

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:
Chiara Circosta

Relatore:
Daniele Dallacasa



Sessione I°
Anno Accademico 2012/2013

Indice

Introduzione	2
1 Trattazione fisica del Compton inverso	3
1.1 Singolo scattering	3
1.2 Potenza emessa e spettro dello scattering	5
2 Applicazioni astrofisiche del Compton inverso	7
2.1 Comptonizzazione	7
2.2 Effetto Sunyaev-Zeldovich	11
2.3 Synchrotron self-Compton (SSC)	14
Bibliografia	17

Introduzione

Le interazioni tra particelle libere (come per esempio gli elettroni) e fotoni hanno modalità diverse a seconda dell'energia delle parti interagenti. Se l'elettrone viene assunto fermo e il fotone è poco energetico si parla di *diffusione Thomson*, in cui l'elettrone assorbe il fotone e lo riemette alla stessa frequenza della radiazione incidente. Se invece l'energia del fotone è minore ma quasi comparabile con l'energia a riposo dell'elettrone, quindi fotoni X e γ , il fotone trasferisce impulso all'elettrone che viene posto in movimento; il fotone, a cui viene sottratta energia, si sposta a frequenze minori. Si tratta in questo caso dell'*effetto Compton*. Viceversa, se l'elettrone ha energia sufficientemente elevata rispetto a quella del fotone, si avrà un trasferimento di energia dall'elettrone al fotone e da qui il nome *Compton inverso*. Questo è il processo radiativo che verrà approfondito, il quale si verifica quando gli elettroni sono relativistici, producendo radiazione alle lunghezze d'onda ottiche, X e γ . Lo scattering Compton inverso è un processo di fondamentale importanza in diversi campi dell'astrofisica, per esempio in una radiosorgente concorre con il sincrotrone per la determinazione delle perdite di energia degli elettroni, o in astrofisica delle alte energie l'applicazione della diffusione Compton è importante per lo studio dei getti di plasma emessi dai nuclei galattici attivi. Poichè l'energia del fotone diffuso aumenta di un fattore γ^2 , in quest'ultimo caso il processo di IC porta l'energia dei fotoni X a valori tipici della banda γ .

Diversi elementi astrofisici sono inoltre soggetti a fenomeni spiegabili tramite il processo IC: una popolazione di fotoni, attraversando una regione occupata da elettroni liberi, subirà una distorsione dello spettro a causa delle interazioni con il plasma (*Comptonizzazione*), un caso interessante e particolarmente studiato è quello dell'interazione tra la radiazione cosmica di fondo e gli ammassi di galassie (*effetto Sunyaev-Zeldovich*), discusso negli anni '60 dagli astronomi da cui prende il nome il fenomeno; se invece consideriamo una radiosorgente compatta in cui gli elettroni emettono fotoni radio per sincrotrone, questi ultimi potrebbero essere diffusi ad energie più elevate per scattering IC dagli stessi elettroni che li hanno prodotti (*processo Synchrotron self-Compton*). Il Compton inverso è quindi un importante strumento per la ricerca astrofisica attuale.

Capitolo 1

Trattazione fisica del Compton inverso

1.1 Singolo scattering

Lo scattering del Compton inverso è un processo radiativo nel quale un elettrone ultra-relativistico interagisce con un fotone a bassa energia e, in seguito alla collisione, quest'ultimo ha un guadagno energetico spostandosi a frequenze maggiori, a spese dell'energia cinetica dell'elettrone. Il guadagno energetico del fotone si può vedere confrontando l'interazione nel sistema di riferimento del laboratorio e nel sistema di riferimento in cui l'elettrone è a riposo: si analizza l'interazione in quest'ultimo sistema, dove si determina l'energia del fotone diffuso; le trasformazioni delle quantità ottenute nel sistema di riferimento del laboratorio permettono di ottenere l'energia finale del fotone.

Il trasferimento di energia dall'elettrone al fotone si ha quando l'elettrone ha energia cinetica sufficientemente elevata rispetto a quella del fotone, $\gamma m_e c^2 \gg h\nu$, dove m_e è la massa a riposo dell'elettrone pari a $9.1 \times 10^{-28} g$, $c = 3 \times 10^{10} cm/s$ è la velocità della luce, h è la costante di Planck uguale a $6.6 \times 10^{-27} erg s$, γ è il fattore di Lorentz. In questa trattazione, gli elettroni non sono considerati come particelle puntiformi, ma vengono visti dai fotoni come dei dischetti con una determinata area, la sezione d'urto, che rappresenta l'area geometrica associabile all'elettrone (il quale intercetta la radiazione incidente) ed esprime la probabilità dell'interazione tra le particelle in esame. In questo tipo di fenomeno la sezione d'urto riveste una notevole importanza, infatti non si può assumere sempre un valore costante: per energie del fotone tali che $h\nu \ll m_e c^2$, la sezione d'urto ha un valore costante $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} cm^2$, definita come sezione d'urto Thomson; per energie del fotone tali che $h\nu \sim m_e c^2$ l'approssimazione classica non vale più, bisogna tenere conto della correzione relativistica e utilizzare la sezione d'urto di Klein-Nishina la quale decresce all'aumentare dell'energia del fotone, questo significa che lo scattering diventa meno efficiente ad energie elevate.

Chiamiamo S il sistema di riferimento del laboratorio, S' il sistema di riferimento

in cui l'elettrone è a riposo e assumiamo che in S' $h\nu' \ll m_e c^2$ così da poter trascurare le correzioni relativistiche nella sezione d'urto di Klein-Nishina (la formula di Klein-Nishina che descrive la sezione d'urto, sotto la condizione $h\nu \ll m_e c^2$, dà un valore di σ pari a σ_T). La geometria dello scattering Compton inverso è illustrata in figura 1.1, la quale rappresenta la collisione tra un fotone e un elettrone relativistico vista in S e in S' .

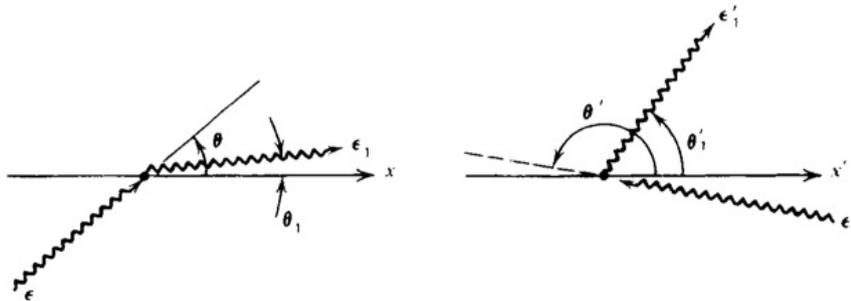


Figura 1.1: Geometria dello scattering nel sistema dell'osservatore (a sinistra) e in quello in cui l'elettrone è a riposo (a destra)

Se in S l'energia del fotone è $h\nu$ e l'angolo di incidenza è θ , la sua energia in S' è:

$$h\nu' = \gamma h\nu [1 - (v/c) \cos \theta] \quad (1.1)$$

in accordo con la formula dello spostamento Doppler relativistico. Poichè in S' $h\nu' \ll m_e c^2$, si applica lo scattering Thomson, secondo il quale l'energia del fotone resta quasi inalterata, e dunque:

$$h\nu'_f \approx h\nu'_i \left(1 - \frac{h\nu'_i}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right) \quad (1.2)$$

ottenuta espandendo al primo ordine l'equazione relativa allo scattering Compton

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.3)$$

nella quantità piccola $\frac{h\nu_i}{m_e c^2}$. Θ è l'angolo di deflessione in termini degli angoli della direzione dell'impulso prima e dopo l'interazione.

Ma nel sistema di riferimento del laboratorio il fotone ha ora energia:

$$h\nu_f = h\nu'_f \gamma (1 + \beta \cos \theta'_1) \quad (1.4)$$

dove $\beta = v/c$ è la velocità dell'elettrone in unità adimensionali e θ'_1 è l'angolo di deflessione dell'impulso del fotone dopo l'urto in S'. Confrontando le equazioni 1.1, 1.2 e 1.4 si vede che il fotone, dopo la collisione, ha in S un'energia γ^2 volte quella iniziale. Il guadagno massimo di energia per il fotone si ha per angoli $\theta = \pi$ e $\theta'_1 = 0$, condizione per cui l'interazione tra l'elettrone e il fotone è frontale. Il Compton inverso quindi converte fotoni a bassa energia in fotoni ad alta energia, in particolare in caso di elettroni iperrelativistici $\gamma \gg 1$, questi possono acquistare enormi quantità di energia in una sola collisione, rendendo questo processo il più efficace in assoluto per la generazione di fotoni di altissima energia.

1.2 Potenza emessa e spettro dello scattering

Per ottenere una relazione che descriva la potenza emessa dal processo di Inverse Compton, consideriamo una distribuzione isotropa di fotoni diffusi da una distribuzione isotropa di elettroni. L'interazione di Compton inverso in S' è uno scattering Thomson, quindi la perdita di energia dell'elettrone è data da:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \sigma_T c u'_{ph} \quad (1.5)$$

dove u'_{ph} è la densità di energia del campo di radiazione nel sistema di riferimento S', la quale risulta aumentata di un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^2$ rispetto a quella misurata dall'osservatore in quiete in S: un fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dall'effetto Doppler che aumenta l'energia dei singoli fotoni, l'altro fattore $[\gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ deriva dalla contrazione relativistica delle lunghezze per cui il volume si contrae nella direzione del moto, e quindi in S' aumenta il numero di fotoni per unità di volume. Mediando su tutti gli angoli si ottiene:

$$u'_{ph} = u_{ph} \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2\right). \quad (1.6)$$

La potenza emessa durante lo scattering Compton inverso è un invariante relativistico, $(dE/dt)' = (dE/dt)$, di conseguenza si ha:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{ph} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4}\right) \quad (1.7)$$

che corrisponde all'energia acquisita per unità di tempo dal campo di radiazione grazie allo scattering. Per avere l'energia totale guadagnata dal campo di radiazione in S

bisogna sottrarre l'energia che i fotoni avevano prima della diffusione, pari a $\sigma_T c u_{ph}$. Il rate di energia guadagnata risulta:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{ph} \gamma^2 \beta^2. \quad (1.8)$$

Se n_e è la densità numerica della popolazione di elettroni relativistici, l'emissività per unità di volume j_{IC} si ottiene moltiplicando la 1.8 per n_e .

Lo spettro della radiazione diffusa, in figura 1.2, è il risultato di un calcolo piuttosto lungo, non trattato in questa sede, in cui si assume un campo di radiazione incidente isotropo monocromatico con frequenza ν_0 . A basse frequenze la radiazione diffusa ha uno spettro nella forma $I(\nu) \propto \nu$, con un cut-off in corrispondenza dell'energia massima acquisibile.

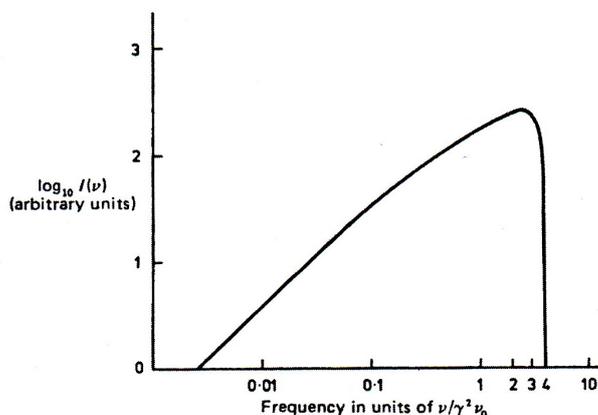


Figura 1.2: Spettro di emissione dello scattering Compton inverso

L'energia massima che il fotone può guadagnare corrisponde ad una situazione in cui si verifica un urto frontale, in cui la particella dopo l'interazione ripercorre la sua traiettoria iniziale. L'energia massima guadagnata è pari a $4\gamma^2 h\nu_0$. Il risultato generale per cui la frequenza dei fotoni diffusi da elettroni ultra-relativistici è $\nu \sim \gamma^2 \nu_0$, ha una profonda importanza in astrofisica delle alte energie. Consideriamo per esempio fotoni radio, infrarossi e ottici diffusi da elettroni con $\gamma = 1000$. Dopo lo scattering la radiazione avrà una frequenza circa 10^6 volte maggiore di quella iniziale. I fotoni radio con $\nu_0 = 10^9 \text{ Hz}$ diventano fotoni ultravioletti con $\nu = 10^{15} \text{ Hz}$; fotoni nel lontano infrarosso con $\nu_0 = 3 \times 10^{12} \text{ Hz}$ producono raggi X con frequenze di $3 \times 10^{18} \text{ Hz}$; infine fotoni ottici con $\nu_0 = 4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ diventano raggi γ con frequenze di $4 \times 10^{20} \text{ Hz}$. Il Compton inverso produce quindi fotoni ad energie elevatissime, ma diventa allo stesso tempo un importante canale di perdita energetica per elettroni relativistici quando interagiscono con un campo di radiazione con una densità di energia elevata.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche del Compton inverso

L'emissione di Compton inverso è un processo fondamentale in diversi fenomeni astrofisici, in questa sede verranno approfonditi alcuni aspetti già trattati durante il percorso di studi. Ad esempio se una popolazione di fotoni incontra una regione che contiene elettroni liberi, la diffusione Compton modificherà lo spettro dei fotoni: si parla quindi di Comptonizzazione. Questo fenomeno spiega inoltre la distorsione dello spettro della radiazione cosmica di fondo quando attraversa un ammasso di galassie: si tratta dell'effetto Sunyaev-Zeldovich. E ancora, in sorgenti molto compatte, i fotoni prodotti dagli elettroni per emissione di sincrotrone possono essere diffusi dagli stessi per inverse Compton, generando dei fenomeni molto interessanti: è il caso del Synchrotron self-Compton (SSC).

2.1 Comptonizzazione

Lo scattering Compton inverso può influire sullo spettro di una popolazione di fotoni che attraversa un plasma di elettroni liberi. Se gli elettroni sono più energetici dei fotoni, questi ultimi verranno diffusi ad energie maggiori; viceversa, se sono i fotoni ad essere più energetici, saranno gli elettroni ad essere diffusi ad energie più elevate. La modifica dello spettro dei fotoni per scattering Compton è detta *Comptonizzazione*. Una distribuzione di fotoni soggetta a ripetute diffusioni Compton risente quindi degli effetti dell'interazione sullo spettro e sull'energia totale. Bisogna però determinare quali sono le condizioni per le quali il processo altera in modo significativo le caratteristiche della popolazione di fotoni. Affinchè l'evoluzione dello spettro sia governata dallo scattering Compton il plasma deve essere rarefatto, in modo che altri processi radiativi non contribuiscano ad aggiungere fotoni al sistema. Ci focalizziamo sul regime non relativistico in cui $kT_e \ll m_e c^2$ ($k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$ è la costante di Boltzmann, T_e

è la temperatura cinetica degli elettroni), e riteniamo valida la condizione per l'utilizzo della sezione d'urto Thomson $h\nu \ll m_e c^2$; esaminiamo perciò il trasferimento di energia fra le due popolazioni interagenti. L'energia ceduta dal campo di fotoni agli elettroni stazionari per diffusione Compton, mediata su tutti gli angoli, è data da:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = -\frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (2.1)$$

Viceversa, il rate di guadagno energetico per i fotoni dovuto al Compton inverso, se gli elettroni hanno una distribuzione termica delle velocità a temperatura T_e per cui $\frac{1}{2}m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}kT_e$, è:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \quad (2.2)$$

Unendo i risultati ottenuti, si ricava l'equazione che descrive la frazione di energia scambiata nelle interazioni tra fotoni ed elettroni:

$$\left\langle \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right\rangle = \frac{4kT_e - h\nu}{m_e c^2} \quad (2.3)$$

Non ci sarà trasferimento di energia se $h\nu = 4kT_e$. L'energia verrà trasferita dagli elettroni ai fotoni se $4kT_e > h\nu$, viceversa se $h\nu > 4kT_e$ saranno i fotoni a cedere energia agli elettroni.

Prendiamo in esame il caso in cui gli elettroni sono molto più caldi dei fotoni, cioè $4kT_e \gg h\nu$; l'incremento medio di energia per collisione sarà $\frac{4kT_e}{m_e c^2}$ e si può valutare il numero di urti effettuati dai fotoni prima di lasciare la regione di scattering. Assumiamo una densità degli elettroni n_e e una dimensione della regione l , la profondità ottica sarà data da $\tau_e = n_e \sigma_T l$. Se $\tau_e \gg 1$ il fotone, prima di uscire dalla sorgente, percorrerà una traiettoria casuale attraversando una distanza $l \approx N^{1/2} \lambda_e$, dove $\lambda_e = (n_e \sigma_T)^{-1}$ è il libero cammino medio; risulta quindi un numero di urti $N = (l/\lambda_e)^2 = \tau_e^2$. Se $\tau_e \ll 1$ il numero di urti è τ_e (questi risultati provengono da calcoli statistici). Si può definire un parametro Compton per determinare quando l'energia del fotone verrà modificata significativamente dallo scattering durante l'attraversamento di un plasma:

$$y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \max(\tau_e, \tau_e^2) \quad (2.4)$$

detto *parametro di Comptonizzazione*; y è definito come il prodotto tra la frazione di energia media scambiata per scattering e il numero medio di interazioni, e descrive l'effetto cumulativo di tanti eventi di diffusione sull'energia del fotone. Questo significa che se y ha un valore elevato si ha un forte guadagno energetico e un numero di

interazioni molto alto. Possiamo ricavare una legge che descriva l'evoluzione temporale dell'energia dei fotoni considerando l'energia media acquistata dal fotone nell'unità di tempo

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon} = \frac{4kT_e - h\nu}{m_e c^2} dN \quad (2.5)$$

dove dN è il numero di urti nell'unità di tempo. Risolvendo l'equazione differenziale si ottiene:

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{e^{4y}}{1 + \frac{h\nu_0}{4kT_e} e^{4y}} \quad (2.6)$$

che rappresenta l'evoluzione dell'energia del fotone e $y = (kT_e/m_e c^2)N$ è la profondità ottica del mezzo. Quando $(h\nu_0/4kT_e)e^{4y}$ è piccolo, l'energia del fotone cresce con un andamento esponenziale, dato dalla legge $\epsilon = \epsilon_0 e^{4y}$. Quindi la Comptonizzazione varia in modo significativo lo spettro dei fotoni se $y \gtrsim \frac{1}{4}$. Tuttavia quando la popolazione di fotoni è soggetta ad una forte Comptonizzazione, $(h\nu_0/4kT_e)e^{4y} \gg 1$, la sua energia satura ad un valore di ϵ pari a $4kT_e$. Da qui l'importanza del parametro y : se $y \ll 1$ la sorgente non è abbastanza spessa da rendere possibile un numero elevato di urti, perciò lo spettro non cambierà in maniera apprezzabile e sarà trasferita una scarsa quantità di energia dagli elettroni ai fotoni; al contrario se $y \gg 1$ avremo una modifica consistente dello spettro e dell'energia dei fotoni. Il processo si arresta una volta raggiunto l'equilibrio termico, corrispondente all'energia di saturazione $h\nu = 4kT_e$, cioè quando l'energia dei fotoni e degli elettroni è comparabile. Una volta raggiunto l'equilibrio termico lo spettro modificato dei fotoni seguirà la legge di Bose-Einstein, poichè i fotoni sono bosoni, per cui la densità di energia è:

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT} + \mu\right) - 1 \right]^{-1} d\nu, \quad (2.7)$$

dove μ è il *potenziale chimico*. Nella distribuzione di Planck $\mu = 0$ e la densità di energia dei fotoni è determinata unicamente dalla temperatura di equilibrio di radiazione e materia. Se c'è molta discrepanza tra la densità numerica dei fotoni e la densità di energia della radiazione, lo spettro di equilibrio è dato dalla distribuzione di Bose-Einstein con potenziale chimico $\mu \neq 0$, il quale indica la presenza di una differenza nel numero di fotoni richiesto per avere un corpo nero alla stessa temperatura, quindi rispetto alla legge di Planck. Nel caso del Compton inverso, infatti, il numero di fotoni è costante ma varia l'energia media delle singole particelle, perciò la configurazione di equilibrio finale non può essere un corpo nero e si avrà un potenziale chimico determinato dal numero e dall'energia dei fotoni. Lo spettro è graficato in figura 2.1 per diversi valori

di μ . Nel caso limite in cui $\mu \gg 1$ lo spettro è quello di Wien ridotto di un fattore $e^{-\mu}$.

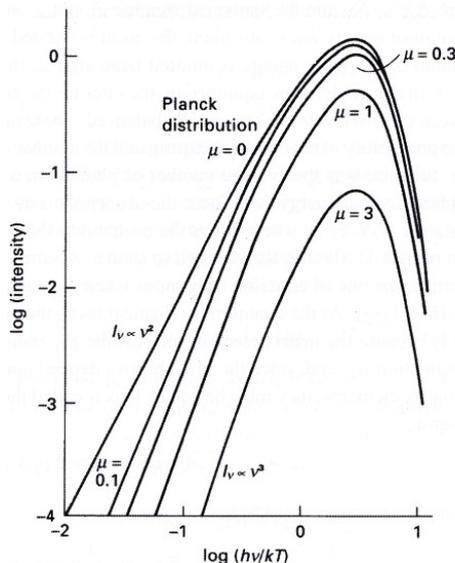


Figura 2.1: Spettro della distribuzione di Bose-Einstein per diversi valori del potenziale chimico

L'analisi dettagliata dell'evoluzione dello spettro dei fotoni, evoluzione indotta dalle interazioni ripetute con gli elettroni, richiede la risoluzione dell'equazione integrodifferenziale di Boltzmann, la quale descrive la variazione della densità dei fotoni nello spazio delle fasi in funzione della frequenza. Questo tipo di studio è molto complesso soprattutto se gli elettroni sono relativistici, in quanto l'energia trasferita per ogni interazione è elevata. Se si considerano elettroni non relativistici, la frazione di energia ceduta è piccola e l'equazione di Boltzmann può quindi essere espansa al secondo ordine rispetto a questa quantità, ottenendo l'equazione di Fokker-Planck. Quest'ultima, per fotoni diffusi da una popolazione di elettroni non relativistici e descritti da una distribuzione termica, fu derivata per primo da Kompaneets, ed è nota appunto come equazione di Kompaneets:

$$\frac{\partial n}{\partial t_c} = \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right) \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 (n' + n + n^2) \right] \quad (2.8)$$

dove $t_c \equiv n_e \sigma_T c t$ è il tempo in unità Compton, cioè misurato in unità del tempo medio tra le interazioni, $x = h\nu/kT_e$ e $n = u(\nu)c^3/8\pi h\nu^3$ è il numero di fotoni per unità di volume nello spazio delle fasi. Generalmente la soluzione dell'equazione di Kompaneets viene determinata numericamente. Esempi di sorgenti in cui sono state individuate le condizioni caratteristiche della Comptonizzazione sono il gas caldo nelle vicinanze delle

binarie X, i plasmi caldi nei nuclei delle galassie attive, il gas caldo intergalattico negli ammassi di galassie.

2.2 Effetto Sunyaev-Zeldovich

Lo scattering Compton inverso gioca un ruolo cruciale nell'interazione tra due elementi astrofisici fondamentali: la radiazione cosmica di fondo (CMB), e il gas caldo ionizzato (plasma) contenuto negli ammassi di galassie. La CMB è un fondo uniforme di fotoni a bassa energia che permea tutto l'universo, costituita da radiazione nelle microonde proveniente da tutte le direzioni, descritta da uno spettro di corpo nero a temperatura $T_r = 2.73 K$ ed energia media pari a $6.4 \times 10^{-4} eV$. Se una frazione di questi fotoni attraversa una regione estesa di gas caldo ionizzato con temperatura degli elettroni T_e molto maggiore di quella della radiazione, i fotoni saranno soggetti alla diffusione Compton e avranno un incremento della loro energia in seguito all'interazione; la radiazione sarà spostata a lunghezze d'onda minori, così come il picco nello spettro di corpo nero della CMB inalterata verrà traslato a frequenze più elevate. Osservazioni della CMB fatte attraverso un ricco ammasso di galassie potrebbero quindi rilevare, a frequenze più elevate rispetto al picco di uno spettro non alterato, un eccesso di fotoni, e viceversa a frequenze più basse una loro carenza. Questa distorsione dello spettro di corpo nero della CMB, dovuto alle interazioni Compton della radiazione di fondo con gli elettroni energetici del plasma dell'ammasso di galassie, è nota come *effetto Sunyaev-Zeldovich* o *S-Z*.

Consideriamo dei fotoni della CMB che attraversano un ammasso di galassie: per l'isotropia della radiazione di fondo, il numero totale di fotoni che arriva all'osservatore rimane inalterato, in quanto alcuni potrebbero essere deviati dalla linea di vista mentre altri, provenienti da direzioni diverse, potrebbero essere diffusi lungo la linea di vista in seguito all'interazione. Se la probabilità che i fotoni vengano diffusi all'interno della nube è bassa, la loro proporzione nella radiazione osservata sarà piccola. Una collisione frontale tra un fotone a bassa frequenza e un elettrone energetico porterà un guadagno di energia per il fotone, mentre una collisione in cui il fotone insegue l'elettrone porterà il fotone a energie più basse. Nel caso non relativistico questi effetti si cancellano statisticamente al primo ordine in v/c , però tenendo conto dello spostamento Doppler risulta un guadagno netto di energia per il fotone dell'ordine di $(v/c)^2$. Poiché l'energia di un fotone è $h\nu$, la frazione di frequenza guadagnata sarà uguale a quella di energia. In un plasma termico a temperatura T_e l'energia media degli elettroni è $\langle m_e v^2/2 \rangle = 3kT_e/2$, perciò la frazione di energia guadagnata è dell'ordine di $v^2/c^2 \approx 3kT_e/m_e c^2$. L'effetto complessivo del processo è di distorcere e traslare lo spettro della CMB a frequenze maggiori. Lo spettro risultante si trova risolvendo l'equazione di Kompaneets 2.8 in cui vengono eliminati i termini che descrivono il raffreddamento dei fotoni (n e n^2). Assumendo delle piccole distorsioni dello spettro, Sunyaev e Zeldovich introdussero

la soluzione di prova $n = (e^x - 1)^{-1}$ e, espandendo l'equazione di Kompaneets per valori piccoli di x , cioè nella regione di Rayleigh-Jeans dello spettro, ottennero la decrescita in intensità dello stesso:

$$\frac{\Delta I(\nu)}{I(\nu)} = -2y \quad (2.9)$$

dove $y = \int \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) \sigma_T n_e dl$ è la profondità ottica Compton.

In questo processo l'energia totale dello spettro della radiazione aumenta all'aumentare dell'energia guadagnata dai fotoni. Misurazioni della CMB nelle microonde in una direzione in cui è presente un ammasso di galassie, daranno dei valori dell'intensità, o equivalentemente della temperatura di antenna, minori di quelli di una porzione di cielo fuori dall'ammasso dove la temperatura di antenna rimane costante: la CMB è un segnale uniforme che decresce in corrispondenza di questi oggetti. Il profilo della temperatura di antenna di una ipotetica scansione attraverso un ammasso è rappresentato in figura 2.2 .

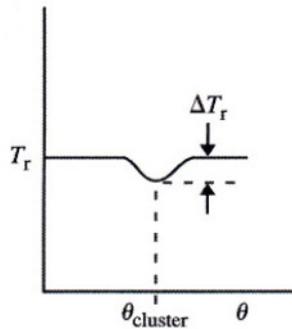


Figura 2.2: Temperatura di antenna in funzione della posizione in cielo

Ogni parte dello spettro modificato contiene fotoni diffusi a frequenze maggiori e minori rispetto a quelle dello spettro iniziale: nella regione che va come una legge di potenza, cioè la regione di Rayleigh-Jeans a bassa frequenza, lo spettro diffuso decresce, viene traslato verso destra ma continua ad essere descritto da una legge di potenza; a frequenze più elevate il turnover in corrispondenza del picco dello spettro porta ad una depressione nello spettro diffuso; infine nella regione di Wien, ad alte frequenze, lo spettro cresce in intensità. Per una data frequenza, sotto il punto di crossover l'intensità dello spettro diffuso è minore di quella dello spettro inalterato, viceversa sopra il punto di crossover. Il confronto tra lo spettro iniziale e quello diffuso è illustrato in figura 2.3. Lo spettro traslato della CMB non è uno spettro termico di corpo nero per una temperatura più elevata, altrimenti all'aumento della temperatura dovrebbe corrispondere un aumento della densità numerica dei fotoni e del flusso energetico. Queste caratteristiche non sono osservate nell'effetto S-Z, lo spettro diffuso non ha nè

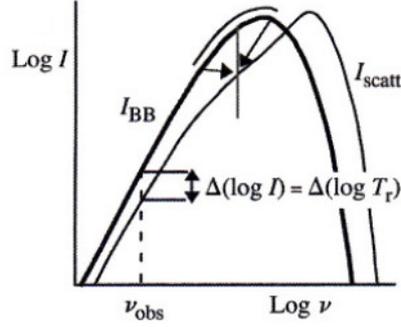


Figura 2.3: Spettro della CMB soggetto ad effetto S-Z

la forma nè la larghezza di uno spettro di corpo nero, infatti il numero totale di fotoni rilevati in un dato tempo sull'intero spettro si conserva, e il flusso energetico totale varia solo lungo il percorso in cui i singoli fotoni acquistano energia. La variazione della temperatura di antenna è proporzionale alla variazione dell'intensità specifica dello spettro nella regione di Rayleigh-Jeans, per cui abbiamo:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} \approx -2 \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau \quad (2.10)$$

dove $\tau = \sigma_T \int_0^L n_e dl$ è lo spessore ottico del plasma, n_e è la densità numerica degli elettroni e l'integrale è calcolato lungo la linea di vista. Un tipico ammasso di galassie ha $n_e \sim 2500 m^{-3}$, $kT_e \approx 5 keV$, il raggio del nucleo di circa $10^{22} m$ e il cammino di integrazione è 2 o 3 volte il raggio del core. Si ottiene così uno spessore ottico $\tau \approx 0.005$ e una variazione tipica della temperatura di antenna dell'ordine di $-0.3 mK$ sulla temperatura della radiazione di fondo $T_r = 2.7 K$. Questa forma di distorsione è stata misurata in 15 ammassi durante l'esperimento SuZIE al CalTech Submillimetre Observatory a Mauna Kea.

L'effetto S-Z può inoltre essere usato per ottenere la costante di Hubble H_0 , un parametro cosmologico che determina la proporzionalità tra la velocità di recessione di un ammasso di galassie (o di una galassia) e la sua distanza dall'osservatore, $v = H_0 r$. Il valore di H_0 per un oggetto si ottiene solo se si hanno misure indipendenti di v ed r : la velocità di recessione si ottiene dal redshift spettrale, la distanza si ottiene generalmente tramite una scala delle distanze, processo che introduce degli errori sostanziali. Utilizzando l'effetto S-Z è stato però sviluppato un metodo indipendente per ottenere la distanza di un ammasso. La combinazione dell'effetto S-Z e delle osservazioni in X permette di determinare le dimensioni della regione occupata dal gas caldo dell'ammasso indipendentemente dal suo redshift. Il plasma infatti emette in banda X per bremsstrahlung e le osservazioni determinano l'emissività del gas

$$\epsilon(\nu) = An_e^2 T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e}, \quad (2.11)$$

mentre l'effetto S-Z permette di determinare, tramite osservazioni radio della CMB,

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = -2 \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e L \quad (2.12)$$

dove L è la dimensione dell'ammasso. La temperatura T_e si può stimare dalla forma dello spettro di bremsstrahlung, n_e si può eliminare dalla combinazione delle due relazioni 2.11 e 2.12, di conseguenza si può trovare una stima di L . Noto quest'ultimo valore e misurata la dimensione angolare θ della regione, si può calcolare la distanza dell'ammasso tramite la relazione $D = L/\theta$. Misurato il redshift dallo spostamento delle righe spettrali,

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (2.13)$$

valida per velocità non relativistiche $v \ll c$, segue che il valore della costante di Hubble è:

$$H_0 = \frac{v}{r} = \frac{cz}{D}. \quad (2.14)$$

Il procedimento illustrato è uno dei più promettenti metodi astrofisici per stimare la costante di Hubble senza la necessità di adottare una gerarchia degli indicatori di distanza, di conseguenza lo studio degli ammassi di galassie attraverso l'effetto S-Z sta diventando un aspetto fondamentale della ricerca cosmologica.

2.3 Synchrotron self-Compton (SSC)

Il processo di emissione di Compton inverso è un'importante sorgente di radiazione ad alta energia se elettroni relativistici e flussi consistenti di fotoni occupano lo stesso volume. Gli elettroni relativistici infatti, in presenza di un campo magnetico, emettono per sincrotrone, e se la densità di energia dei fotoni emessi all'interno della sorgente durante questo processo è sufficientemente elevata, questi subiranno lo scattering Compton inverso dagli stessi elettroni che li hanno inizialmente prodotti, e verranno diffusi ad energie tipiche della banda X e γ . Il processo è noto come *radiazione di Synchrotron self-Compton*. Un caso di particolare interesse è quello per cui la densità di energia dei fotoni radio è così elevata che la maggiorparte delle perdite energetiche degli elettroni sono dovute al Synchrotron self-Compton piuttosto che all'emissione per sincrotrone.

Questo è probabilmente il motivo per cui nei più estremi nuclei galattici attivi (AGN) vengono osservati raggi γ ultra energetici.

Un elettrone in un plasma permeato da campo magnetico è soggetto a perdite energetiche dovute sia all'emissione di sincrotrone sia allo scattering Compton inverso, per entrambi i processi si ha un rate di perdita energetica:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T u_{ph} \left(\frac{v^2}{c^2}\right)\gamma^2; \quad \left(\frac{dE}{dt}\right)_{sync} = \frac{4}{3}\sigma_T u_{mag} \left(\frac{v^2}{c^2}\right)\gamma^2. \quad (2.15)$$

Le due equazioni hanno la stessa forma eccetto che per la natura del campo di energia con il quale gli elettroni interagiscono. Confrontando le relazioni precedenti, assumendo che nel sistema di riferimento dell'elettrone $h\nu \ll m_e c^2$, si ottiene indipendentemente dall'energia dell'elettrone:

$$\eta = \frac{(dE/dt)_{IC}}{(dE/dt)_{sync}} = \frac{u_{ph}}{u_{mag}}, \quad (2.16)$$

cioè η è il rapporto dei rates di perdita energetica di un elettrone ultra-relativistico per inverse Compton e sincrotrone in presenza di un campo di radiazione e un campo magnetico, con densità di energia rispettivamente u_{ph} e u_{mag} . Le perdite di energia per Compton inverso diventano importanti se η è maggiore di 1: in questo caso i fotoni radio prodotti per sincrotrone, e quindi a bassa energia, sono diffusi ad energie più elevate dagli stessi elettroni relativistici che li hanno emessi. Di conseguenza non appena η diventa maggiore di 1, gli elettroni perdono velocemente la loro energia a causa dello scattering Compton inverso diffondendo fotoni ad energie molto più alte, e la radiosorgente diventa così una sorgente estremamente potente di raggi X e γ . Il fenomeno viene definito *Catastrofe Compton*.

Consideriamo una sorgente compatta di radiazione di sincrotrone, tale che la radiazione sia autoassorbita. Dalla luminosità bolometrica nel radio si ricava la densità di energia del campo di radiazione, $u_{mag} = B^2/2\mu_0$, dove μ_0 è la permeabilità magnetica nel vuoto, e di conseguenza η risulta:

$$\eta = \frac{L_{IC}}{L_{sync}} = \left(\frac{T_b}{10^{12}K}\right)^5 \nu_9 \quad (2.17)$$

dove T_b è la temperatura di brillantezza, la quale costituisce il limite inferiore per la temperatura di una sorgente, e corrisponde alla temperatura di un corpo nero che emette un flusso S_ν pari a quello misurato per l'oggetto in questione ad una data frequenza; termodinamicamente nessun oggetto può emettere radiazione con una intensità maggiore di un corpo nero alla stessa temperatura. La temperatura di brillantezza critica per cui $\eta = 1$ è:

$$T_b = 10^{12} \nu_9^{-1/5} K \quad (2.18)$$

dove ν_9 è la frequenza in GHz alla quale è misurata la temperatura di brillanza. In base a questo risultato nessuna radio sorgente compatta potrebbe avere una T_b maggiore di $10^{12} K$ senza essere soggetta a catastrofiche perdite di energia per scattering Compton inverso. Infatti la diffusione IC può portare via all'elettrone grandi quantità di energia, specialmente se diventano importanti le collisioni del secondo ordine, quelle in cui un fotone subisce due interazioni consecutive prima di lasciare la sorgente. Questo avviene, come detto in precedenza, in sorgenti compatte in cui la densità di energia della radiazione diventa comparabile con la densità di energia del campo magnetico. Con queste condizioni, se gli elettroni della sorgente hanno una quantità molto elevata di energia, questa verrà irradiata velocemente per scattering IC. La catastrofe avviene quando l'oggetto ha una temperatura di brillanza $T_b \geq 10^{12} K$.

Le sorgenti più compatte, studiate nelle lunghezze d'onda del centimetro con il VLBI hanno $T_b \sim 10^{11} K$ quindi inferiori al limite Compton. La catastrofe Compton ha avuto un'importante considerazione con la scoperta delle rapide variazioni che il flusso radio degli AGN presenta su tempi scala delle ore o dei giorni. Il tempo scala di variabilità dell'oggetto è usato per stimare la sua dimensione fisica $D \sim c\Delta t$, data dal tempo che la luce impiega ad attraversare la sorgente con la sua velocità c . Le dimensioni dell'oggetto risultano quindi inferiori rispetto a quelle misurate dalle osservazioni, portando ad un valore della temperatura di brillanza dell'ordine di $10^{13-14} K$, maggiore di quello fornito dal limite Compton. Il problema è stato risolto con la scoperta dei getti di plasma emessi dagli AGN: se vengono espulsi in direzione dell'osservatore (effetto faro), la radiazione proveniente dal getto verrà sostanzialmente modificata nel sistema di riferimento del laboratorio, l'intensità specifica misurata sarà incrementata dall'effetto Doppler, e la radiazione rilevata sarà quindi soggetta a blueshift. Esempi astrofisici di processi SSC, che non verranno trattati, sono la Crab nebula e i Blazars (figura 2.4).

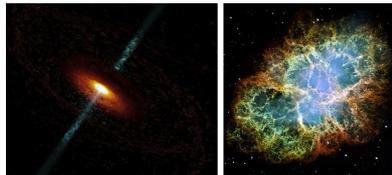


Figura 2.4: Un esempio di blazar (a sinistra) e la Crab Nebula (a destra)

Bibliografia

- [1] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Third Edition (2011)
- [2] H. Bradt, *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press (2008)
- [3] G. Rybicki-A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, Inc. (1979)
- [4] M. Vietri, *Astrofisica delle Alte Energie*, Bollati Boringhieri (2006)
- [5] J. Binney-M. Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press (1998)
- [6] D. Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, Dispense