

**Alma Mater Studiorum  
Università degli Studi di Bologna**

---

---

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

**Emissione di Compton inverso  
e applicazioni astrofisiche**

Elaborato Finale

Candidato:  
**Francesca Lucertini**

Relatore:  
**Prof. Daniele Dallacasa**



---

---

Sessione Laurea I, Estiva  
Anno Accademico 2014/2015



*A mia madre*



# Indice

<b>1</b>	<b>Trattazione fisica dell'emissione di Compton inverso</b>	<b>1</b>
1.1	Diffusione Thomson e diffusione Compton . . . . .	1
1.2	Emissione di IC per una singola interazione . . . . .	3
1.3	Potenza emessa e spettro dell'effetto IC . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Applicazioni astrofisiche dell'effetto Compton inverso</b>	<b>6</b>
2.1	Comptonizzazione . . . . .	6
2.1.1	Effetto Sunyaev-Zeldovich . . . . .	10
2.2	Synchrotron Self-Compton . . . . .	11
2.2.1	I BL Lacertae . . . . .	13

## Sommario

Con questa Tesi si vuole illustrare l'effetto *Compton inverso* e alcune delle sue applicazioni astrofisiche.

Poichè l'effetto *Compton inverso* è un processo di scattering si è ritenuto importante spiegare, brevemente, la *diffusione Thomson* e la *diffusione Compton* per mostrare le differenze tra i tre processi.

Successivamente si è studiata l'emissione per *Compton inverso* dovuta a una singola interazione, la Potenza e lo spettro del caso generale.

Tra le applicazioni astrofisiche si sono riportate la *Comptonizzazione* e il *Synchrotron-Self Compton*, per poi approfondire ognuna con un esempio specifico.

Nel caso della Comptonizzazione si è discusso l'*Effetto Sunyaev-Zeldovich* mentre i *BL Lacertae* rappresentano l'approfondimento relativo al *Synchrotron Self-Compton*.

# Capitolo 1

## Trattazione fisica dell'emissione di Compton inverso

I processi di emissione possono essere suddivisi in due classi: continui e in riga. I secondi sono dovuti ai processi atomici di emissione ed assorbimento, mentre i primi sono suddivisibili a loro volta in processi termici e non.

I processi termici, Corpo Nero e Bremsstrahlung termica, sono caratterizzati da equilibrio termico e una funzione di distribuzione delle particelle data dalla legge di Maxwell-Boltzmann.

I processi non termici comprendono Bremsstrahlung Relativistica, emissione di Sincrotrone e i processi di scattering.

L'effetto *Compton inverso* (IC) sarà il processo di scattering su cui verrà focalizzato il seguente elaborato ma, per questioni di completezza, si è ritenuto importante mostrare la differenza di questo processo con la *diffusione Thomson* e la *diffusione Compton* (C).

### 1.1 Diffusione Thomson e diffusione Compton

La diffusione Thomson avviene quando un fotone di bassa energia interagisce con un elettrone assunto fermo:  $h_p\nu \ll m_e c^2$

dove  $h_p$  è la costante di Planck,  $\nu$  è la frequenza del fotone,  $m_e$  è la massa a riposo dell'elettrone e  $c$  è la velocità della luce.

Se si considera il singolo evento la trattazione è quella dell'elettromagnetismo classico, in cui l'elettrone oscilla sotto l'azione del campo elettrico dell'onda elettromagnetica,  $\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} \vec{i}$ , di ampiezza  $E_0$  e pulsazione  $\omega$ :

$$x(t) = \frac{eE_0}{m\omega^2} \cos(\omega t) \quad (1.1)$$

per cui l'elettrone emette la radiazione incidente alla stessa frequenza. La potenza media irradiata è:

$$-\left\langle \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{3} \frac{e^4 E_0^2}{m_e^2 c^3} \quad (1.2)$$

Indicando con  $\langle |\vec{S}| \rangle = cE_0^2/8\pi$  il modulo del vettore di Poynting associato all'energia dell'onda elettromagnetica incidente sull'elettrone, cioè il flusso medio nell'unità di tempo e superficie, è possibile introdurre la *sezione d'urto Thomson* dell'elettrone:

$$\sigma_T = \frac{\langle d\mathcal{E}/dt \rangle}{\langle |\vec{S}| \rangle} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (1.3)$$

che rappresenta la sezione trasversale della sferetta di raggio  $r_e$  (*raggio classico dell'elettrone*) con la quale viene visualizzato l'elettrone.

Nel caso di più interazioni, la diffusione Thomson causa una diminuzione dell'ampiezza di  $\vec{S}$  in quanto l'elettrone diffonde in tutte le direzioni l'energia dell'onda intercettata.

Se l'onda si muove in un elemento cilindrico di materia di spessore  $dl$ , se ogni elettrone ha una sezione d'urto  $\sigma_T$  e se si ha una densità elettronica  $n_e$ :

$$\frac{d|\vec{S}|}{|\vec{S}|} = \sigma_T n_e dl \quad \text{ossia} \quad |\vec{S}| = |\vec{S}_0| e^{-\tau_e} \quad (1.4)$$

dove si è posto  $\tau_e = -\sigma_T n_e l$  *spessore ottico Thomson*.

La diffusione Compton avviene quando il fotone ha un'energia,  $h_p\nu \leq m_e c^2$ , tale da riuscire a trasferire parte del suo impulso all'elettrone che, anche se inizialmente fermo, viene posto in movimento.

Il fotone, a cui viene sottratta energia, si sposterà a lunghezze d'onda maggiori.

In queste condizioni l'interazione può essere assunta come un urto elastico fra due particelle dopo il quale esse si muovono in direzioni tali da conservare la quantità di moto totale e l'energia totale del sistema.

La lunghezza d'onda finale del fotone  $\lambda_f$  e l'angolo con cui esso viene diffuso sono dati dalla seguente equazione:



$$\lambda_f - \lambda_i = \lambda_0(1 - \cos \theta) \quad (1.5)$$

dove  $\lambda_0 = h_p/m_e c^2$  è la *lunghezza d'onda Compton*.

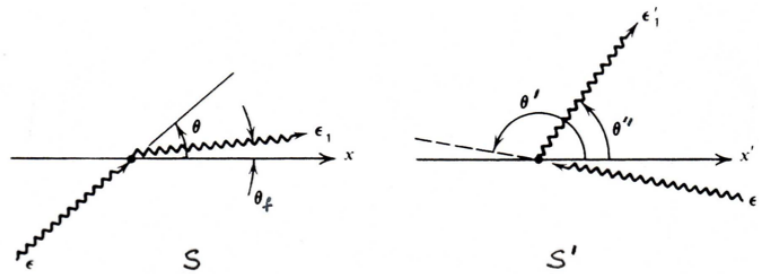
## 1.2 Emissione di IC per una singola interazione

L'effetto *Compton inverso* avviene quando un elettrone ultra-relativistico interagisce con un fotone a bassa energia:  $h_p \nu \ll \gamma m_e c^2$ , dove  $\gamma$  è il fattore di Lorentz.

In questo caso l'elettrone trasferisce una parte della sua energia cinetica al fotone che, di conseguenza, si sposta a frequenze maggiori.

Anche in questo contesto l'elettrone viene visto come un dischetto con una data area ma, essendo ultra-relativistico bisogna fare una precisazione sulla sezione d'urto: per energie del fotone tali che  $h_p \nu \ll m_e c^2$  viene utilizzata la sezione d'urto di Thomson; per energie del fotone tali che  $h_p \nu \sim m_e c^2$  non vale più l'approssimazione classica e viene introdotta la *sezione d'urto di Klein-Nishina*, la quale decresce all'aumentare dell'energia del fotone quindi l'effetto IC diventerà meno efficiente alle alte energie.

L'effetto IC può essere calcolato facilmente mettendosi nel sistema di riferimento dell'elettrone,  $S'$ . Nel sistema di riferimento dell'osservatore,  $S$ , il fotone incide sull'elettrone formando un angolo  $\theta$  con la direzione dell'elettrone (asse  $x$ ) e viene diffuso con un angolo  $\theta_f$ . In  $S'$  viene indicato con  $\theta'$  l'angolo di incidenza e con  $\theta''$  l'angolo di diffusione che, a causa dell'aberrazione relativistica della luce, saranno diversi da  $\theta$  e  $\theta_f$ .



**Figura 1.1:** Geometria dell'effetto Compton inverso nel sistema di riferimento del laboratorio ( $S$ ) e dell'elettrone ( $S'$ ). Il fotone viene indicato con  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$  quando è incidente e con  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon'_1$  quando è diffuso.

Si assume che nel sistema di riferimento dell'elettrone  $h_p\nu' \ll m_e c^2$  in modo da poter trascurare le correzioni relativistiche ed usare la sezione d'urto Thomson.

La frequenza  $\nu'$  del fotone incidente, misurata in  $S'$  è legata alla frequenza  $\nu$  misurata dall'osservatore dall'effetto Doppler relativistico:

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

Per l'ipotesi fatta, in  $S'$  si ha diffusione Thomson per cui il fotone è re-irradiato alla stessa frequenza  $\nu'$ .

Nel sistema dell'osservatore, a causa nuovamente dell'effetto Doppler, la frequenza del fotone diviene  $\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'')$ . Quindi:

$$\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'') = \nu\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)(1 + \beta \cos \theta'') \sim \nu\gamma^2 \quad (1.6)$$

Gli angoli  $\theta$ ,  $\theta''$  sono mediamente  $\pi/2$  di conseguenza i termini entro le parentesi sono dell'ordine dell'unità. Si può quindi concludere che i fotoni diffusi da elettroni relativistici hanno una frequenza, e quindi un'energia, che è  $\sim \gamma^2$  volte maggiore quella dei fotoni incidenti.

Il fattore di Lorentz dipende dalla velocità dell'elettrone quindi, essendo elevato al quadrato, assumerà valori molto grandi per velocità relativistiche. Di conseguenza il fotone potrà acquistare un'enorme quantità di energia in una singola collisione ed è proprio per questo motivo che l'effetto IC è il processo radiativo più efficiente per la produzione di fotoni ad alte energie (X e  $\gamma$ ).

### 1.3 Potenza emessa e spettro dell'effetto IC

Per ottenere una relazione che descriva la potenza emessa dal processo IC si considera una distribuzione isotropa di fotoni diffusi da una distribuzione isotropa di elettroni. La potenza emessa nel sistema di riferimento dell'elettrone può essere trovata da:

$$\frac{dE'_1}{dt'} = c\sigma_T \int \epsilon'_1 \nu' d\epsilon' \quad (1.7)$$

dove  $\nu' d\epsilon'$  è la densità numerica di fotoni incidenti.

La potenza emessa durante lo scattering IC è un invariante relativistico,  $(dE/dt)' = (dE/dt)$ , e poichè  $\epsilon' = \epsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta)$  si può scrivere:

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_T\gamma^2 \int (1 - \beta \cos \theta)^2 \epsilon \nu d\epsilon \quad (1.8)$$

Per una distribuzione isotropa di fotoni  $\langle(1 - \beta \cos \theta)^2\rangle = 1 + (1/3)\beta^2$ , quindi si ottiene:

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_T\gamma^2\left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right)U_{ph} \quad (1.9)$$

dove  $U_{ph}$  è la densità di energia dei fotoni.

L'energia iniziale associata ai fotoni è:

$$\frac{dE_1}{dt} = -c\sigma_T U_{ph} \quad (1.10)$$

quindi lo scattering IC è dato da:

$$\frac{dE_{rad}}{dt} = c\sigma_T U_{ph}[\gamma^2(1 + \frac{1}{3}\beta^2) - 1] \quad (1.11)$$

infine, poichè  $\gamma^2 - 1 = \gamma^2\beta^2$  l'energia persa nell'unità di tempo da un elettrone relativistico per effetto IC è:

$$\boxed{P_{IC} = \frac{dE_{rad}}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_{ph}} \quad (1.12)$$

Se  $n_e$  è la densità numerica della popolazione di elettroni relativistici, l'emissività per unità di volume  $j_{IC}$  si ottiene moltiplicando la 1.12 per  $n_e$ .

Qui di seguito è riportata l'espressione della potenza dovuta all'emissione di sincrotrone per far notare la somiglianza con la 1.12:

$$P_S = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_H \quad (1.13)$$

Poichè la forma analitica che esprime le perdite radiative è la stessa per i due processi, per una data distribuzione di energia degli elettroni, gli spettri di radiazione avranno la stessa forma.

In particolare, se la distribuzione dell'energia degli elettroni segue la legge di potenza  $N(\mathcal{E}) = N_0\mathcal{E}^{-\delta}$ , lo spettro di Compton Inverso sarà:

$$J_{IC}(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} \quad (1.14)$$

dove  $\alpha = (\delta - 1)/2$  è detto *indice spettrale*.

## Capitolo 2

# Applicazioni astrofisiche dell'effetto Compton inverso

L'effetto Compton inverso è un processo fondamentale in diversi fenomeni astrofisici ma, in questa Tesi, verranno approfondite solo due applicazioni trattate durante il corso di studi.

Nel primo paragrafo viene discussa la Comptonizzazione, cioè un processo dovuto solamente allo scattering che studia lo scambio di energia tra fotoni ed elettroni e le modifiche a cui è soggetto lo spettro fotonico. Come esempio di Comptonizzazione si è riportato l'effetto Sunyaev-Zeldovich che mostra come viene modificato lo spettro della radiazione cosmica di fondo quando questa attraversa una regione di gas caldo ionizzato tipico di un ammasso di galassie.

La seconda applicazione astrofisica è l'effetto Synchrotron self-Compton che studia la competizione tra il processo di Sincrotrone e l'effetto Compton inverso nelle radiosorgenti.

Per approfondire questa applicazione astrofisica si sono analizzati i BL Lacertae, una sottoclasse di AGN caratterizzati da una temperatura superiore alla temperatura critica stabilita dalla catastrofe Compton.

### 2.1 Comptonizzazione

La Comptonizzazione avviene quando i fotoni interagiscono con elettroni non relativistici in equilibrio termico alla temperatura  $T$ , ed esamina il trasferimento di energia fra gli uni e gli altri. I processi coinvolti sono Compton scattering e inverse Compton scattering quindi si parla di Comptonizzazione quando l'evoluzione dello spettro dei fotoni è determinata dalla sola diffusione.

Per poter utilizzare la sezione d'urto Thomson si assume  $h_p\nu \ll m_e c^2$ .

L'energia che i fotoni cedono (c) agli elettroni quasi fermi per Diffusione Compton, per interazioni isotrope, è:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_c \approx -\frac{h_p \nu}{m_e c^2} \quad (2.1)$$

L'energia che i fotoni acquistano (a) dagli elettroni per Compton inverso è:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx -\frac{4}{3} \left( \frac{v}{c} \right)^2 \quad \gamma \approx 1 \quad (2.2)$$

poichè  $\frac{3}{2}k_B T \approx \frac{1}{2}m_e v^2$ , sostituendo la velocità si ha:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle_a \approx -\frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (2.3)$$

In conclusione la frazione di energia media scambiata per collisione fra fotoni ed elettroni è:

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx \frac{\langle 4k_B T - h_p \nu \rangle}{m_e c^2} \quad (2.4)$$

Dalla (2.4) si osserva che se  $h\nu \ll 4kT$  gli elettroni trasferiranno parte della loro energia ai fotoni (prevale IC), se  $h\nu \gg 4kT$  i fotoni trasferiranno parte della loro energia agli elettroni (prevale C), se  $h\nu = 4kT$  vi sarà un bilancio alla pari tra i due processi e non ci saranno trasferimenti di energia.

Dal punto di vista astrofisico il caso più interessante è quello dove prevale l'effetto IC perchè comporta una modifica dello spettro fotonico osservabile. Per analizzare sotto quali condizioni tale fenomeno si verifica si assume una regione, di dimensione  $D$ , dove vengono prodotti fotoni:

$$h\nu \ll 4kT \quad \implies \quad \left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \right\rangle \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \quad (2.5)$$

Se  $n_e$  è la densità elettronica si può introdurre il libero cammino medio dei fotoni  $l=1/n_e\sigma_T$  e lo spessore ottico Thomson  $\tau_e=n_e\sigma_T D$ . Il numero totale di collisioni che i fotoni effettuano prima di uscire dalla regione di dimensione  $D$  è:

$$N = \left( \frac{D}{l} \right)^2 = (Dn_e\sigma_T)^2 = \tau_e^2 \quad (2.6)$$

L'energia acquisita dal fotone in un intervallo di tempo  $dt$ , sarà:

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_f} \approx \frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} dt = \frac{4k_B T}{m_e c^2} dN \quad (2.7)$$

avendo indicato con  $\mathcal{N} = n_e \sigma_T c$  il numero di diffusioni per unità di tempo. Al tempo  $t$ , l'energia del fotone ( $\mathcal{E}_0$  a  $t=0$ ) sarà quindi:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_0 e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} \mathcal{N} t} = \mathcal{E}_0 e^{\frac{4k_B T}{m_e c^2} N} = \mathcal{E}_0 e^{4y} \quad (2.8)$$

dove si è introdotto il *parametro di Comptonizzazione*  $y = k_B T N / m_e c^2$ . Si noti che l'energia dei fotoni crescerà durante il processo fino a che non si sarà raggiunto l'equilibrio termodinamico.

Perchè lo spettro risulti significativamente modificato, dovrà essere:

$$\mathcal{E}_f \geq \mathcal{E}_0 \quad \text{ossia:} \quad \frac{4k_B T N}{m_e c^2} \geq 1 \quad \text{cioè} \quad y \geq 1/4 \quad (2.9)$$

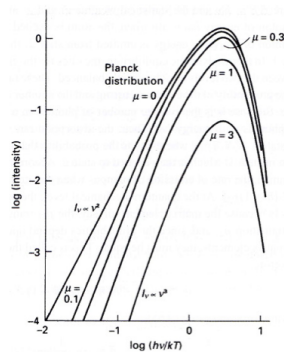
Per raggiungere l'equilibrio termico dovrà essere  $\mathcal{E}_f = h_p \nu_f = 4k_B T$ , da cui, si ha la condizione:

$$y = \frac{1}{4} \ln \left( \frac{4k_B T N}{h_p \nu} \right) \quad (2.10)$$

Se questa condizione è soddisfatta allora lo spettro modificato dei fotoni deve assumere la distribuzione di equilibrio, che, trattandosi di fotoni, deve essere la legge di Bose-Einstein:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h_p \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h_p \nu}{k_B T} + \mu} - 1} \quad (2.11)$$

Il *potenziale chimico*  $\mu$  esprime il fatto che ci sarà una differenza nel numero di fotoni, che risulta inferiore rispetto alla legge di Planck che descrive lo spettro di Corpo Nero.



**Figura 2.1:** Distribuzione Bose-Einstein per diversi valori di  $\mu$

A basse energie  $h_p\nu/k_B T \ll \mu$  la (2.11) si riduce a  $u(\nu)d\nu \propto \nu^3$ . Per energie maggiori  $h_p\nu/k_B T \gg \mu$  la distribuzione tende alla legge di Planck, ridotta d'intensità a causa del fattore  $e^{-\mu}$ . Per valori abbastanza grandi di  $\mu$ ,  $h_p\nu/k_B T + \mu \gg 1$  lo spettro è descritto dalla legge di Wien attenuata dal fattore  $e^{-\mu}$ .

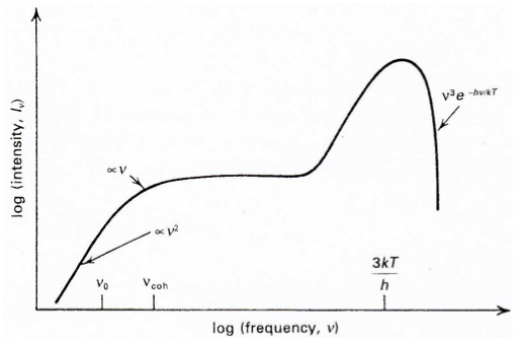
Il problema generale consiste nell'esaminare come varia lo spettro fotografico in funzione del parametro  $y$ . Tale analisi dettagliata richiede la risoluzione dell'equazione di Kompaneets, nonché l'equazione di continuità dei fotoni:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ x^4 \left( n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (2.12)$$

dove  $x = h_p\nu/k_B T$  e  $n = u(\nu)c^3/(8\pi h_p\nu)$  è il numero di fotoni per unità di volume, descrive la perdita di energia degli elettroni urtati e tende a limitare l'energia dei fotoni quando si è vicini all'equilibrio termico. Il termine  $n^2$  è dovuto ad effetti quantistici, la quantità  $\partial n/\partial y$  rappresenta un tempo di fuga e  $\partial n/\partial x$  descrive la diffusione in frequenza e lo shift Doppler dovuto agli urti stocastici dei fotoni.

La soluzione dell'equazione (2.12) è molto complessa, infatti vengono usati metodi numerici per ricavarla, quindi ci si limita a descrivere come varia lo spettro in funzione del parametro di Comptonizzazione: per  $y \ll 1$  lo spettro è quello di Wien modificato come spiegato sopra, mentre per  $y \geq 1$  è stato dimostrato che si ottengono degli spettri descritti dalla legge di potenza  $u(\nu) \propto \nu^{3+m}$ .

La Comptonizzazione è un effetto che viene riscontrato in diversi ambiti astrofisici, ne è un esempio il gas caldo nelle vicinanze di binarie X il cui spettro viene modificato come in figura (2.2).



**Figura 2.2:** Spettro di un gas caldo caratterizzato da emissione di Bremsstrahlung a basse frequenze. La Comptonizzazione modifica lo spettro alle alte frequenze facendolo diventare uno spettro di Wien.

### 2.1.1 Effetto Sunyaev-Zeldovich

L'effetto Sunyaev-Zeldovich è un fenomeno dovuto all'effetto Compton Inverso ma può essere considerato anche come un esempio di Comptonizzazione poichè tende a modificare lo spettro fotonico.

Esso si verifica quando elettroni molto energetici, tipici dei plasmi presenti negli ammassi di galassie, interagiscono con i fotoni della radiazione cosmica di fondo (CMBR).

Si possono distinguere diversi tipi di effetto S-Z:

- *termico*: dipende dal fatto che i fotoni della CMBR ricevono energia a causa dell'alta temperatura degli elettroni liberi, pertanto lo spettro fotonico risulta modificato;
- *cinematico*: dovuto alla velocità peculiare dell'ammasso. Quando l'ammasso in questione ha una velocità peculiare netta rispetto alla linea di vista dell'osservatore, i fotoni della CMBR, diffusi dagli elettroni liberi del plasma, subiscono un effetto Doppler che ne provoca uno spostamento verso il blu se l'ammasso si sta avvicinando all'osservatore o verso il rosso se si sta allontanando;
- *di polarizzazione*: è stato solo ipotizzato poichè non è stato ancora osservato.

In questo elaborato verrà preso in considerazione solo l'effetto S-Z termico quindi, per iniziare, si introduce la radiazione cosmica di fondo per poi analizzare il suo spettro e le modifiche a cui è soggetto.

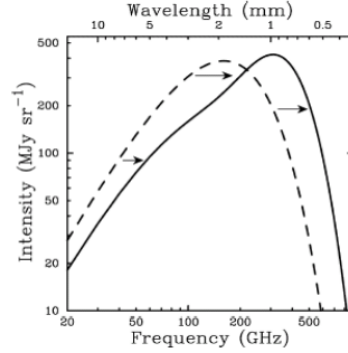
La CMBR è un fondo uniforme di fotoni a bassa energia che permea tutto l'Universo ed è costituita da radiazione nelle microonde proveniente da tutte le direzioni. Essa è descritta da uno spettro termico di Corpo Nero dettato dalla legge di distribuzione di Planck, alla temperatura  $T = 2.73$  K, che può essere suddivisa in due regimi: a basse frequenze ( $h_p\nu/k_B T \ll 1$ ) si ha l'approssimazione di Rayleigh-Jeans dove l'intensità è proporzionale a  $\nu^2$ , ad alte frequenze ( $h_p\nu/k_B T \gg 1$ ) si ha l'approssimazione di Wien dove l'intensità è proporzionale a  $\nu^3 e^{h_p\nu/k_B T}$ .

Se una frazione di fotoni della CMBR attraversa una regione di gas caldo ionizzato, con temperatura degli elettroni molto maggiore di quella della radiazione, i fotoni saranno soggetti all'effetto Compton Inverso cosicchè si sposteranno a frequenze maggiori. A livello spettrale si osserva che:

- a basse frequenze parte dei fotoni sono stati diffusi per IC e si sono trasferiti alle alte frequenze (e quindi alle alte energie), provocando una diminuzione dell'intensità nella zona di Rayleigh-Jeans;



- alle alte frequenze si trovano i fotoni trasferiti. L'eccesso di fotoni provocano un aumento dell'intensità nella zona di Wien e uno spostamento del picco a frequenze maggiori.



**Figura 2.3:** Spettro della CMBR soggetto all'effetto Sunyaev-Zeldovich

## 2.2 Synchrotron Self-Compton

La radiazione di Synchrotron Self-Compton (SSC) si verifica quando la radiazione di Sincrotrone<sup>1</sup>, avendo una densità di energia sufficientemente elevata, viene diffusa per Compton inverso dagli stessi elettroni relativistici che l'hanno prodotta.

In questo caso l'elettrone sarà soggetto a perdite energetiche dovute sia ad emissione di Compton inverso sia ad emissione di Sincrotrone:

$$P_{IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2cU_{ph} \quad ; \quad P_S = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2c\frac{H^2}{8\pi} \quad (2.13)$$

Da queste due equazioni si possono trattare due argomenti interessanti.

1) *Vita media degli elettroni per effetto IC.*

Considerando simultaneamente i due meccanismi la perdita di energia totale dell'elettrone sarà:

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{IC+S} = b\mathcal{E}^2(H^2 + 8\pi U_{ph}) \quad (2.14)$$

quindi se si conosce il campo magnetico, si esplicita la costante  $b$  e si integra sul tempo si ottiene il *tempo di vita media degli elettroni*:

<sup>1</sup>Quando una particella ultra-relativistica si trova in un campo magnetico subisce una deviazione dovuta alla forza di Lorentz,  $F_L = \frac{q}{c}\vec{v} \times \vec{H}$ , ed emette per sincrotrone.

$$t^* = \frac{645}{\mathcal{E}^*(H^2 + 8\pi U_{ph})} \simeq \frac{3 \times 10^8}{\left(\frac{H^2}{8\pi} + U_{ph}\right) [eV cm^{-3}]} \frac{1}{\mathcal{E}^*/GeV} \quad \text{anni} \quad (2.15)$$

Nel caso della radiazione cosmica di fondo a 3 K si ha  $U_{ph} \sim 0.25 eV cm^{-3}$ , che è confrontabile con la densità di energia di un campo magnetico  $H_{CMBR} \sim 3.4 \times 10^{-6} G$ , simile a quello della nostra galassia.

L'esistenza della CMBR comporta perciò per gli elettroni relativistici una vita media sempre finita, che, per  $H=0$  vale:

$$t^* = \frac{10^9}{\mathcal{E}^*/GeV} \quad \text{anni} \quad (2.16)$$

Quindi le radiosorgenti che vediamo sono sempre piuttosto giovani rispetto all'età dell'Universo (esempio: per  $\mathcal{E}^* \sim 5 GeV$ ,  $t^* = 2 \times 10^8 \text{anni}$ ).

2) *Catastrofe Compton.*

Facendo il rapporto delle equazioni (2.13) è possibile valutare se le perdite di energia dell'elettrone sono dovute a IC o Sincrotrone:

$$\eta = \frac{(dE/dt)_{IC}}{(dE/dt)_S} = \frac{U_{ph}}{U_H} \quad (2.17)$$

dove  $U_{ph}$  e  $U_H$  sono rispettivamente la densità di energia del campo di radiazione e del campo magnetico.

Se si considera una sorgente di radiazione di Sincrotrone compatta, quindi con spettro autoassorbito, e la relazione che lega la densità di energia del campo di radiazione,  $U_{ph}$ , con la luminosità di sincrotrone,  $L_S$ , si può dimostrare che:

$$\eta = \frac{L_{IC}}{L_S} \simeq \left(\frac{T_B}{10^{12} K}\right)^5 f(\alpha) \left(\frac{\nu_c}{GHz}\right) \quad (2.18)$$

dove  $T_B$  è la temperatura di brillanza<sup>2</sup>,  $f(\alpha)$  è un termine dell'ordine dell'unità che tiene conto della forma precisa dello spettro nel calcolo di  $L_S$ ,  $\nu_c$  è la frequenza di cut-off oltre la quale non si ha più un'emissione apprezzabile.

Dalla (2.18) si può vedere che per  $T_B \geq 10^{12}$  K la luminosità di Compton inverso domina sulla luminosità di Sincrotrone, cioè gli elettroni perdono energia più per IC che per Sincrotrone.

---

<sup>2</sup>La temperatura di brillanza è la temperatura che dovrebbe avere un Corpo Nero in equilibrio termico con l'ambiente circostante per poter emettere, ad una precisa frequenza, una radiazione in intensità pari a quella osservata.

Il valore  $10^{12}$  K rappresenta la temperatura di brillanza critica per cui  $\eta = 1$ : per temperature maggiori il Compton Inverso domina completamente i processi radiativi e la sorgente irradia prevalentemente nella banda X e molto meno in quella radio. La vita media degli elettroni, a causa delle perdite di energia per IC, diventa molto breve e per questo la radiosorgente si raffredda molto rapidamente. Questo fenomeno si chiama *catastrofe Compton*.

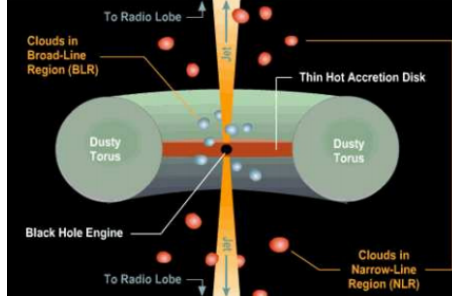
### 2.2.1 I BL Lacertae

I BL Lacertae (BL Lac) sono un tipo di Blazar, nonchè una radiosorgente altamente energetica, variabile e molto compatta che fa parte di un grande gruppo di galassie attive, dette anche Nuclei Galattici Attivi (AGN).

Dal punto di vista morfologico le principali componenti strutturali di un BL Lac sono le seguenti:

- *buco nero centrale*: al centro della galassia attiva è presente un buco nero super massiccio di massa compresa tra  $10^6 - 10^{10}$  masse solari, il quale rappresenta il motore dell'AGN;
- *disco di accrescimento*: si crea perchè la materia, attratta dall'elevata forza di gravità del buco nero, spiraleggia verso il centro e perde momento angolare a causa dei moti viscosi e turbolenti. Nel suo spettro si rilevano picchi di emissione in banda ottica, UV ed in alcuni casi nel *soft-X*;
- *Broad Line Region (BLR)*: regione caratterizzata da nubi di gas molto denso oltre il disco di accrescimento. In questa regione si originano forti righe di emissione ottica e ultravioletta che risultano essere allungate a causa dell'effetto Doppler;
- *toro molecolare*: anello di polveri attorno al BLR che intercetta i fotoni emessi e ne impedisce l'osservazione in base all'angolo di vista dell'osservatore rispetto all'orientazione dell'AGN;
- *Narrow Line Region (NLR)*: nubi di gas oltre il toro molecolare che emettono righe di emissione più strette rispetto a quelle prodotte nella BLR;
- *getti*: nel caso in cui il buco nero ruoti attorno al proprio asse è possibile vedere outflow di particelle cariche che si originano lungo

i poli del toro. Tale plasma viene espulso a velocità relativistiche dando origine ai getti.



**Figura 2.4:** Rappresentazione grafica della struttura fisica di un AGN

Si è voluto trattare tali oggetti poichè dal punto di vista osservativo sono caratterizzati da temperature di brillantezza dell'ordine di  $10^{13} - 10^{14} K$ , nettamente superiori al limite stabilito dal SSC precedentemente spiegato.

Un BL Lac è caratterizzato da un moto superluminale, cioè un moto apparentemente più veloce della luce, che può essere spiegato mediante un modello matematico noto come *modello balistico relativistico*.

Si supponga di avere una radiosorgente il cui getto forma, in A, un piccolo angolo con la linea di vista dell'osservatore e abbia una velocità di espansione molto elevata ( $0.9c$  in su).

Dopo aver assunto la geometria di figura 2.4 si immagini che quando il getto è nel punto A, al tempo  $t$ , emetta un fotone per poi continuare a viaggiare con una velocità molto vicina a quella della luce e una volta arrivato nel punto D, dopo un tempo  $\Delta t$ , emetta un altro fotone. Nel frattempo, nel tempo  $\Delta t$ , il primo fotone ha percorso un tratto AC.

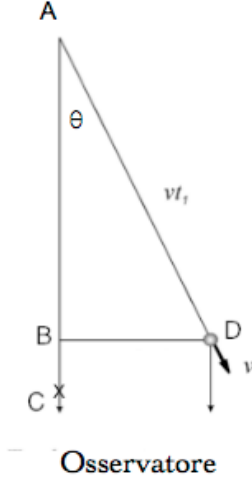
Il fotone emesso in D, rispetto a quello emesso in A, deve percorrere meno strada per raggiungere l'osservatore quindi quest'ultimo percepirà un  $\Delta t_{OBS}$  più piccolo dato da:

$$\Delta t_{OBS} = \frac{AC - AB}{c} = \frac{c\Delta t - v\Delta t \cos \theta}{c} \quad (2.19)$$

per l'osservatore il fotone emesso si sposta dalla posizione B alla posizione D e registrerà una velocità data da:

$$v_{OBS} = \frac{BD}{\Delta t_{OBS}} = \frac{v\Delta t \sin \theta}{\Delta t_{OBS}} = \frac{v \sin \theta}{1 - v \cos \theta / c} \quad (2.20)$$

poichè  $\beta c = v$ , l'osservatore percepisce una  $\beta_{app}$ :



**Figura 2.5:** Modello geometrico del moto superluminale.

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.21)$$

La determinazione del moto superluminale, in accordo col fatto che molti getti sono one-sided, indipendentemente dalla potenza, dice che i getti sono relativistici e per studiarli bisogna tener conto dell'effetto Doppler, che per osservazioni monocromatiche da:

$$I'(\nu')d\nu' = I(\nu)d\nu \times k^4 \quad (2.22)$$

dalla quale si ottiene:

$$I'(\nu') = I(\nu) \times k^3 \quad (2.23)$$

Se ora si inserisce lo spettro di Corpo Nero si ricava:

$$I'(\nu') = \frac{2h_p\nu^3 k^3}{c^2} \frac{1}{e^{h_p\nu/k_B T} - 1} = \frac{2h_p\nu'^3}{c^2} \frac{1}{e^{h_p\nu'/k_B T'} - 1} \quad (2.24)$$

dove  $T' = kT$ . In altre parole l'osservatore percepisce uno spettro di Corpo Nero con temperatura  $T'$ .

Nel caso della catastrofe Compton la 2.18 mostra una dipendenza dalla temperatura di brillantezza  $T^5$  quindi, se si considera un moto superluminale, si osserverà  $T_{OBS} = k^5 T_B$ .

Questo spiega perchè i BL Lac vengono osservati con temperature che superano il limite imposto dalla catastrofe Compton.

# Bibliografia

- [1] C. & R. Fanti, *Una finestra sull'Universo Invisibile-Lezioni di radioastronomia*, Bologna 2012
- [2] G. Rybicki-A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, JhonWiley & Sons, Inc.(1979)
- [3] D. Dallacasa, *Processi di Radiazione & MHD*, Università degli Studi di Bologna
- [4] Inverse Compton Scattering,  
[eud.gsfc.nasa.gov/Volker.Beckmann/.../Longair\\_Radiation3.pdf](http://eud.gsfc.nasa.gov/Volker.Beckmann/.../Longair_Radiation3.pdf)
- [5] Andrea Banzatti, *L'effetto Sunyaev-Zeldovich*, Tesi di laurea triennale, Milano (2006)
- [6] Pierpaola Ippoliti, *Ricerca dell'emissione alle alte energie da parte delle radiogalasse FRI e FR II*, Tesi di laurea Magistrale, Bologna (2012-2013)