

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Emissione di Compton Inverso e applicazioni astrofisiche**

Tesi di laurea

Presentata da:

**Christian Sabbatella**

Relatore:

**Chiar.ma Prof.  
Marcella Brusa**

*E' accettato da tutti che la luce consiste, o nell'emissione da una sostanza luminosa di particelle molto minute, che sono effettivamente emesse e continuano a muoversi con la velocità comunemente attribuita alla luce, o nell'eccitazione di un moto ondulatorio, analogo a quello che caratterizza il suono, in un mezzo altamente leggero ed elastico [Etere] che pervade l'universo; tuttavia i giudizi dei filosofi di ogni epoca sono stati largamente divisi sulla preferenza dell'una o dell'altra opinione.*

Thomas Young, *A course of lectures on natural philosophy and the mechanical arts*, 1807

# SOMMARIO

<b>1</b>	<b>INTRODUZIONE .....</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>EMISSIONE DI COMPTON INVERSO .....</b>	<b>4</b>
2.1	PROCESSI DI SCATTERING (DIFFUSIONE).....	4
2.2	COMPTON INVERSO (IC) .....	6
<b>3</b>	<b>APPLICAZIONI ASTROFISICHE .....</b>	<b>10</b>
3.1	SYNCHROTRON SELF-COMPTON (SSC).....	10
3.2	COMPTONIZZAZIONE.....	15
	<b>BIBLIOGRAFIA .....</b>	<b>18</b>

# 1 INTRODUZIONE

Alla fine del XIX secolo la Fisica aveva ottenuto successi incredibili, riuscendo a spiegare sia i fenomeni meccanici e gravitazionali (grazie ai molteplici e fondamentali lavori di Newton), sia la natura della luce. In particolare, la luce viene identificata come onda elettromagnetica: tramite la teoria ondulatoria di Huygens e gli esperimenti sulla diffrazione di Young vengono spiegati i meccanismi della sua generazione, propagazione e assorbimento; in seguito, le equazioni dell'elettromagnetismo formulate da Maxwell avevano permesso una descrizione quantitativa corretta del fenomeno luminoso, offrendone una capacità predittiva elevata e altamente affidabile.<sup>[1]</sup> Questa struttura dava l'impressione di essere completamente coerente e lasciava poco spazio a nuove scoperte fondamentali. Citando il celebre Lord Kelvin: “La Fisica costituisce un sistema perfettamente armonioso ed essenzialmente completo. All'orizzonte scorgo solo due piccole nubi oscure: il risultato negativo dell'esperienza di Michelson e Morley e l'insufficienza della legge di Rayleigh e Jeans se applicata alle frequenze dell'ultravioletto”.

Furono proprio quelle due “piccole nubi oscure” le cause responsabili del ciclone che sconvolse la conoscenza del mondo fisico all'inizio del XX secolo. Infatti, l'esperienza di Michelson e Morley – la quale costituì la prima forte prova contro la teoria dell'etere luminifero proposto da Huygens – ispirò Einstein nel dar vita alla teoria della Relatività. Mentre la soluzione alla “catastrofe ultravioletta” (a cui la legge di Rayleigh e Jeans andava in contro) proposta da Planck nel 1900, pose le basi alla rivoluzione quantistica della fisica atomica e subatomica, affermando che la luce potesse propagarsi solo per pacchetti discreti, detti *quanti*, i quali trasportavano per ogni frequenza una determinata energia tramite la relazione  $\varepsilon = h\nu$ , con  $h$  nominata costante di Planck. Il 1905 fu l'*annus mirabilis* per Albert Einstein, il quale pubblicò quattro articoli che rivoluzionarono la fisica classica, tra i quali uno riguardante l'interpretazione dell'effetto fotoelettrico, messo in evidenza da Hertz nel 1887. La fisica classica era incapace di spiegare i dati sperimentali provenienti dal suddetto effetto e ciò indusse Einstein a pensare che, come esistevano “granelli di materia” – tali erano immaginati gli atomi e gli elettroni – dovessero esistere anche “granelli di energia” a cui diede il nome di *fotoni*. Secondo Einstein, ogni fotone trasporta un quanto di energia, come proposto da Planck, e non ha massa a riposo. Pertanto, la Relatività lo obbliga a viaggiare alla velocità della luce, la quale è costante in tutte le direzioni (come dimostrato da Michelson e Morley). Dunque, l'ipotesi di Einstein spiegava tutti i fenomeni relativi all'effetto fotoelettrico a patto di ammettere una natura corpuscolare della luce.<sup>[2]</sup> Un'altra evidenza sulla natura corpuscolare della luce venne dagli studi riguardanti la diffusione dei raggi X condotti dal fisico statunitense Arthur Holly Compton. Nato a Wooster, Ohio, nel 1892, frequentò il College della sua città, del quale il padre, era preside e professore di filosofia. Di profonda fede – il padre Elias era anche un pastore presbiteriano – Arthur voleva intraprendere una carriera religiosa, ma fu il padre stesso a consigliargli di dedicarsi alla scienza, dicendogli “Your work in this field may become a more valuable Christian service than if you were to enter the ministry or become a missionary”. Si laureò nel 1913 e proseguì poi gli studi alla Princeton University dove conseguì il Dottorato nel 1916, con una tesi riguardante la distribuzione angolare dei raggi X riflessi da cristalli, come mezzo di indagine sulla disposizione degli atomi. Nel 1919 ottenne una borsa di studio e si recò a Cambridge, al Cavendish Laboratory, il quale in quegli anni era più attrezzato per studi sulla radioattività; di conseguenza Compton si dedicò più ai raggi gamma che ai raggi X, confermando comunque studi precedenti suoi e di altri ricercatori che mostravano strane variazioni della lunghezza d'onda in funzione dell'angolo di diffusione. Nel 1920 ebbe una cattedra come Professore di fisica e Direttore del Dipartimento alla Washington University di St. Louis, qui con grande abilità sperimentale e pazienza determinò definitivamente la variazione della

lunghezza d'onda dei raggi X in funzione dell'angolo di diffusione, quello che ora è denominato "effetto Compton" e che verrà trattato in modo dettagliato nel capitolo successivo di questo elaborato. Compton osservò che nello spettro dei raggi X diffusi da una targhetta di metallo, oltre alla riga di lunghezza d'onda pari a quella incidente  $\lambda$ , si notava una seconda riga  $\lambda'$ , con  $\lambda' < \lambda$ . La variazione  $\lambda' - \lambda$  dipendeva linearmente dal coseno dell'angolo  $\theta$  di diffusione secondo la legge empirica  $\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos \theta)$ , dove  $\lambda_c$  fu determinata sperimentalmente da Compton e nominata *lunghezza d'onda Compton*. Nel 1922, dopo vari tentativi di interpretazione del fenomeno tramite il modello classico dell'elettromagnetismo, riuscì a spiegarlo usando le assunzioni quantistiche di Planck e la Relatività di Einstein, tramite un semplice modello di urto elastico tra un fotone  $\gamma$  e un elettrone  $e^-$ , ammettendo quindi una natura corpuscolare per la radiazione elettromagnetica. Poco dopo, presentò i suoi studi al convegno dell'American Physical Society dove suscitò interesse, ma ovviamente anche una forte opposizione.

I risultati relativi all'effetto Compton furono poi confermati da C.T.R. Wilson, usando la camera a nebbia, e indipendentemente in Germania da Rothe e Geiger. Per questo gli fu assegnato il Premio Nobel per la fisica nel 1927.<sup>[11]</sup>

In seguito, Artur H. Compton farà parte dei capisaldi della nuova fisica quantistica.

## 2 EMISSIONE DI COMPTON INVERSO

### 2.1 PROCESSI DI SCATTERING (DIFFUSIONE)

La descrizione delle interazioni tra particelle libere di materia (elettroni) e particelle luminose (fotoni), è legata alla differenza di energia tra i fotoni e l'elettrone. I processi di scattering derivanti da queste interazioni possono essere di tre tipi. Nei casi in cui l'elettrone è sostanzialmente fermo, si verificheranno, a seconda dell'energia del fotone incidente, lo *scattering Thompson* oppure lo *scattering Compton*. Viceversa, nella situazione in cui l'elettrone è in movimento con velocità relativistiche, avrà luogo lo *scattering Compton Inverso* (diffusione e scattering saranno utilizzati con lo stesso significato).<sup>[3]</sup> In questo capitolo verranno illustrati i principali processi di diffusione, ponendo particolare attenzione allo scattering Compton Inverso.

#### 2.1.1 Scattering Thompson

Lo scattering Thompson descrive l'interazione tra un elettrone fermo, con massa a riposo  $m_e$ , ed un'onda elettromagnetica incidente di bassa energia. La condizione per la quale si verifica lo scattering Thompson è:

$$h\nu_i \ll m_e c^2 \approx 0.5 \text{ MeV} \quad (2.1)$$

Le componenti del campo elettrico e magnetico dell'onda incidente accelerano la particella. Nel momento in cui accelera, la particella emette radiazione, il risultato è che l'onda elettromagnetica viene diffusa in direzione diversa rispetto a quella incidente.

In astrofisica la diffusione Thompson è molto utile per osservare zone "invisibili" di alcune sorgenti. Un esempio possono essere i tori oscuranti che circondano i dischi di accrescimento degli AGN, nuclei galattici attivi al centro dei quali è situato un buco nero. Attorno al buco nero è presente un disco di accrescimento, formato da materiale circostante che viene attratto dall'enorme gravità e messo in rotazione attorno ad esso. La temperatura del materiale in rotazione aumenta gradualmente procedendo verso l'interno fino a che esso emette radiazione. Osservando un AGN dall'alto, ci si trova lungo la direzione del getto di radiazione, di conseguenza è possibile osservare tutti i fotoni emessi; in questo caso la sorgente viene chiamata *Blazar*. Se, invece, la struttura è inclinata rispetto alla linea di vista,

il materiale otticamente spesso che compone il toro oscurante impedisce la visione della radiazione proveniente dall'interno. In questi casi si parla di *Quasar* o di *Radiogalassia* in base all'angolo di inclinazione tra la direzione del getto di radiazione e la linea di vista. Avendo il toro uno spessore molto maggiore rispetto al disco di accrescimento, sembrerebbe impossibile vedere l'interno, ma se sono presenti elettroni liberi sopra o sotto la struttura, essi possono diffondere la radiazione proveniente dal getto per scattering Thompson, funzionando da veri e propri specchi. La radiazione che viene osservata riproduce la distribuzione spettrale dell'oggetto, anche se con righe spettrali allargate, in quanto la larghezza dipende dalla distanza percorsa dalla radiazione. Di conseguenza osservando un Blazar le righe appaiono più strette rispetto a quelle di un Quasar o di una Radiogalassia. <sup>[4]</sup> In base alla condizione (2.1) è chiaro che lo scattering Thompson è significativo per radiazioni elettromagnetiche con energia fino ai raggi X.

### 2.1.2 Scattering Compton

In fisica lo scattering Compton, noto anche come *effetto Compton* (oppure effetto Compton "classico"), descrive la perdita di energia e l'aumento della lunghezza d'onda di un fotone incidente X o gamma in seguito all'interazione con la materia (solitamente elettroni). La quantità di lunghezza d'onda guadagnata in seguito allo scattering Compton è nota come *Compton shift*.<sup>[4]</sup> Avendo il fotone incidente energia propria dei raggi X o gamma, la condizione per la quale si verifica l'effetto Compton è:

$$h\nu_i \lesssim m_e c^2 \quad (2.2)$$

Come anticipato nel capitolo introduttivo di questo elaborato, l'interazione tra le particelle può essere assimilata ad un urto elastico fra un fotone ed un elettrone. In seguito all'urto, le particelle si muoveranno in direzioni tali da conservare la quantità di moto totale e l'energia totale del sistema, come mostrato in Figura 2.1.<sup>[3],[5]</sup>

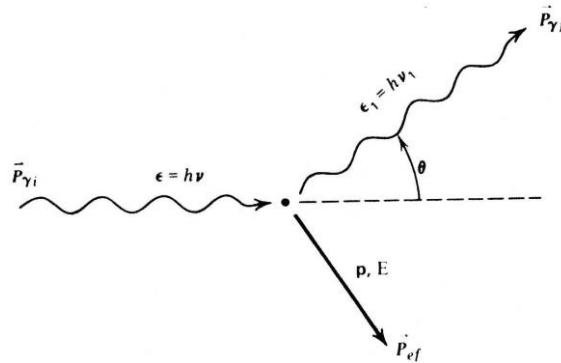


Figura 2. 1: Geometria dello scattering Compton: le linee ondulate rappresentano il fotone incidente ( $\gamma_i$ ) e quello diffuso ( $\gamma_f$ ), la freccia la direzione dell'elettrone dopo l'urto.

Per la trattazione matematica del fenomeno è necessario determinare le espressioni di energia e quantità di moto delle due particelle, prima e dopo l'urto, e successivamente imporre la conservazione delle stesse. Ciò che si ottiene sono due equazioni, una per la quantità di moto (denotata  $\vec{P}_\gamma$  per il fotone e  $\vec{p}_e$  per l'elettrone):

$$\vec{P}_{\gamma,i} + 0 = \vec{P}_{\gamma,f} + \vec{p}_e \quad \Rightarrow \quad \vec{p}_e = \vec{P}_{\gamma,i} - \vec{P}_{\gamma,f}$$

da cui deriva l'equazione

$$p_e^2 c^2 = h^2 \nu_i^2 + h^2 \nu_f^2 - 2h^2 \nu_i \nu_f \cos \theta \quad (2.3)$$

e una per l'energia (denotata  $\epsilon$  per il fotone ed  $E$  per l'elettrone):

$$\epsilon_i + E_i = \epsilon_f + E_f \quad \Rightarrow \quad h\nu_i + m_e c^2 = h\nu_f + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}$$

da cui si ottiene

$$p_e^2 c^2 = h^2 \nu_i^2 + h^2 \nu_f^2 + 2h\nu_i m_e c^2 - 2h\nu_f m_e c^2 - 2h^2 \nu_i \nu_f \quad (2.4)$$

Successivamente si eguagliano i membri di destra delle (2.3) e (2.4), si separano i termini in frequenza dagli altri termini e si passa alle lunghezze d'onda. Si ottiene il seguente risultato:

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

dove  $\theta$  è l'angolo di diffusione del fotone rispetto alla direzione della radiazione incidente e  $\lambda_c$  è la lunghezza d'onda Compton, che nel caso dell'elettrone è pari a  $\lambda_c \simeq 0.024 \text{ \AA}$ . Di conseguenza, qualunque sia l'angolo di scattering  $\theta$ , la lunghezza d'onda del fotone diffuso è sempre maggiore (o uguale se  $\theta = 0$ ) di quella del fotone incidente. Dall'equazione (2.4), rielaborata separando i termini in frequenza, è possibile ricavare l'energia finale del fotone diffuso, la quale dipende dall'energia iniziale e dall'angolo di scattering.

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.5)$$

In particolare, l'energia finale è massima/minima quando il denominatore del membro di destra della (2.5) è minimo/massimo: per  $\theta = 0$  si ha l'energia finale massima, per  $\theta = \pi$  si ottiene l'energia finale minima. Lo scattering Compton si riconduce allo scattering Thompson quando  $h\nu_i \ll m_e c^2$ , cioè se  $\lambda_i \gg \lambda_c$ .<sup>[4]</sup> In genere, ciò si verifica per energie del fotone incidente inferiori ai 100 KeV, relative a frequenze uguali o inferiori ai raggi X molli.

## 2.2 COMPTON INVERSO (IC)

Nel caso in cui si consideri un elettrone relativistico, esso possiede molta più energia cinetica rispetto a quella di un fotone. Parte di questa energia viene trasferita dall'elettrone al fotone, in contrasto con la situazione dell'effetto Compton (2.5).<sup>[4]</sup> Il processo in cui il fotone guadagna energia nell'urto con un elettrone relativistico prende il nome di *Inverse Compton (IC)*, ovvero Compton Inverso.

### 2.2.1 Meccanismo fisico da singola interazione

In questo caso è conveniente porsi nel sistema di riferimento dell'elettrone, in quanto l'energia del fotone  $E_{ph} = h\nu_i$  è molto più piccola dell'energia dell'elettrone  $E_e = m_e c^2$ . È quindi possibile semplificare i calcoli utilizzando la sezione d'urto Thompson  $\sigma_T$  per descrivere l'interazione tra elettrone e fotone senza dover ricorrere alla sezione d'urto di Klein-Nishina  $\sigma_{KN}$ . Infatti, quando i fotoni coinvolti nella collisione hanno energie  $h\nu_i \gtrsim m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , lo scattering diventa poco efficiente e gli effetti dell'elettrodinamica quantistica riducono la sezione d'urto Thompson. In queste condizioni è necessario utilizzare la sezione d'urto derivante dalla meccanica quantistica relativistica, ovvero la sezione d'urto di Klein-Nishina  $\sigma_{KN}$ . Il valore di  $\sigma_{KN}$  dipende fortemente dall'inverso dell'energia del fotone incidente; di conseguenza, se  $h\nu_f \sim h\nu_i$  oppure  $h\nu_i \ll m_e c^2$  la correzione quantistica di Klein-Nishina si riduce all'espressione classica dello scattering Thompson. Nelle situazioni di interesse astrofisico questa approssimazione è largamente valida. Ritornando ora al meccanismo fisico del Compton Inverso, nel sistema di riferimento dell'elettrone si ha la condizione  $h\nu_i \ll m_e c^2$ .

Sia  $S'$  il sistema di riferimento a riposo dell'elettrone e  $S$  il sistema di riferimento dell'osservatore (o del laboratorio).

- In  $S$ :
  - $\varepsilon = h\nu$  energia del fotone incidente;
  - $\varepsilon_1 = h\nu_1$  energia del fotone dopo lo scattering.

- In  $S'$ :
  - $\varepsilon' = h\nu'$  energia del fotone incidente;
  - $\varepsilon'_1 = h\nu'_1$  energia del fotone dopo lo scattering.

A causa dell'effetto Doppler relativistico, l'energia  $\varepsilon'$  del fotone incidente, misurata in  $S'$ , è legata all'energia  $\varepsilon$  misurata dall'osservatore in  $S$  dalla relazione

$$\varepsilon' = \varepsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad \text{in } S' \quad (2.6)$$

dove  $\gamma$  è il fattore di Lorentz. Secondo l'ipotesi fatta, in  $S'$  si ha scattering Thompson, per cui il fotone non perde energia durante il processo e si ha

$$\varepsilon'_1 = \varepsilon' \quad (2.7)$$

Nel SdR dell'osservatore, a causa nuovamente dell'effetto Doppler, l'energia del fotone diviene

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1\gamma(1 + \beta \cos \theta'_1) \quad \text{in } S \quad (2.8)$$

dove:  $\beta := \frac{v}{c}$ ;  $\theta$  rappresenta l'angolo compreso tra la direzione del moto dell'elettrone e la direzione del fotone incidente nel SdR dell'osservatore;  $\theta'_1$  raffigura l'angolo tra la direzione del moto dell'elettrone e la direzione del fotone scatterato nel SdR dell'elettrone, come rappresentato in Figura 2.2. Gli angoli  $\theta$  e  $\theta'_1$  valgono mediamente  $\pi/2$  se si assumono le orientazioni dei fotoni e degli elettroni del tutto isotrope. Di conseguenza i termini entro le parentesi sono dell'ordine dell'unità e la condizione di scattering Thompson,  $\varepsilon' = h\nu' \ll m_e c^2$  valida nel SdR dell'elettrone, può essere riscritta in  $S$ , utilizzando la (2.6), come  $\varepsilon' \approx \gamma\varepsilon \ll m_e c^2$ .

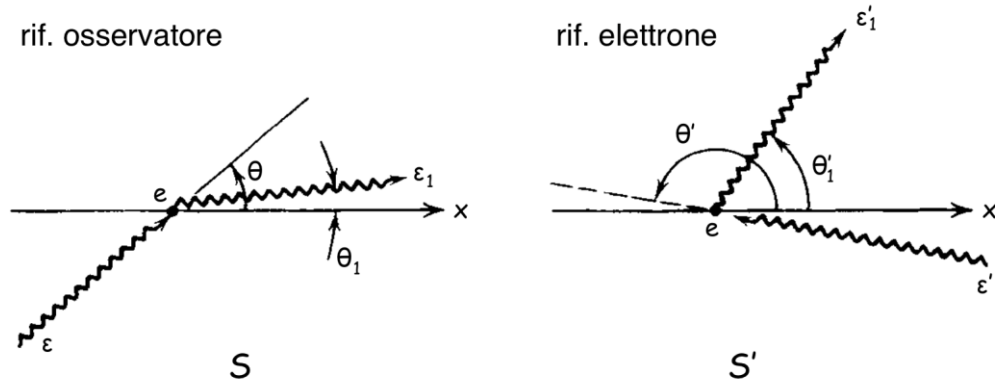


Figura 2. 2: Geometria dell'effetto Compton Inverso nel sistema di riferimento di un osservatore esterno e in quello dell'elettrone

L'angolo di scattering è importante nel determinare l'energia del fotone prodotto:

- Se  $\theta = \pi$  e  $\theta'_1 = 0$  si ha un urto frontale e il fotone guadagna la massima energia. Nel SdR dell'elettrone il fotone subisce un *blueshift*.
- Se  $\theta = 0$  e  $\theta'_1 = \pi$  si ha un urto posteriore e il fotone guadagna la minima energia. Nel SdR dell'elettrone il fotone subisce un *redshift*.

Di conseguenza è possibile ottenere la massima energia guadagnata dal fotone sostituendo nelle espressioni (2.6) e (2.8) gli angoli  $\theta = \pi$  e  $\theta'_1 = 0$ :

$$\varepsilon' = \varepsilon'_1 = \varepsilon\gamma(1 + \beta)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1\gamma(1 + \beta) = \varepsilon\gamma^2(1 + \beta)^2$$

Poiché l'elettrone si muove a velocità relativistiche,  $\beta \simeq 1$  e dall'ultima equazione si ha



$$\varepsilon_{1,max} \approx 4\gamma^2\varepsilon \quad (2.9)$$

Dall'equazione (2.9) si evince che il processo di emissione da Compton Inverso è un meccanismo molto efficiente per trasferire energia da un elettrone relativistico a un fotone poco energetico. Il fotone guadagna un fattore  $\gamma$  nel passaggio da  $S$  in  $S'$  e successivamente guadagna uno stesso fattore tornando in  $S$ . Si hanno quindi tre stati del fotone, ma quello che necessita maggiore attenzione è lo stato intermedio in  $S'$ . Infatti, se l'energia del fotone nel SdR dell'elettrone è troppo alta, non vale più la condizione  $\varepsilon' = h\nu' \ll m_e c^2$ ; di conseguenza la sezione d'urto si riduce e l'efficienza dell'intero processo diminuisce, tornando ad essere uno scattering Compton con sezione d'urto  $\sigma_{KN}$ . Tuttavia, se si ha un fotone incidente in  $S$  con  $\varepsilon = h\nu$ , si avrà dalla (2.7) in  $S'$  un fotone nel limite Thompson con  $\varepsilon' = \varepsilon'_1 \sim 2\gamma \cdot \varepsilon$  e dalla (2.9) è possibile osservare come il fotone acquisisca un'energia estremamente elevata in seguito al processo di scattering, dato che  $\varepsilon_1 \sim \varepsilon'_1 \cdot 2\gamma = 4\gamma^2 \cdot \varepsilon$ . Perciò è possibile affermare che i fotoni diffusi da elettroni relativistici acquistano un'energia (e una frequenza) di  $\sim \gamma^2$  volte maggiore rispetto ai fotoni incidenti.<sup>[3],[4],[5]</sup>

### 2.2.2 Energia e potenza emessa

L'energia emessa è un'invariante di Lorentz, di conseguenza è la stessa sia nel SdR dell'osservatore che in quello dell'elettrone. Si consideri una regione nella quale è presente un plasma di elettroni relativistici e un campo di radiazione  $E_{rad}$  dovuto ai fotoni. Assumendo una distribuzione isotropa di elettroni e fotoni, per l'equazione (2.6) si ha:

$$E'_{rad} = h\nu' = E_{rad}\gamma(1 - \beta \cos \theta)$$

Dall'elettromagnetismo è noto che l'intensità di radiazione di un'onda elettromagnetica (assumendola come onda piana non soggetta a effetti dissipativi) è data dal valor medio del vettore di Poynting, cioè  $\langle S \rangle = (c/8\pi) \langle E_{rad}^2 \rangle$ . Pertanto, nel SdR dell'elettrone la potenza totale emessa, ossia scatterata, è pari a:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon'}{dt'} = \langle S \rangle \sigma_T = c\sigma_T \frac{\langle E_{rad}'^2 \rangle}{8\pi} = c\sigma_T \gamma^2 \langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle \langle E_{rad}^2 \rangle \quad (2.10)$$

dove  $\langle E_{rad}^2 \rangle$  rappresenta l'energia media della radiazione emessa, ovvero la densità di energia del campo di radiazione. Ma essendo essa un'invariante di Lorentz, corrisponde alla densità di energia iniziale dei fotoni, i quali sono responsabili del campo di radiazione. È quindi ragionevole scrivere

$$U_{ph} = \langle E_{rad}^2 \rangle$$

Avendo assunto una distribuzione isotropa dei fotoni, è possibile integrare l'espressione (2.10) sull'angolo solido  $d\Omega = (1/2) \sin \theta d\theta$ :

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi (1 - \beta \cos \theta)^2 \sin \theta d\theta = 1 + \frac{1}{3}\beta^2$$

Sostituendo nella (2.10) si ottiene la potenza totale emessa dalla regione di scattering:

$$\frac{d\varepsilon_{out}}{dt} = c\sigma_T U_{ph} \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) \quad (2.11)$$

Il tasso di diminuzione dell'energia totale iniziale dei fotoni è pari a

$$\frac{d\varepsilon_{in}}{dt} = c\sigma_T U_{ph} \quad (2.12)$$

Di conseguenza la perdita di energia netta da parte degli elettroni relativistici e convertita in un aumento della radiazione è data da:

$$\frac{d\varepsilon_{out}}{dt} - \frac{d\varepsilon_{in}}{dt} = \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{IC} = c\sigma_T U_{ph} \left[ \gamma^2 \left( 1 + \frac{1}{3}\beta^2 \right) - 1 \right] \quad (2.13)$$

Poiché  $\gamma^2 - 1 = \gamma^2\beta^2$ , dall'equazione (2.13) si ottiene il seguente importante risultato

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} c\sigma_T \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (2.14)$$

Dall'equazione precedente è chiaro che la perdita di energia da parte di elettroni ultrarelativistici, che emettono radiazione per Compton Inverso, è proporzionale al fattore  $\gamma^2$  moltiplicato per la densità di energia iniziale del campo di radiazione generato dai fotoni  $U_{ph}$ . Inoltre, è possibile ricavare l'energia massima guadagnata dai fotoni mediata su tutti gli angoli. Infatti, indicando con  $n_{ph}$  la densità di fotoni nel SdR dell'osservatore, si può scrivere la densità di energia del campo radiazione come  $U_{ph} = n_{ph}\varepsilon$ . Dall'espressione (2.12) si ha che il prodotto  $c\sigma_T U_{ph}$  rappresenta l'energia elettromagnetica che incide sull'elettrone nell'unità di tempo, venendo da esso acquisita e re-irradiata.<sup>[3],[4]</sup> Di conseguenza, dalla (2.14) si evince che il numero di fotoni diffusi dalla regione che emette per Compton Inverso nell'unità di tempo è pari a  $n_{ph} = c\sigma_T U_{ph}/\varepsilon$ ; pertanto, se  $\beta \approx 1$ , il valor medio dell'energia acquisita dai fotoni diffusi è dato da

$$\bar{\varepsilon}_1 \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \varepsilon \quad (2.15)$$

In termini di frequenza si ha

$$\nu_1 \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \nu$$

### 2.2.3 Spettro di radiazione

In questo paragrafo verranno indicate con  $\varepsilon_0$  e  $\nu_0$  l'energia e la frequenza dei fotoni incidenti; con  $\varepsilon$  e  $\nu$  l'energia e la frequenza dei fotoni diffusi. La distribuzione di energia dei fotoni con energia iniziale  $\varepsilon_0$  è rappresentata in Figura 2.3.

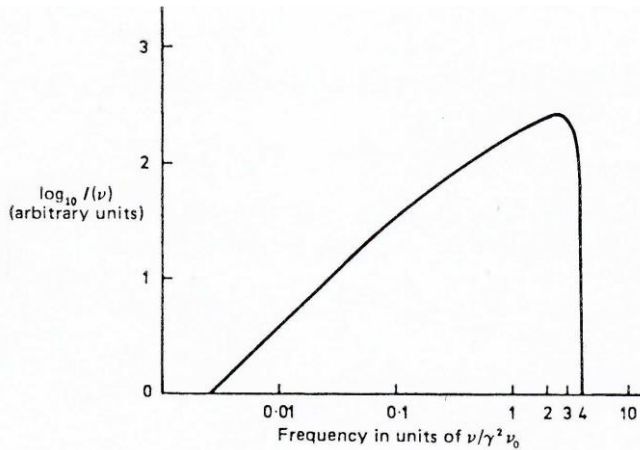


Figura 2. 3: Distribuzione di energia di fotoni con energia iniziale  $\varepsilon_0$ , diffusi da elettroni con un dato fattore  $\gamma$ .

Viene assunto un campo di radiazione iniziale isotropo e monocromatico di frequenza  $\nu_0$ . L'energia iniziale trasportata dai fotoni che generano il campo di radiazione è descritta dal logaritmo dell'intensità di radiazione elettromagnetica  $I(\nu)$ . Dal grafico si evince che a basse frequenze (corrispondenti a fotoni con basse energie), l'intensità della radiazione è direttamente proporzionale alla frequenza di radiazione.

Viene assunto un campo di radiazione iniziale isotropo e monocromatico di frequenza  $\nu_0$ . L'energia iniziale trasportata dai fotoni che generano il campo di radiazione è descritta dal logaritmo dell'intensità di radiazione elettromagnetica  $I(\nu)$ . Dal grafico si evince che a basse frequenze (corrispondenti a fotoni con basse energie), l'intensità della radiazione è direttamente proporzionale alla frequenza di radiazione.

All'aumentare della frequenza di radiazione si raggiunge il valore limite  $\frac{\nu}{\gamma^2\nu_0} = 4$  in corrispondenza del quale si verifica un netto cut-off, corrispondente al valore massimo di energia guadagnata dai fotoni nel processo di diffusione; infatti,  $4\gamma^2 = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$  e quindi  $\varepsilon = 4\gamma^2\varepsilon_0$  che è l'espressione (2.9).<sup>[3],[5]</sup>

In astrofisica solitamente si ha a che fare con elettroni ultrarelativistici per i quali il valore del fattore di Lorentz è  $\gamma \sim 10^3$ . Dallo spettro di radiazione si può osservare come i fotoni che interagiscono con elettroni ultrarelativistici, tramite Compton Inverso, possano acquistare energie enormi, compiendo un salto a frequenze molto maggiori dello spettro elettromagnetico rispetto alla frequenza  $\nu_0$  che avevano prima dell'interazione.<sup>[4]</sup>

### 3 APPLICAZIONI ASTROFISICHE

La radiazione elettromagnetica diffusa per Compton Inverso veste un ruolo di grande importanza in astrofisica e viene osservata soprattutto in combinazione con emissione di sincrotrone e diffusione Compton "classica". Per quanto discusso in precedenza, lo scattering Compton Inverso porta fotoni poco energetici a raggiungere energie estremamente elevate, le quali sono meno comuni da osservare e possiedono origini più misteriose. In questo capitolo saranno illustrate le più importanti situazioni astrofisiche nelle quali si inserisce il meccanismo di Compton Inverso.

#### 3.1 SYNCHROTRON SELF-COMPTON (SSC)

Esaminando sorgenti caratterizzate da regioni molto compatte, è possibile osservare un fenomeno particolare chiamato *Synchrotron Self-Compton (SSC)*. Nel caso in cui la regione compatta sia magnetizzata e popolata da elettroni relativistici, essi – interagendo con il campo magnetico – verranno accelerati ed emetteranno una radiazione detta *radiazione di sincrotrone*, riempiendo quindi la regione di fotoni. Più la regione è compatta, più i fotoni emessi per sincrotrone avranno un'elevata probabilità di interagire di nuovo con gli stessi elettroni, in particolare mediante il processo Compton Inverso.

Nel SSC, quindi, gli elettroni relativistici vestono due ruoli fondamentali: all'inizio emettono radiazione di sincrotrone, caratterizzata da fotoni poco energetici, con frequenze tipiche del radio; infine sono responsabili della diffusione degli stessi fotoni ad energie estremamente elevate, tipiche dei raggi X e gamma, mediante Compton Inverso. Di conseguenza, nella descrizione del fenomeno, è necessario considerare le perdite energetiche subite dagli elettroni nell'emissione di sincrotrone unitamente a quelle dovute allo scattering Compton Inverso.<sup>[3],[4]</sup>

L'energia emessa per unità di tempo, in maniera isotropa, durante la radiazione di sincrotrone è data dall'espressione

$$-\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{sync} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2U_H \quad (3.1)$$

dove  $U_H$  rappresenta la densità di energia del campo magnetico presente all'interno della regione.

Le perdite energetiche dovute alla diffusione per Compton Inverso, invece, sono date dall'espressione (2.14), riportata di seguito per completezza

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

I segni meno indicano una perdita di energia.

Volendo calcolare la perdita energetica per i due processi combinati, è necessario sommare la (2.14) con (3.1), si ottiene:

$$-\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{sync+IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2(U_H + U_{rad})$$

Essendo i fotoni stessi responsabili della densità di energia del campo di radiazione, è chiaro che  $U_{rad} = U_{ph}$ . Inoltre, poiché  $U_H = H^2/8\pi$  si ottiene l'espressione relativa alle perdite energetiche dell'intero processo SSC:

$$-\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{sync+IC} = \frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2\beta^2(H^2 + 8\pi U_{ph}) \quad (3.2)$$

### 3.1.1 Gamma-ray bursts: il caso di Grb 190114C

Precedentemente è stato illustrato il processo SSC, grazie al quale, in alcune regioni dense dello spazio, è possibile che fotoni poco energetici emessi per sincrotrone possano essere diffusi (dagli stessi elettroni relativistici che li hanno generati) fino a raggiungere energie dei raggi gamma. L'osservazione dell'universo a raggi gamma risale alla seconda metà del secolo scorso e raggiunge l'apice dell'interesse di fronte alla scoperta di eventi di breve durata ma di energia devastante, lampi che vengono chiamati *Gamma-ray bursts*. I Grb sono fenomeni di emissione rapida e intensa di raggi gamma che coinvolgono energie corrispondenti a quelle di miliardi di galassie. La loro durata può andare da qualche millisecondo a qualche minuto: per convenzione, fino a due secondi si parla di *short Grb* mentre per tempi superiori si parla di *long Grb*. La scoperta di fenomeni di questo tipo risale ai primi anni Settanta del Novecento, dove in piena guerra fredda i satelliti americani Vela – deputati a monitorare il rispetto del Trattato sulla messa al bando parziale dei test nucleari (1963) – captarono per la prima volta segnali isotropi di breve periodo ed altissima energia, dell'ordine appunto dei raggi gamma. Da allora i Grb sono al centro degli studi cosmologici finalizzati a comprenderne la natura e, con l'avanzamento e lo sviluppo di tecnologie più avanzate e specifiche, nel corso degli anni è stato possibile caratterizzare sempre di più alcune loro proprietà, come ad esempio le distanze alle quali si trovano gli oggetti che generano questi lampi gamma.<sup>[12],[13]</sup> Nel gennaio del 2019 è stato osservato Grb 190114C, un lampo gamma “lungo” (*long Grb*) caratterizzato da un'emissione *prompt* con durata maggiore di due secondi e di particolare interesse per gli argomenti trattati in questo paragrafo. Secondo i ricercatori, il getto che ha dato origine a questo Grb probabilmente è stato prodotto a seguito

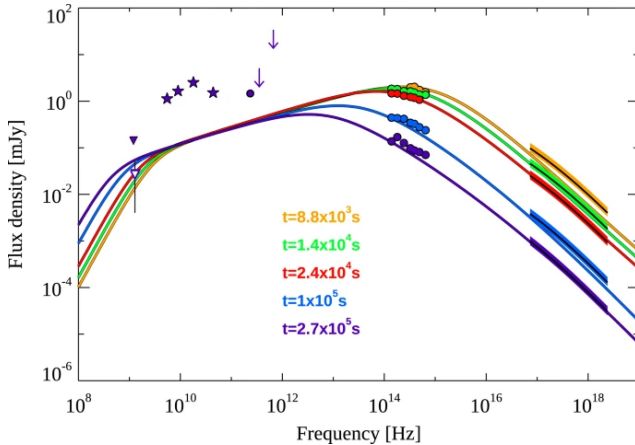


Figura 3. 1: Distribuzione spettrale di energia (SED) di Grb 190114C dal radio ai raggi X in differenti periodi.

del collasso di una stella massiccia, con la conseguente nascita di un oggetto compatto, in una galassia a spirale situata circa a cinque miliardi di anni luce di distanza dalla Terra.<sup>[6],[13]</sup> Grb 190114C è più energetico rispetto alla media dei *Gamma-ray bursts* osservati di solito, ma la sua caratteristica peculiare è la combinazione, piuttosto rara, di grande luminosità e relativa vicinanza a noi. Questa combinazione di fattori ha fatto in modo che il flusso di radiazione ricevuto da questo Grb a tutte le frequenze fosse particolarmente alto, in modo da poter ottenere spettri di emissione abbastanza precisi. L'emissione gamma di questo Grb ha raggiunto la banda energetica dell'ordine dei TeV ( $10^{12}$  elettronvolt), la quale era ancora inesplorata per questo tipo di fenomeni. Gli scienziati ritengono che questa enorme energia sia stata raggiunta tramite il processo di SSC. I Grb producono, nella loro interazione con la materia presente nel mezzo esterno, una radiazione di sincrotrone; i fotoni di sincrotrone però non raggiungono le energie dei TeV. Di conseguenza una parte di essi, prima di lasciare la sorgente e viaggiare verso di noi, si scontra nuovamente con gli elettroni ultrarelativistici, venendo diffusi ad energie dei TeV tramite l'effetto Compton Inverso.

Questa scoperta è di fondamentale importanza in quanto dimostra la presenza di scattering Compton Inverso nel meccanismo di formazione dei Grb. Infatti, precedentemente erano stati osservati solamente una manciata di fotoni per ogni Grb con energia al massimo di 100 GeV. Nonostante si fosse ipotizzato che questi sporadici eventi fossero un'indicazione della presenza di Compton Inverso, le incertezze sul processo con cui gli elettroni vengono accelerati e sull'energia massima che possono raggiungere non permetteva di escludere con certezza che si trattasse di fotoni di sincrotrone. Inoltre, la forma dello spettro di radiazione rivela la presenza di due picchi, e quindi di due componenti di emissione: una identificabile con il sincrotrone, e una a più alte energie identificabile con il Compton Inverso, come mostrato in Figura 3.1. Secondo i ricercatori, l'osservazione di Grb 190114C avrà numerose conseguenze sulla comprensione dell'origine dei lampi gamma. Infatti, l'emissione di Compton Inverso porta con sé tutta una serie di informazioni aggiuntive sulle regioni dove la radiazione viene prodotta, in quanto presenta caratteristiche specifiche come la luminosità, l'energia tipica a cui viene emesso, l'andamento in funzione del tempo. Lo studio e la combinazione di questi parametri permetteranno, nel tempo, agli scienziati di ottenere alcune stime sulle proprietà dell'ambiente in cui il Grb è esploso, sui meccanismi di accelerazione delle particelle e sulle proprietà dei getti.<sup>[6],[13],[14]</sup>

### 3.1.2 Bolle di Fermi

Nel corso degli anni, in seguito alla scoperta dei Gamma-ray burst, sono stati sviluppati strumenti molto più moderni e specifici per l'osservazione dell'universo ad alte energie. Uno di questi è il *Fermi Gamma-ray Large Area Space Telescope* (abbreviato GLAST o Fermi/LAT), un telescopio spaziale concepito per lo studio della radiazione elettromagnetica emessa da corpi celesti nell'intervallo di energie tra 8 keV e 300 GeV, tipiche dei raggi gamma.

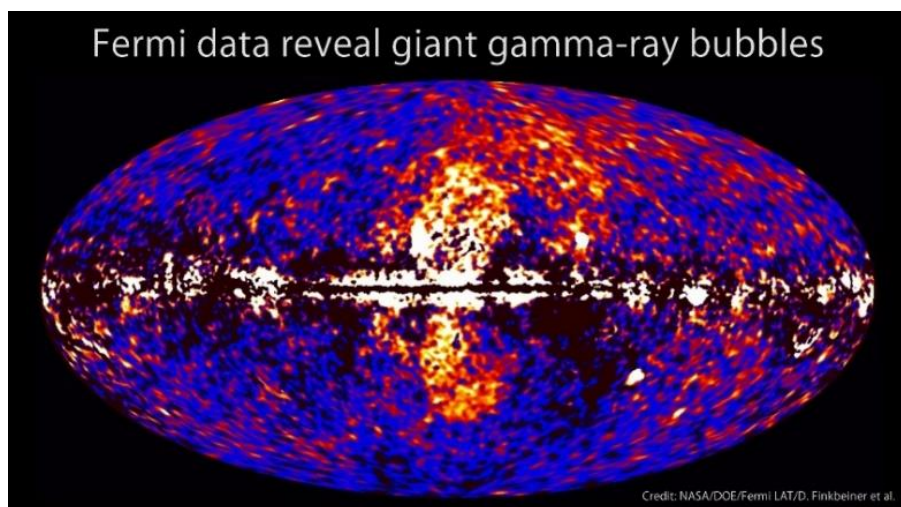


Figura 3. 2: Immagine ottenuta processando i dati della mappa di radiazione gamma della Via Lattea prodotta dal Fermi/LAT. Al centro sono ben visibili le Bolle di Fermi

Tra le scoperte più importanti del Fermi/LAT risaltano le cosiddette *Bolle di Fermi*: due gigantesche emissioni di raggi X e gamma, intraviste per la prima volta nel 2003 da un satellite spia e poi individuate e delineate, nel 2010, da un gruppo di scienziati dell'*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics*, sulla base dei dati raccolti dal GLAST (Figura 3.2).

A livello geometrico, si tratta di due regioni a forma di bolla, centrate a longitudine galattica zero e con estensione di 25.000 anni luce ciascuna, poste in modo ortogonale al piano della nostra galassia. Su queste scale, le Bolle di Fermi costituiscono la prima evidenza di un *outflow* dal centro all'esterno della Via Lattea.<sup>[7],[12],[15]</sup>

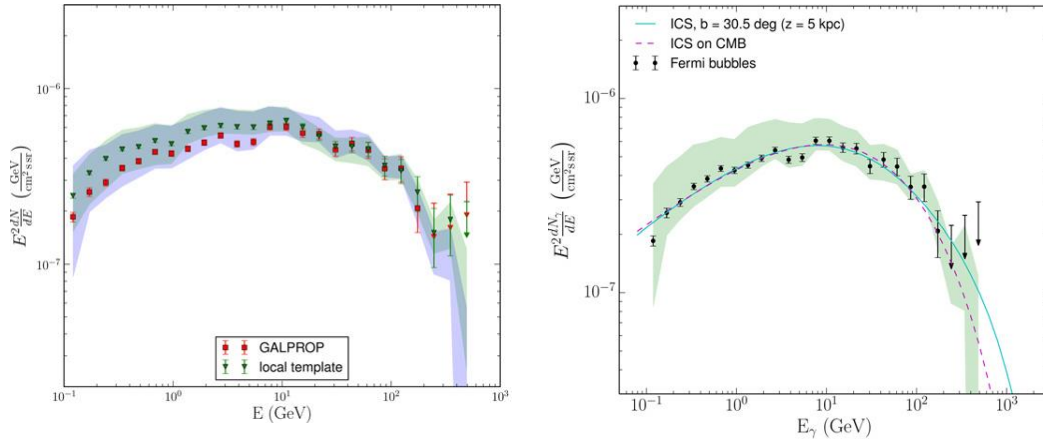


Figura 3. 3: (a): SED delle Bolle di Fermi ottenuta utilizzando il modello GALPROP (quadrati rossi) e il modello di analisi locale (triangoli verdi). Le bande ombreggiate sono incertezze sistematiche dovute alle procedure di analisi. (b): Due modelli di Compton Inverso che si adattano allo spettro di raggi gamma delle Bolle di Fermi. La linea tratteggiata è lo spettro degli elettroni che fanno IC solo con i fotoni di CMB.

Uno studio del 2014 (M. Ackermann *et al*, 2014, *ApJ* 793 64) ha utilizzato diversi modelli matematici (GALPROP templates e Local template Analysis) per tracciare la distribuzione spettrale di energia (SED) delle Bolle di Fermi.

La SED si estende in energia da alcune centinaia di MeV ad alcune centinaia di GeV, come mostrato in Figura 3.3(a). A basse energie lo spettro appare abbastanza ripido, ma ad alte energie è evidente un attenuamento spettrale seguito da un cut-off esponenziale. Questa forma spettrale fu immediatamente oggetto di speculazione riguardo l'origine fisica dei raggi gamma provenienti dalle Bolle di Fermi. La spiegazione più plausibile deriva dal confronto dello spettro delle bolle con modelli spettrali di produzione di raggi gamma, tra cui lo scattering Compton Inverso. In particolare, si è notato che il modello di emissione da Compton Inverso rispecchia il profilo spettrale delle Bolle di Fermi, suggerendo quest'ultimo come processo principale responsabile dell'emissione gamma di queste regioni (Figura 3.3(b)).<sup>[8],[16]</sup> Uno studio successivo, del 2019 (P. Mertsch & V. Petrosian, 2019), ha rilevato anche una forte emissione nella banda delle microonde proveniente dalle bolle – basandosi sui dati di M. Ackerman *et al* – e ha sviluppato modelli relativi ai meccanismi di accelerazione, trasporto ed emissione delle particelle, in modo da spiegare le caratteristiche morfologiche e spettrali osservate nelle Bolle di Fermi. Il modello più idoneo risulta essere quello in cui i raggi gamma e le microonde possono essere riprodotte dall'emissione di Compton Inverso e sincrotrone (e dalla combinazione dei due processi nel SSC) da parte di elettroni relativistici, i quali vengono accelerati dalla turbolenza generata in una sorta di guscio esternamente fluente e leggermente supersonico. Perciò, secondo i ricercatori, gli scenari più probabili sono due: il primo quello in cui le bolle siano gonfiate da un “vento di radiazione” alimentato da zone di formazione stellare o attività di esplosione stellare; il secondo presume che le bolle siano state gonfiate dall'attività passata del buco nero supermassiccio al centro della Via Lattea. In conclusione allo studio, gli scienziati affermano che “I processi relativi agli scenari di formazione elencati, modellano la struttura galattica su scale più ampie e come tali le bolle di Fermi permettono di studiare il feedback galattico nel nostro cortile. Inoltre, data la loro importanza nei raggi gamma, sono un'arena importante per gli studi riguardanti le fonti di emissioni diffuse di GeV, come la ricerca di segnali provenienti dall'auto-annichilazione o dal decadimento della materia oscura”.<sup>[7]</sup>

### 3.1.3 Catastrofe Compton e AGN

Tornando alle espressioni relative alle perdite energetiche per sincrotrone (3.1) e Compton Inverso (2.14), traspare una forte similitudine tra le due.

Difatti, il rapporto risulta:

$$\frac{(d\varepsilon/dt)_{IC}}{(d\varepsilon/dt)_{sync}} = \frac{U_{ph}}{U_H} \quad (3.3)$$

Considerando una regione sferica di raggio  $R$ , colma di plasma ultrarelativistico magnetizzato, posta a distanza  $d$  da un osservatore che analizza il processo SSC all'interno di essa. Come detto in precedenza, i fotoni poco energetici emessi per sincrotrone vengono scatterati per Compton Inverso dagli elettroni ultrarelativistici ad energie molto elevate. Poiché la sorgente è compatta, si verifica il fenomeno di autoassorbimento di sincrotrone: i fotoni emessi per sincrotrone cedono la propria energia agli elettroni relativistici, i quali emettono altri fotoni, in un ciclo senza fine; il risultato è che la radiazione non riesce ad uscire dalla regione dove viene emessa. La densità di flusso di radiazione è data da:

$$S(\nu) = 2kT_e \frac{\nu^2}{c^2} \Omega$$

dove  $\Omega \approx \theta^2 = R^2/d^2$  è l'angolo solido sotteso dalla sorgente e  $k$  è la costante di Boltzmann (per ottenere il flusso è stata utilizzata l'approssimazione di corpo nero, valida per sorgenti molto brillanti). Il termine  $T_e$  rappresenta la temperatura termica degli elettroni, la quale corrisponde ad un elettrone relativistico con energia totale  $\varepsilon = \gamma m_e c^2 = 3kT_e$ . Nel caso in cui nella sorgente sia presente autoassorbimento, è possibile assumere la temperatura degli elettroni relativistici uguale alla temperatura di brillantezza  $T_B$  della sorgente,  $T_e = T_B$ . La temperatura di brillantezza  $T_B$  è la temperatura di un corpo nero che emette, alla frequenza data, un'intensità di radiazione  $I(\nu)$  pari a quella osservata. Nell'approssimazione di corpo nero si assume che il campo di radiazione sia descritto dalla funzione di Planck  $B(\nu, T)$  che rappresenta la brillantezza della sorgente, di conseguenza è possibile scrivere  $I(\nu) = B(\nu, T)$ . Le relazioni che legano luminosità specifica, flusso e brillantezza superficiale di una sorgente sono  $L(\nu) = 4\pi d^2 S(\nu)$  e  $B(\nu) = S(\nu)/d\Omega$ , di conseguenza la luminosità radio della sorgente, dovuta all'emissione di sincrotrone è pari a

$$L(\nu) \approx \frac{8\pi k T_B}{c^2} \nu^2 R^2 \quad (3.4)$$

Ragionando in ordini di grandezza, la luminosità bolometrica corrisponde circa a  $L \sim L(\nu)\nu$ . A questo punto è possibile ricavare la densità di energia  $U_{rad}$  dell'emissione di radiazione:

$$U_{rad} = \frac{4\pi}{c} B(\nu) \sim \frac{L(\nu)\nu}{4\pi c R^2}$$

Sostituendo  $L(\nu)$  con l'espressione (3.4), si ottiene la densità del campo di radiazione per l'emissione di sincrotrone:

$$U_{rad} \approx 2kT_B \frac{\nu^3}{c^3} \quad (3.5)$$

Ora, il fatto interessante è che inserendo questo risultato nell'equazione (3.3), si ottiene un'espressione più esplicita del rapporto tra perdite energetiche per sincrotrone e IC.

Indicando con  $\eta$  tale valore adimensionale e ricordando che  $U_{rad} = U_{ph}$ , si ottiene:

$$\eta = \frac{(d\varepsilon/dt)_{IC}}{(d\varepsilon/dt)_{sync}} = \frac{U_{rad}}{U_H} = \frac{16\pi k T_B \nu^3}{H^2 c^3} \quad (3.6)$$

Dalla (3.6) è chiaro che se  $\eta > 1$ , le perdite energetiche degli elettroni per Compton Inverso sono superiori a quelle per sincrotrone. Ciò significa che i fotoni radio, provenienti dall'emissione di sincrotrone, fungono anche da fotoni "seme" per lo scattering Compton Inverso e in buona parte vengono diffusi a energie più elevate dagli stessi elettroni che li

hanno generati. Nelle sorgenti compatte dove è presente il fenomeno dell'autoassorbimento di sincrotrone, è possibile ricavare il valore del campo magnetico  $H$ . Esprimendo tale valore in termini di osservabili si ricava

$$\eta = \left( \frac{324e^2 k^5}{\pi m_e^6 c^{13}} \right) \nu T_B^5 \quad (3.7)$$

dove  $e = -1.602 \cdot 10^{19} C$  è la carica dell'elettrone. Sostituendo i valori delle costanti, per  $\eta = 1$  si ha:

$$T_B = 10^{12} \left( \frac{1GHz}{\nu} \right)^{1/5} K \quad (3.8)$$

Volendo interpretare le formule (3.7) e (3.8), è palese che se la temperatura di una radiosorgente è superiore a  $T_B \approx 10^{12} K$ , il rapporto  $\eta$  è maggiore di 1. In questa situazione, i fotoni radio poco energetici emessi dagli elettroni relativistici per sincrotrone verranno scatterati verso i raggi X dagli stessi. Poiché  $\eta > 1$ , si avrà  $(d\varepsilon/dt)_{IC} > (d\varepsilon/dt)_{sync}$ , quindi la densità di energia dei raggi X (prodotti per IC) sarà maggiore rispetto a quella dei fotoni radio (prodotti per sincrotrone); di conseguenza gli elettroni subiranno perdite energetiche ancora maggiori, diffondendo tali fotoni dalla banda X ai raggi gamma. Allo stesso modo, i raggi gamma avranno densità di energia maggiore rispetto ai raggi X, pertanto le perdite energetiche degli elettroni aumenteranno ulteriormente ed essi diffonderanno tali fotoni dai raggi gamma a frequenze ancora superiori. Perciò è evidente che il valore  $T_{B,max} \approx 10^{12} K$  rappresenta un limite massimo alla temperatura di brillantezza di una radiosorgente compatta: per temperature superiori lo scattering Compton Inverso domina completamente i processi radiativi. Il tempo di vita radiativo degli elettroni è dato dal tempo di raffreddamento, definito come  $t^* = \frac{\varepsilon}{d\varepsilon/dt}$ ; essendo molto elevate le perdite energetiche per IC, gli elettroni vivono poco e quindi la radiosorgente si raffredda molto rapidamente. Questo fenomeno è noto come *Catastrofe Compton* e viene osservato solitamente in sorgenti compatte e brillanti.

A dire il vero sono state osservate sorgenti compatte con  $T_B > 10^{12} K$  dalle quali, per quanto affermato in precedenza, ci si aspetterebbe un'enorme emissione di radiazione nelle bande X e gamma. Tuttavia, nel momento in cui si osserva la sorgente a tali frequenze, non viene rilevata alcuna emissione "catastrofica". È questo il caso dei getti radio compatti espulsi dai poli di Nuclei Galattici Attivi (AGN). In tali getti il materiale viaggia a velocità prossime a quelle della luce, di conseguenza la radiazione è soggetta all'effetto Doppler relativistico. Perciò, sia la temperatura di brillantezza che la frequenza osservate vengono amplificate da questo effetto di un fattore  $\alpha$ ,  $T_{B,oss} = \alpha T_B$  e  $\nu_{oss} = \alpha \nu$ . Poiché il rapporto tra perdite energetiche per Compton Inverso e sincrotrone  $\eta$  dipende da  $\nu T_B^5$ , si ha che, nel caso di una radiosorgente compatta composta da particelle in moto relativistico,  $\eta \propto \alpha^6$ . Di conseguenza, quando  $\alpha \gg 1$ , è possibile che il valore osservato  $T_{B,oss}$  superi sensibilmente il limite di  $10^{12} K$ , senza provocare alcuna Catastrofe Compton. <sup>[3],[4],[17]</sup>

### 3.2 COMPTONIZZAZIONE

Ogni volta che viene osservata una sorgente il cui spettro di emissione viene modificato dai processi di scattering Compton e Compton Inverso, si verifica un fenomeno detto *Comptonizzazione*. Ciò si verifica in plasmi molto caldi e abbastanza rarefatti, nei quali si hanno innumerevoli scambi di energia tra le particelle che li compongono. Nel caso in cui il plasma sia costituito da elettroni caldi, non relativistici, in equilibrio termico, essi hanno una distribuzione termica delle velocità alla temperatura di equilibrio, cioè  $\frac{3}{2} kT \approx \frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle$ .



Volendo valutare la presenza di una sostanziale variazione nello spettro dei fotoni “seme” in seguito a scattering multipli da parte degli elettroni, il processo verrà discusso dal punto di vista dei primi. Si suppone la condizione  $h\nu \ll m_e c^2$ .

Nel caso in cui i fotoni interagiscono con gli elettroni mediante scattering Compton, essi trasferiranno una parte della loro energia agli elettroni:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_{ph} \approx -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (3.9)$$

Viceversa, se i fotoni guadagneranno energia, dopo aver interagito con gli elettroni, si verifica lo scattering Compton Inverso. Dall’espressione (2.15), in regime non relativistico con  $\gamma \approx 1$  e  $\beta \neq 1$ , si ottiene l’energia trasferita dagli elettroni ai fotoni:

$$\left\langle \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle_{el} \approx \frac{4}{3} \left( \frac{v}{c} \right)^2 = \frac{4}{3} \frac{3kT}{m_e c^2} = \frac{4kT}{m_e c^2} \quad (3.10)$$

Di conseguenza l’energia netta trasferita nel caso di scattering multipli (Comptonizzazione) si ricava sommando la (3.10) alla (3.9):

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4kT - h\nu}{m_e c^2} \quad (3.11)$$

Dalla (3.11) è chiaro che lo scattering Compton Inverso diventa il processo dominante nel caso in cui  $4kT \gg h\nu$ : i fotoni guadagnano energia interagendo con gli elettroni che costituiscono il plasma, il quale successivamente si raffredda. Considerando questa situazione in una regione di spazio di dimensione  $D$  – costituita da un plasma termico di elettroni – è possibile definire l’opacità allo scattering  $\tau_e$  come il prodotto tra la densità numerica degli elettroni  $n_e$ , la loro sezione d’urto Thompson  $\sigma_T$  e le dimensioni della regione

$$\tau_e = n_e \sigma_T D = \frac{D}{l_{ph}} \quad (3.12)$$

dove  $l_{ph} = \frac{1}{n_e \sigma_T}$  rappresenta il libero cammino medio dei fotoni. Di conseguenza, il numero totale di collisioni che un fotone subirà prima di uscire dalla regione di dimensione  $D$  è dato da  $N = \left( \frac{D}{l_{ph}} \right)^2 = \tau_e^2$ . A questo punto è possibile introdurre un parametro fondamentale nella caratterizzazione degli scattering multipli, il *parametro Compton*  $y$ . Esso determina l’efficienza di trasferimento di energia dal plasma termico ai fotoni, cioè se il fotone cambia significativamente la sua energia nell’attraversare la regione, e viene definito come segue:

$$y = \frac{kT}{m_e c^2} N = \frac{kT n_e^2 \sigma_T^2 D^2}{m_e c^2} \quad (3.13)$$

Si evidenzia la forte dipendenza del parametro Compton  $y$  dalla temperatura e dal quadrato delle dimensioni della regione e della densità numerica di elettroni ( $y \propto T n_e^2 D^2$ ).

Confrontando le espressioni (3.12) e (3.13) è chiaro che il valore del parametro  $y$  è correlato al quadrato dell’opacità ( $y \propto \tau_e^2$ ), di conseguenza è possibile affermare che la modifica dello spettro dei fotoni “seme” è sempre più accentuata all’aumentare dell’opacità. In particolare:

- Se  $y \ll 1 \rightarrow \tau_e^2 \ll 1$  ci si trova in *regime otticamente sottile*, con densità di elettroni basse o dimensioni della regione ridotte. In questo caso lo spettro dei fotoni “seme” viene modificato solo leggermente.

- Se  $y \gg 1 \rightarrow \tau_e^2 \gg 1$  ci si trova in *regime otticamente spesso*, con densità elettroniche alte o dimensioni della regione notevoli. In queste circostanze lo spettro dei fotoni “seme” viene fortemente modificato. [3],[4],[5]

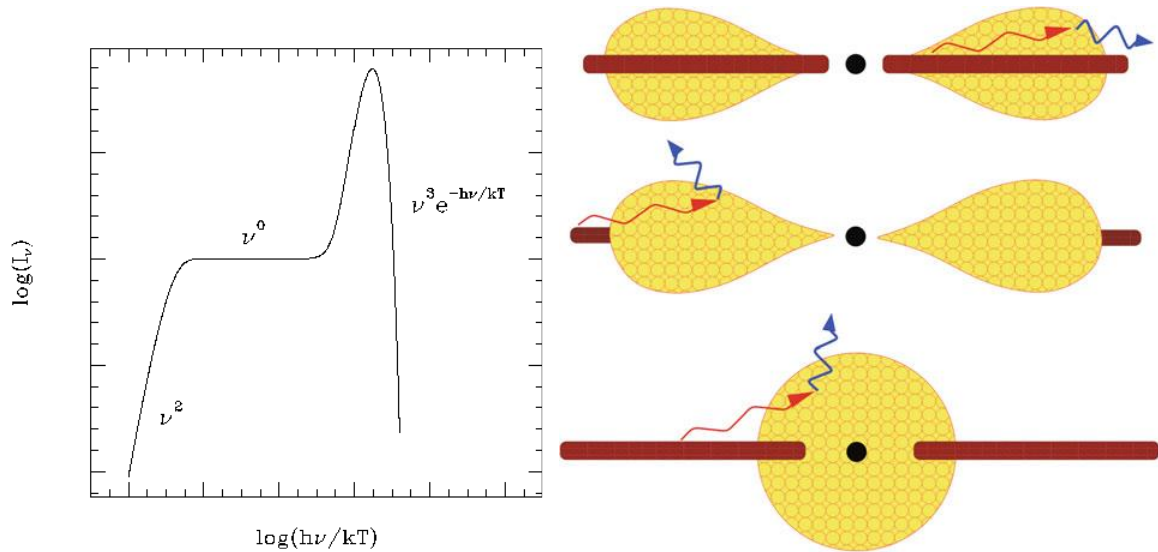


Figura 3. 4: (a): spettro di Bremsstrahlung termica modificato dalla Comptonizzazione. (b): possibili rappresentazioni geometriche di buco nero (nero), disco di accrescimento (marrone) e corona (giallo) caratterizzata dalla Comptonizzazione.

In regime otticamente spesso, ad un certo punto la Comptonizzazione viene saturata: i fotoni hanno guadagnato energia tramite scattering Compton Inverso fino a raggiungere il valore di equilibrio  $h\nu = 4kT$ , gli scambi energetici tra fotoni ed elettroni che compongono il plasma cessano e lo spettro non subisce più variazioni. Un esempio di questo meccanismo è illustrato in Figura 3.4 (a) dove è rappresentato uno spettro di Bremsstrahlung termica modificato dalla Comptonizzazione in un mezzo otticamente spesso. La Bremsstrahlung termica è un processo di radiazione che si verifica solitamente in nubi di gas composte da nuclei atomici (ioni) ed elettroni all’equilibrio termodinamico. Nella Bremsstrahlung i principali emettitori sono gli elettroni, i quali entrando nel campo coulombiano dei nuclei, subiscono una decelerazione e irradiano l’energia cinetica da loro persa sottoforma di fotoni. A basse frequenze (banda Radio) e in regime otticamente spesso, anche la Bremsstrahlung può andare in contro al fenomeno dell’autoassorbimento il quale provoca un irripidimento dello spettro ( $I(\nu) \propto \nu^2$ ), fino a raggiungere frequenze per cui il regime diventa otticamente sottile, cioè  $I(\nu \propto \nu^0)$ . Ad alte frequenze entra in gioco la Comptonizzazione: i fotoni hanno subito numerosissimi scattering di tipo Compton e Compton Inverso, lo spettro viene fortemente modificato e assume un profilo simile alla curva di Wien di Corpo Nero, del tipo  $I(\nu) \propto \nu^3 e^{-h\nu/kT}$ . [AP] Si pensa che la Comptonizzazione possa essere uno dei meccanismi responsabili del riscaldamento coronale negli AGN. Da dati relativi a osservazioni di AGN, la corona risulta raggiungere temperature molto più alte di quelle del disco di accrescimento, similmente a quanto accade nelle corone stellari, le quali risultano molto più calde rispetto alle superfici. In Figura 3.4 (b) viene ipotizzato il processo di Comptonizzazione nelle interazioni tra il disco di accrescimento e la corona. Nel disco vengono prodotti fotoni tipicamente UV e ottici. Essi, dirigendosi verso la corona (freccia rossa), interagiscono con gli elettroni molto energetici che la compongono. Gli elettroni della corona diffondono la radiazione proveniente dal disco per Compton Inverso (freccia blu), portando i fotoni provenienti dal disco a raggiungere energie tipiche dei raggi X.

Tuttavia, le caratteristiche spettroscopiche provenienti dall’osservazione degli AGN, suggeriscono la presenza di moltissimi altri processi di radiazione e meccanismi di riscaldamento coronale, molti dei quali risultano essere tuttora un mistero. [9],[10]

## BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Baggott. “*Parte terza: onda e particella*”. In *Massa. L'origine della materia dall'atomo dei greci alla meccanica quantistica*, traduzione di Franco Ligabue, 111-125. Milano: Adelphi, 2019.
- [2] F. Ravanini. “*Le basi storiche della Meccanica quantistica*”. In *Meccanica Quantistica, per il corso di Istituzioni di Fisica Teorica*, corso di laurea in Astronomia – Università di Bologna, 6-20. Bologna, 2017.
- [3] C. Fanti & R. Fanti. “*Interazioni fra fotoni ed elettroni*”. In *Una finestra sull'Universo “Invisibile”, lezioni di radioastronomia*, 5.1-5.10. Bologna, 2012.
- [4] D. Dallacasa. “*Processi di scattering*”. In *Appunti personali di Processi di radiazione e MHD*, corso di laurea in Astronomia – Università di Bologna.
- [5] G. B. Rybicki & A. P. Lightman. “*Compton Scattering*”. In *Radiative process in astrophysics*, 195-223. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004
- [6] P. Veres et Al. “*Observation of inverse Compton emission from a long  $\gamma$ -ray burst*”. *Nature* 575, (Novembre 2019): 459-462. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1754-6>.
- [7] P. Mertsch & V. Petrosian. “*Fermi bubbles from stochastic acceleration of electrons in a Galactic outflow*”. *Astronomy & Astrophysics* 622, n. A203 (Febbraio 2019): 1-13. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833999>.
- [8] M. Ackermann et Al. “*The spectrum and morphology of the Fermi bubbles*”. *The Astrophysical Journal* 793, n. 64 (Settembre 2014): 13-27. doi 10.1088/0004-637X/793/1/64.
- [9] H. Noda. “*The Central Engine of AGNs*”. In *X-ray Studies of the Central Engine in Active Galactic Nuclei with Suzaku: Doctoral Thesis accepted by the University of Tokyo, Tokyo, Japan*, a cura di K. Makishima, 8-17. Singapore: Springer Science + Business Media, 2016. doi 10.1007/978-981-287-721-5.
- [10] S. Giupponi. “*Nuclei Galattici Attivi: Identificazione, struttura e innescamento*”. Tesi di laurea in Astronomia, Università degli studi di Padova, 2020. <https://www.researchgate.net/publication/344014794> AGN identificazione struttura e innescamento.

## Sitografia

- [11] A. Gandolfi. “*Arthur Holly Compton - AIF - Associazione per l'Insegnamento della Fisica*”. AIF - Associazione per l'Insegnamento della Fisica, 10 novembre 2022, <https://www.aif.it/fisico/biografia-arthur-holly-compton/>.

- [12] Associazione AstronomiAmo. “*L’Universo a raggi gamma*”. astronomiamo.it, 6 gennaio 2022, <https://www.astronomiamo.it/DivulgazioneAstronomica/Area/Universo%20e%20sua%20osservazione/L-universo-a-raggi-gamma>.
- [13] M. Malaspina. “*La stele di Rosetta dei lampi gamma*”. MEDIA INAF, 20 novembre 2019, <https://www.media.inaf.it/2019/11/20/grb-1901414c-nava/>.
- [14] M. Malaspina. “*Lampo gamma record: visto anche da Magic*”. MEDIA INAF, 17 gennaio 2019, <https://www.media.inaf.it/2019/01/17/grb190114c-magic/>.
- [15] T. Perrotto & L. Chandler. “*Fermi Telescope Finds Giant Structure in our Galaxy*”. NASA, 7 agosto 2017, [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/news/new-structure.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/new-structure.html).
- [16] NASA & Stanford University. “*The GALPROP code for cosmic-ray transport and diffuse emission production*”. Galprop.stanford.edu, sito a cura di Irina V. Malkova, 26 maggio 2017, <https://galprop.stanford.edu/>.
- [17] M. Giroletti. “*AGN, i nuclei galattici attivi*”. MEDIA INAF, 28 aprile 2017, <https://www.media.inaf.it/2017/04/28/agn-nuclei-galattici-attivi/>.