$\left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle_{el} \approx \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (29)$$

dove l'energia è trasferita dagli elettroni ai fotoni. In presenza di scattering multipli, l'energia netta trasferita sarà data dalla somma dei due processi

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2} \quad (30)$$

Si hanno quindi tre casi:

- $4kT = h\nu$ non c'è trasferimento di energia, i processi si annullano;
- $4kT \ll h\nu$ i fotoni perdono energia e gli elettroni si scaldano;
- $4kT \gg h\nu$ i fotoni guadagnano energia e gli elettroni si raffreddano.

Consideriamo l'ultimo caso. L'energia totale guadagnata deve tener conto del numero totale di collisioni N ed è pari a

$$\left\langle \frac{\Delta h\nu}{h\nu} \right\rangle_{tot} \approx \frac{4kT}{m_e c^2} N \quad (31)$$

dove

$$N = \left(\frac{D}{l_{mfp}} \right)^2 = \tau_e^2 \quad (32)$$

con l_{mfp} libero cammino medio e τ_e opacità allo scattering dipendente dalla densità di elettroni.

Da questo ricaviamo l'energia media dei fotoni

$$h\nu(t) = h\nu_0 e^{(4kt/m_e c^2)N} = h\nu_0 e^{4y} \quad (33)$$

Abbiamo introdotto così il *parametro Compton* y , definito come

$$y = \frac{kT}{m_e c^2} N = \frac{kT}{m_e c^2} \tau_e^2 \propto T n_e^2 D^2 \quad (34)$$

ed indica l'efficienza di trasferimento di energia dal plasma termico ai fotoni, e quindi se il fotone, attraversando la regione, cambia significativamente la sua energia. Da questa relazione capiamo che se $y \ll 1$ lo spettro è solo lievemente modificato, in caso contrario per $y \gg 1$ lo spettro viene fortemente modificato.

Quando l'energia dei fotoni uscenti eguaglia l'energia termica del plasma, $h\nu = 4kT$, si raggiunge l'equilibrio. A questo punto lo spettro dei fotoni modificato deve seguire la distribuzione di Bose-Einstein

$$u(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{(h\nu/kT)+\mu} - 1} \quad (35)$$

molto simile alla densità di energia del corpo nero, ma con un termine esponenziale che dipende dal potenziale chimico μ .

Equazione di Kompaneets

Nel caso si abbiano valori intermedi del parametro y , l'*equazione di Kompaneets* nello spazio delle fasi n ci fornisce l'esatta descrizione dello scattering:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n + n + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (36)$$

dove $x = h\nu/kT$ e

$$n = \frac{u(\nu)c^3}{8\pi h\nu^3} \quad (37)$$

Questa equazione ci dà l'evoluzione temporale della distribuzione dei fotoni dovuta a processi ripetuti e non relativistici di scattering Compton e Inverse Compton.

I tre termini dentro la parentesi dell'equazione (34) si riferiscono rispettivamente a:

- n - raffreddamento dei fotoni o degli elettroni che hanno subito l'effetto di rinculo;
- n^2 - emissione stimolata dallo scattering;
- $\frac{\partial n}{\partial x}$ - variazione del numero di fotoni nello spazio delle frequenze a causa dell'effetto Doppler.

2 Applicazioni in astrofisica

I vari tipi di processi di scattering fino ad ora analizzati hanno tutti applicazioni nell'ambito astrofisico, seppure con numero diverso. Verranno di seguito esposti tre esempi in particolare: l'uso dello *scattering Thomson* come specchio per osservare la radiazione altrimenti oscurata dai dischi di accrescimento dei nuclei delle galassie attive (AGN), il contributo che il processo di *Inverse Compton* dà alla radiazione extragalattica di fondo e l' *effetto Sunyaev-Zeldovich*, conseguenza della Comptonizzazione e particolarmente presente nello studio degli ammassi di galassie.

2.1 Scattering Thomson negli AGN

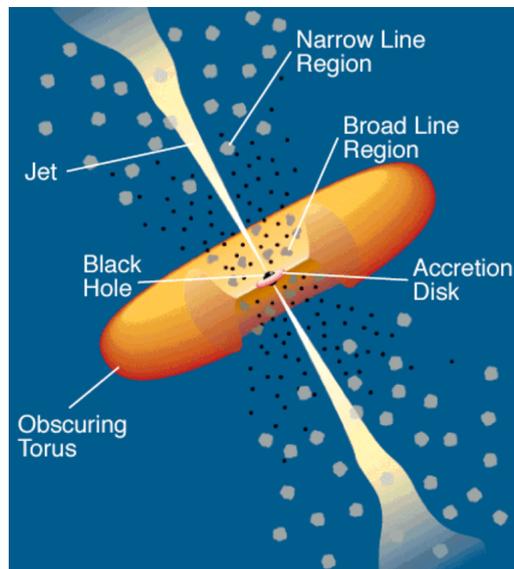


Figura 5: Rappresentazione di un AGN con disco di accrescimento circondati da un toro oscurante. NASA.

Come è già stato detto, lo scattering Thomson non gode di un largo utilizzo nel campo astrofisico, tuttavia ci sono casi in cui si rivela particolarmente funzionale.

Attorno ad ogni buco nero c'è un disco di accrescimento a sua volta circondato da un toro oscurante, quando del materiale viene attratto gravitazionalmente dal black hole, inizia a ruotare attorno ad esso, si scalda e dà luogo a fenomeni molto luminosi. I buchi neri all'interno di questi dischi di accrescimento sono anche chiamati AGN, nuclei galattici attivi.

Gli AGN si classificano in base alla posizione relativa alla nostra linea di vista. Se il buco nero è osservato "dall'alto", ossia riceviamo direttamente tutti i fotoni emessi abbiamo un *Blazar*. Se invece la struttura è inclinata rispetto alla nostra linea di vista possiamo avere *Quasar* o *Seyfert I*, se il getto ha un angolo acuto di inclinazione rispetto a noi, oppure *Radiogalassie* o *Seyfert II* se il getto ha un angolo di 90° rispetto alla linea di vista.

In questi casi il toro oscurante, essendo più grande del disco di accrescimento, copre l'AGN all'interno. Se però nelle zone sopra o sotto il piano della struttura si

trovano elettroni liberi, questi possono fare scattering Thomson permettendoci di osservare zone altrimenti oscure, funzionano cioè da veri e propri specchi. L'aspetto fondamentale è che, grazie a questo tipo di scattering, deviano la radiazione senza alterarne l'energia. In questo modo quindi riproducono la distribuzione spettrale originale, solo allargando le righe spettrali. La larghezza infatti dipende dalla distanza percorsa, per questo motivo se in un Blazar le righe appaiono strette, in una Radiogalassia, dovendo i fotoni coprire una distanza maggiore, avremo righe più larghe.

2.2 Contributo dell'IC nell'EGB

Il satellite FERMI è un telescopio spaziale della NASA (alla cui realizzazione ha contribuito anche l'Italia) impiegato nella ricezione di raggi γ . Grazie alle sue strumentazioni è stato possibile studiare la Radiazione di Fondo Extragalattica (EGB), scoprendo che essa comprende galassie attive e galassie con formazione stellare attiva. FERMI infatti ha registrato una radiazione gamma tipicamente emessa da queste strutture. Tale radiazione è stata attribuita almeno in parte a processi di Inverse Compton che avvengono tra i fotoni emessi da queste galassie e gli elettroni dei raggi cosmici accelerati dalle shock waves delle Supernovae.

Un gruppo di ricercatori dell'Università dell'Illinois ha voluto calcolare il contributo che le galassie con formazione stellare attiva danno all'EGB tramite questo processo. Sono state studiate due tipologie di galassie: quelle simili alla nostra Via Lattea, quindi non particolarmente attive nella formazione stellare, e le galassie starburst come M82, che hanno un tasso di formazione stellare molto alto.

La luminosità gamma che si ottiene dall'EGB si calcola tramite l'equazione

$$L_\gamma = \int q_{IC} dV_e \quad (38)$$

q_{IC} è l'emissività di volume relativa alle galassie con formazione stellare ed equivale a

$$q_{IC} = \left\langle \phi_e \frac{d\sigma_{IC}}{dE_{em}} n_{ISFR} \right\rangle \quad (39)$$

dove ϕ_e il flusso di densità degli elettroni dei raggi cosmici, $\frac{d\sigma_{IC}}{dE_{em}}$ la sezione d'urto, n_{ISFR} la densità di fotoni interstellari che attraverso lo scattering danno origine ai raggi γ .

Nelle galassie meno attive, definite normali, i fotoni interstellari che interagiscono nell'IC hanno 4 componenti: UV, ottico, IR e CMB, pur avendo valori di densità e distribuzioni diversi, man mano che ci si allontana dal centro galattico tutti e quattro i parametri vanno attenuandosi. Le componenti delle galassie starburst invece sono 5, avendo sia IR freddo che IR caldo.

Le stelle nascenti, la categoria di stelle legate all'IC, emettono fotoni di tipo diverso a seconda del tipo di stella:

- fotoni UV per stelle massive e con vita breve;
- fotoni ottici per stelle simili al Sole;

- fotoni IR per stelle poco massive e con vita lunga.

A seconda del diverso tipo di radiazione, si avrà un diverso aumento della sua frequenza seguendo la formula:

$$E_\gamma \sim \gamma^2 \epsilon \quad (40)$$

Dove $\epsilon = h\nu$ energia del fotone qualsiasi. Per produrre raggi gamma che rientrano nell'intervallo di FERMI, che va da $E_\gamma \sim 100 \text{ MeV}$ a $\sim 300 \text{ GeV}$, servono elettroni con energie che vanno da qualche GeV a qualche TeV, dipendentemente dall'energia iniziale del fotone scatterato.

Nelle galassie normali gli elettroni seguono una legge di potenza che presenta un break a $E_{e,break} = 4 \text{ GeV}$, ossia c'è un aumento di pendenza a quel punto. Gli elettroni al di sotto di questa $E_{e,break}$ possono produrre raggi gamma per IC all'estremo minimo del range che FERMI è capace di catturare, e si ottengono scatterando fotoni ottici e UV. Raggi gamma a energie maggiori vengono prodotti da elettroni oltre il break energetico. La distribuzione a legge di potenza inoltre mostra un cut-off a 2 TeV .

Nelle galassie starburst, invece, abbiamo un diverso indice della legge di potenza, ma approssimativamente il valore del cut-off è lo stesso.

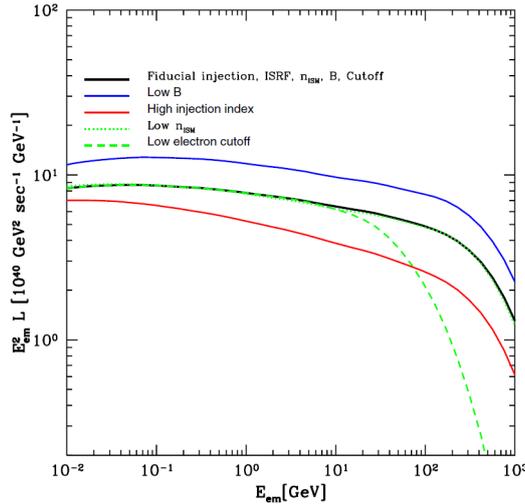


Figura 6: Spettro di luminosità dei raggi gamma dovuti a IC per una singola galassia. Modello galassia starburst. È possibile notare il cut-off a 2 TeV , gli elettroni sono indicati dalla curva nera mentre le curve colorate si riferiscono ai parametri che variano.

Dal momento che gli elettroni si propagano sia attraverso che oltre il disco gassoso e stellare, viene preso un valore medio di flusso abbastanza approssimato da adeguarsi a entrambe le tipologie di galassie, tramite questo calcoliamo la densità degli elettroni relativistici

$$\phi_e(E_e) = \frac{q_e}{b_{tot}} \quad (41)$$

dove b_{tot} è la somma delle perdite energetiche degli elettroni nell'effettuare processi di radiazione

$$b_{tot} = b_{Bremm} + b_{Sync} + b_{IC} \quad (42)$$

di cui la parte dovuta al Compton Inverso equivale a

$$b_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{ISRF} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \quad (43)$$

L'emissività di IC per una singola galassia equivale a

$$\frac{dq_\gamma}{dE_{em}} = U_{ISFR} \left\langle \frac{1}{\epsilon} \frac{q_c}{b_{tot}} \frac{d\sigma}{dE_{em}} \right\rangle \quad (44)$$

Quest'emissività può essere presa come una media effettiva della distribuzione di densità dell'energia del campo di radiazione interstellare (ISRF).

La luminosità dovuta a IC della singola galassia quindi si può ottenere dalla relazione

$$L_\gamma = \frac{\psi}{\psi_{gal}} L_{gal} \quad (45)$$

dove ψ è il tasso di formazione di nuove stelle.

Mettendo a rapporto i valori per le starburst galaxies (SBG) con quelli per le normal galaxies (NG) otteniamo $L_{SBG} \sim 3.6 L_{NG}$, questo perché la luminosità γ è proporzionale al rate di formazione stellare, maggiore nelle galassie simili a M82. Tuttavia $\psi_{SBG} \sim 8 \psi_{NG}$, avremmo quindi dovuto avere un fattore 8 anche tra le luminosità, questo vuol dire che le galassie starburst hanno un'efficienza minore nell'emissione per IC rispetto alle galassie normali, di conseguenza creano meno raggi gamma.

Si va, in ultimo, a calcolare il contributo dell'IC all'EGB

$$I_E = \frac{c}{4\pi} \int (1+z) \left| \frac{dt}{dz} \right| L_\gamma[(1+z)E, z] dz \quad (46)$$

$$\left| \frac{dt}{dz} \right| = \frac{1}{(1+z)[(1+z)^3 \Omega_{matter} + \Omega_{Lambda}^{1/2} H_0]} \quad (47)$$

Assumiamo il modello Λ CDM piatto, di conseguenza abbiamo $H_0 \sim 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{matter} \sim 0.3$, $\Omega_\Lambda \sim 0.7$.

Lo studio ha quindi mostrato che, pur non essendo dominante, il contributo dato dall'IC all'EGB è comunque molto importante.

2.3 Effetto Sunyaev-Zel'dovich

Una delle conseguenze cosmologicamente più rilevanti della Comptonizzazione è l'effetto *Sunyaev-Zel'dovich*. Teorizzato intorno al 1970 da R. Sunyaev e J. Zel'dovich, questo fenomeno consiste in elettroni molto energetici dell'*intracluster medium* che, interagendo con i fotoni di CMB, scatterano questi ultimi ad energie più alte, causando uno shift dello spettro della CMB.

L'effetto si basa sulla soluzione dell'Equazione di Kompaneets, precedentemente affrontata, per x piccoli:

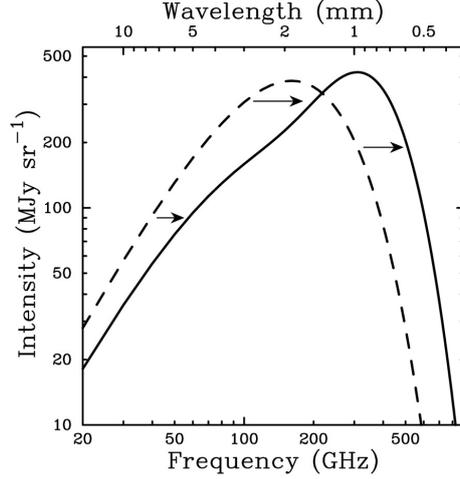


Figura 7: Shift dello spettro di corpo nero causato dall'effetto Sunyaev-Zel'dovich

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^4 \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (48)$$

L'effetto S-Z causa uno shift (figura 7) dello spettro di corpo nero della CMB a energie leggermente maggiori.

La temperatura della Cosmic Microwave Background è $T_{CMB} = 2.73K$ e i suoi fotoni hanno energie $\sim 10^{-3}eV$. Si considera una nube intergalattica (ad esempio un ammasso di galassie) con temperature dell'ordine di $10^7 - 10^8 K$.

Essendo la distribuzione di CMB isotropa, lo scattering non varia il numero di fotoni che arrivano all'osservatore quindi l'unico valore che cambia è la loro energia. Se si mettono a confronto, nella regione di Rayleigh-Jeans (Radio), lo spettro di CMB nella direzione dell'ammasso di galassie con uno spettro imperturbato, privo quindi delle interferenze con elettroni liberi altamente energetici, si nota che l'intensità della radiazione nella direzione della nube risulta minore rispetto all'altra radiazione. Il grado di distorsione dello spettro è determinato dal parametro Compton y , ossia solo da temperatura e dimensioni della nube. Nella regione di Rayleigh-Jeans, la temperatura di brillantezza finale risulta inferiore a quella dello spettro della radiazione lungo la direzione "libera".

Ad una certa frequenza, detta frequenza di cross-over, il segno della distorsione cambia e invece di avere un decremento della temperatura, si ha un incremento. Per $y \ll 1$, la frequenza di cross-over ν_c è

$$\nu_c = 3.83 \frac{T_0}{h} = 3.83 \frac{2.73}{h} \simeq 220 \text{ GHz} \quad (49)$$

In questo processo, poiché i fotoni guadagnano energia dagli elettroni, l'energia totale dei primi nello spettro di radiazione aumenta. Questo comporta che la CMB risulta più calda di quanto ci aspetteremmo.

Si osservi la figura 8: è composta da sette immagini raffiguranti un ammasso di galassie, Abell 2319, catturate a sette diverse frequenze. Nei primi quattro frame partendo da sinistra il segnale è negativo, visivamente rappresentato con il blu, perché l'ammasso appare più freddo del segnale medio di CMB. Arrivati alla

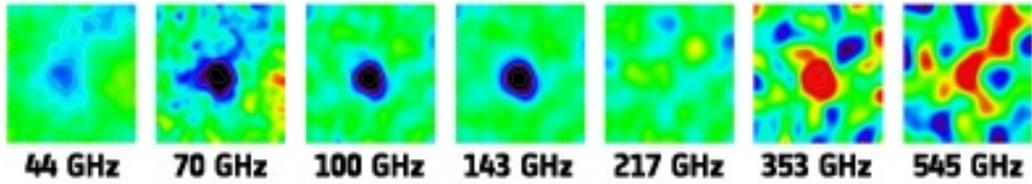


Figura 8: Ammasso di galassie Abell 2319 osservato dal satellite PLANCK.

frequenza di 217 GHz il segnale scompare, è evidente che questa sia la frequenza caratteristica dovuta all'effetto SZ. Negli ultimi due frame invece il segnale è positivo (quindi rosso), segno che è più caldo del segnale medio.

Queste osservazioni sono state possibili grazie a PLANCK, satellite dell'omonima missione spaziale dell'ESA che ha operato dal 2009 al 2013.

Tramite le strumentazioni LFI (*Low Frequency Instruments*) e HFI (*High Frequency Instruments*), array rispettivamente di Radio ricevitori e rivelatori di microonde, il satellite PLANCK ha fornito una copertura senza precedenti della regione delle microonde dello spettro elettromagnetico. In questo modo è stato possibile, grazie a indizi come la discontinuità nel segnale alla frequenza di crossover, tipicamente intorno ai 217 GHz , identificare gli ammassi e i super-ammassi di galassie.

Riferimenti bibliografici

- [1] *Appunti personali e slide del corso di Processi di Radiazione e MHD*, presieduto dal Prof. Daniele Dallacasa. A.A 2018/2019
- [2] GEORGE B. RYBICKI, ALAN LIGHTMAN. *Radiative Processes in Astrophysics*. Springer. 1979.
- [3] GABRIELE GHISELLINI. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*. Springer. 2013.
- [4] ESA. sci.esa.int/planck. per documentazione riguardo la missione del satellite PLANCK.
- [5] NACHIKETA CHAKRABORTY, BRIAN D. FIELDS. *Inverse Compton contribution to the star-forming extragalactic gamma-ray background*. The Astrophysical Journal. 2013.
- [6] JOHN E. CARLSTROM. *Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect*. ARAA, vol 40, p.643-680. 2002.