

Alma Mater Studiorum · Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Emissione di Bremsstrahlung ed applicazioni astrofisiche

Tesi di Laurea

Presentata da:
Davide Di Maso

Relatore:
Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Brusa

Anno Accademico 2024-2025

*“Non è nelle stelle
che è conservato il nostro destino,
ma in noi stessi.
Uomini forti, destini forti,
uomini deboli, destini deboli.
Non c’è altra strada.”*

L. SPALLETTI

Indice

Abstract	ii
1 Bremsstrahlung	1
1.1 Radiazione da singola interazione	2
1.2 Radiazione da plasma reale	4
1.3 Bremsstrahlung termica	5
1.3.1 Tempo di raffreddamento	6
1.3.2 Autoassorbimento	7
1.4 Bremsstrahlung relativistica	8
2 Applicazioni astrofisiche	10
2.1 Galactic Hot Coronae nelle galassie early-type	10
2.2 Emissione γ nell'atmosfera	13
Bibliografia	16

Abstract

La Bremsstrahlung rappresenta uno dei processi radiativi più diffusi nell'universo. Tale fenomeno venne scoperto sperimentalmente da C.Anderson nel 1930, mentre studiava le perdite energetiche subite dagli elettroni durante l'attraversamento della materia. Nel primo capitolo si affronterà il tema con un approccio teorico, dapprima studiando la singola interazione e successivamente generalizzando ad una situazione reale, tenendo via via in considerazione le diverse condizioni del sistema osservato. Nel secondo capitolo verranno presentate due delle moltissime applicazioni astrofisiche che trova l'osservazione dell'emissione di Bremsstrahlung, come l'osservazione e l'analisi delle corone galattiche (Hot Galactic Corone) e l'osservazione e studio dei raggi gamma nell'atmosfera, con particolare attenzione alla produzione degli stessi in condizioni di eventi estremi.

Capitolo 1

Bremsstrahlung

L'accelerazione di particelle cariche in un campo coulombiano genera una radiazione di frenamento che prende il nome di *Bremsstrahlung*, dal tedesco *Bremsen* "frenare" e *Strahlung* "radiazione", o emissione di tipo *free-free*, dovuta al fatto che le cariche coinvolte sono libere sia prima che dopo l'emissione.

In questo processo, l'energia cinetica degli elettroni durante la decelerazione, viene convertita in fotoni, così da rispettare il principio di conservazione dell'energia. Nonostante i fotoni emessi possano raggiungere energie comparabili a quelle della particella emittente, circostanza che richiederebbe una trattazione rigorosa attraverso l'elettrodinamica quantistica (QED), è possibile partire da una descrizione del caso classico, per poi applicare le dovute correzioni quantistiche tramite opportuni fattori.

Nel contesto astrofisico, il caso di maggior rilevanza è l'interazione tra elettroni liberi in moto e nuclei ionizzati (protoni) che, in questo sistema elettrone-ione, si possono approssimare fermi, in quanto la decelerazione da essi subita è trascurabile rispetto a quella degli elettroni. Per questo motivo, gli elettroni sono considerati i principali emettitori del processo e saranno quindi oggetto di analisi.

1.1 Radiazione da singola interazione

Si considera come caso semplice l'interazione tra un singolo ione Ze^+ , con Z che indica il numero atomico dell'atomo considerato, ed un singolo elettrone e^- , in moto rispetto al nucleo con velocità *non relativistica* ($v \ll c$), ma comunque sufficientemente elevata da permetterci di trascurare eventuali variazioni del proprio cammino.

La potenza totale irradiata da un elettrone è definita dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (1.1)$$

L'accelerazione subita dall'elettrone deriva invece dalla legge di Coulomb:

$$F(t) \propto \frac{(q_1 q_2)}{x(t)^2} = \frac{(Ze)^2}{x(t)^2}$$

e, ricordando che

$$F(t) = ma(t)$$

si ricava l'accelerazione:

$$a(t) = \frac{Ze^2}{mx(t)^2} \quad (1.2)$$

Si nota subito che $P \propto \frac{1}{m^2 x^4}$, cioè la potenza emessa diminuisce all'aumentare della massa della particella carica e della distanza a cui avviene l'interazione. Da qui si possono trarre due conclusioni:

- Se anche le due particelle (elettrone e ione) fossero in moto relativo, la potenza della radiazione dovuta alla decelerazione dello ione sarebbe circa 3-4 milioni di volte inferiore a quella dell'elettrone, confermando perciò l'approssimazione del sistema al solo moto di quest'ultimo.
- L'emissione diventa rapidamente trascurabile all'aumentare della distanza tra le due particelle del sistema, obbligandoci a definire *parametro d'impatto* $b = x_{min}$ la loro distanza minima in cui la radiazione risulta massima.

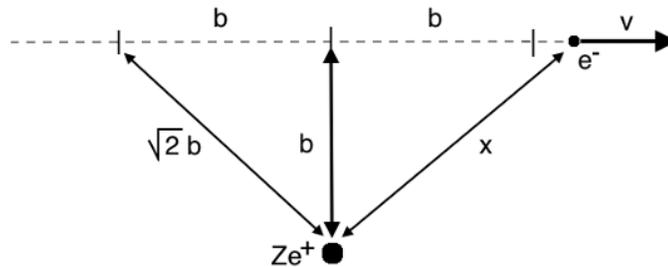


Figura 1.1: Interazione elettrone-ione per il singolo evento

Il parametro d'impatto non può essere definito a piacere, poiché deve sempre rispettare la

conservazione dell'energia. Infatti, per b molto piccoli si otterrebbe $\Delta E > E_k$, che non è possibile.

Al fine di trovare un tempo significativo in cui calcolare l'emissione, per convenzione, si considera l'interazione quando l'elettrone si trova nell'intervallo di spazio definito da $x = |\sqrt{2b}|$ attorno allo ione, così da poterne ottenere la durata, detta *tempo di collisione*:

$$\Delta t = \frac{2b}{v} \quad (1.3)$$

L'energia emessa dalla collisione sarà dunque data dalla potenza emessa dall'interazione per la durata dell'interazione stessa:

$$P\Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (1.4)$$

Si nota subito anche qui che l'energia emessa dipende dalla velocità dell'elettrone, che quindi sarà maggiore per particelle più lente.

Inoltre, il massimo dell'emissione può essere ottenuto solo una volta durante l'interazione, quando la carica è alla distanza minima b , quindi si ha un solo picco e lo spettro dell'emissione in funzione del tempo risulta di tipo impulsivo. Come si osserva in Figura 1.2, lo spettro non ha un profilo simmetrico, la campana è leggermente allargata a destra, in quanto l'elettrone, con l'interazione, cede energia e quindi perde velocità, impiegando leggermente più tempo a percorrere lo stesso spazio. Lo spettro in funzione della frequenza è ottenuto invece tramite l'analisi di Fourier dell'impulso, che mostra chiaramente un profilo principalmente piatto, fino al raggiungimento di un valore critico, chiamato *frequenza di cut-off*, indicata con $\nu_{max} \sim \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$

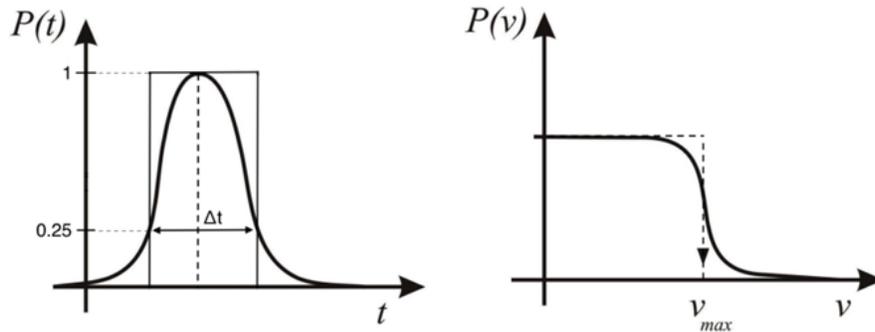


Figura 1.2: Spettri dell'emissione in funzione del tempo (a sinistra) e della frequenza (a destra)

L'energia emessa per unità di frequenza quindi corrisponderà a:

$$\frac{P\Delta t}{\Delta \nu} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^2 v^2} \quad (1.5)$$

1.2 Radiazione da plasma reale

Si analizza ora il caso in cui ci troviamo in una nube di gas reale con densità elettronica n_e e densità di ioni n_z . Nella radiazione di Bremsstrahlung, si ha a che fare principalmente con nubi di idrogeno completamente ionizzato HII, per cui da qui in avanti si considererà $n_e \sim n_z$. Resta importante specificare che in diverse condizioni, come gas diverso o non totalmente ionizzato, tale assunzione non è più valida.

Ipotizzando che tutti gli elettroni si muovano alla stessa velocità v , ognuno di essi effettua, nell'unità di tempo, nell'unità di spazio e con parametro d'impatto $b + db$, un numero di interazioni corrispondente a:

$$N_{coll} = 2\pi n_e^2 v b db$$

Quindi, l'emissività specifica di una nube di idrogeno che emette per Bremsstrahlung vale:

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2 v} \pi n_e^2 v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} =$$

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2 v} \pi n_e^2 \cdot \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (1.6)$$

In astrofisica, le densità n_e sono molto basse, quindi il processo di emissione risulta molto lento. È necessario perciò stimare i parametri d'impatto b_{max} e b_{min} .

Come osservato in precedenza, all'aumentare della distanza di interazione, l'emissione perde intensità molto rapidamente, quindi b_{max} sarà scelto in modo che possano essere considerate trascurabili le interazioni che avvengono a distanze maggiori.

Per una fissata frequenza ν , il valore di b_{max} sarà:

$$b_{max} \simeq \frac{v}{4\nu_{max}} \leq \frac{v}{4\nu} \quad (1.7)$$

Per quanto concerne invece la scelta di b_{min} , è importante fare due distinzioni: caso classico e caso quantistico.

- **Approssimazione classica:** per la fisica classica, la condizione da soddisfare è $\Delta v \leq v$, altrimenti le perdite energetiche dell'elettrone sarebbero maggiori dell'energia cinetica da esso posseduta (impossibile). Ricordando la 1.2 e la 1.3 possiamo scrivere:

$$\Delta v = a\Delta t = \frac{2Ze^2}{m_e b v} \leq v$$

da cui:

$$b_{min}^{class} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$$

- **Approssimazione quantistica:** per la fisica quantistica, la condizione da soddisfare è il principio di indeterminazione di Heisenberg, per cui vale $\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2\pi}$. Esplicitando a sinistra per $\Delta x = b_{min}$ e $\Delta p = m_e v$, si ottiene:

$$b_{min}^{quant} \geq \frac{\hbar}{2\pi m_e v}$$

L'approssimazione classica è valida solamente nel caso in cui $b_{min}^{class} \gg b_{min}^{quant}$, perché, qualora non fosse rispettata tale condizione, gli effetti quantistici non sarebbero più trascurabili. Al fine di determinare quando ciò avviene, è sufficiente fare il rapporto tra i due valori:

$$\frac{b_{min}^{quant}}{b_{min}^{class}} \approx \frac{\hbar}{2\pi m_e v} \cdot \frac{m_e v^2}{2Ze^2} = \frac{\hbar}{4\pi Ze^2} \cdot \frac{v}{c} \approx \frac{1}{Z\alpha} \cdot \frac{v}{c}$$

con $\alpha = \frac{1}{137}$, costante di struttura fine.

Si vede chiaramente come, all'aumentare della velocità, diventi sempre più rilevante il caso quantistico. Dalla termodinamica ci è inoltre noto che la velocità è fortemente legata alla temperatura dalla relazione $v = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$, dalla quale si può dedurre che in caso di temperature elevate l'approssimazione classica non è più sufficiente.

Diventa quindi necessario introdurre un fattore correttivo per trattare più rigorosamente il caso quantistico: il *fattore di Gaunt*. Definito come

$$g_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

ci permette di riscrivere l'emissività nella 1.6 come:

$$J_{br}(\nu, \nu) = \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2 v} \pi^2 n_e^2 \cdot g_{ff}(\nu, T) \quad (1.8)$$

1.3 Bremsstrahlung termica

Nel caso in cui le particelle che compongono la nube di gas siano all'equilibrio termico, si deve considerare che le velocità degli elettroni non sono più uguali per tutte le particelle, ma seguono la distribuzione statistica di Maxwell-Boltzmann. La densità elettronica n_e quindi è espressa come una probabilità che gli elettroni abbiano una velocità compresa tra v e $v + dv$, definita da $n_e(v) = f(v)dv$, con

$$f(v)dv \propto v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv$$

La 1.8 può essere riscritta come:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(\nu, v) f(v) dv \quad (1.9)$$

integrando su un certo intervallo di velocità che va dalla velocità minima, legata alla frequenza dalla legge $h\nu \leq \frac{1}{2}m_e v^2 \rightarrow v_{min} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m_e}}$ per cui un elettrone non può emettere più energia di quella che possiede, ad infinito.

Risolvendo l'integrale si ottiene:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e^2 Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad (1.10)$$

Da questa espressione dell'emissività specifica per la Bremsstrahlung termica si possono ora trarre alcune conclusioni.

All'aumentare della temperatura, in un primo momento si potrebbe pensare che l'emissività specifica diminuisca ($J_{br}(\nu, T) \propto T^{-\frac{1}{2}}$), tuttavia, allo stesso tempo il cut-off esponenziale si sposta a frequenze più alte¹, comportando un aumento della possibilità di emettere fotoni più energetici. Integrando la 1.10 su tutte le frequenze si ottiene l'area sottesa dalla distribuzione spettrale, come si vede in figura 1.3:

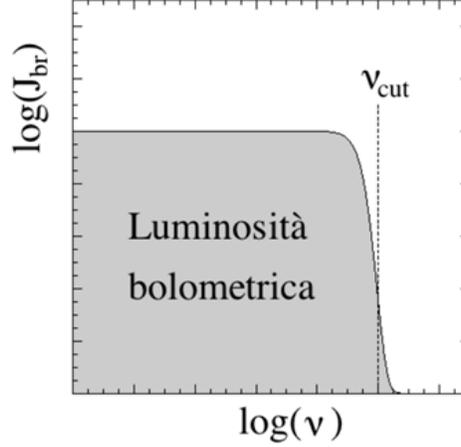


Figura 1.3: Distribuzione spettrale teorica di Bremsstrahlung termica

corrispondente alla luminosità bolometrica o emissività totale, dipendente perciò dalla sola temperatura:

$$J_{br}(T) = 2.4 \cdot 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e^2 Z^2 \bar{g}_B(T) \quad (1.11)$$

Questa espressione conferma infatti ciò che è stato anticipato in precedenza: considerando due sorgenti a diverse temperature $T_1 < T_2$, si avrà per l'emissività specifica che $J_{br}(\nu, T_1) > J_{br}(\nu, T_2)$, mentre per l'emissività totale che $J_{br}(T_1) < J_{br}(T_2)$.

1.3.1 Tempo di raffreddamento

Il *tempo di raffreddamento* è definito come l'energia termica totale della nube di gas astrofisico diviso l'energia emessa per Bremsstrahlung: è il tempo totale che impiega la nube a perdere la propria energia.

$$t_{br} = \frac{E_{tot}}{J_{br}(T)} = \frac{3n_e kT}{J_{br}(T)} \sim \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} T^{\frac{1}{2}} [yr] \quad (1.12)$$

Si vede chiaramente come il tempo di raffreddamento sia dipendente dalla temperatura e dalla densità della nube osservata: a parità di densità, gas più freddi perdono energia più

¹ $\nu_{cut-off} = \frac{kT}{h}$

velocemente di quelli più caldi. Ad esempio, nelle regioni HII ($n_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^4 \text{ K}$) il tempo di raffreddamento è dell'ordine dei 1000 anni, mentre negli ammassi di galassie ($n_e \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^7 \text{ K}$) corrisponde a $\sim 10^{10}$ anni. Anche se per gas caldi e poco densi il raffreddamento attraverso Bremsstrahlung termica risulta molto lento, questo processo è l'unico attivo in regimi di temperature $T > 10^7 \text{ K}$, per cui viene definito dominante. Infatti, a temperature inferiori, gli atomi non risultano completamente ionizzati ed entrano in gioco processi di emissione di tipo *bound-bound* (transizioni tra livelli discreti) e *bound-free* (ricombinazioni), che drenano energia dalla nube molto più efficacemente.

1.3.2 Autoassorbimento

Per una nube di gas in condizioni di equilibrio termico, il processo di emissione deve necessariamente essere bilanciato da un processo in assorbimento. In questo caso, la sorgente è opaca alla propria radiazione e si parla di *assorbimento free-free termico* o *autoassorbimento*, in cui l'energia emessa dall'interazione tra elettrone e ione viene direttamente assorbita da un altro elettrone libero della nube stessa. Il coefficiente in emissione $j(\nu, T)$ è in relazione con il coefficiente di assorbimento $\mu(\nu, T)$ tramite la legge di Kirchhoff:

$$j(\nu, T) = \mu(\nu, T) B_{BB}(\nu, T)$$

dove $B_{BB}(\nu, T)$ è legge di Planck² per il corpo nero che ne descrive la brillantezza. Se si considera una nube di plasma che emette isotropicamente ($j = \frac{J}{4\pi}$) per Bremsstrahlung, si può scrivere:

$$J_{br}(\nu, T) = 4\pi j(\nu, T) = 4\pi \mu(\nu, T) B_{BB}(\nu, T)$$

esplicitando poi per il coefficiente di assorbimento

$$\mu(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B_{BB}(\nu, T)} \propto T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e^2 \nu^{-3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \bar{g}_{ff} \quad (1.13)$$

Da cui risulta subito chiara la forte dipendenza dell'assorbimento dalla frequenza. Definita l'opacità $\tau(\nu, T) = \mu(\nu, T) l_0$ come l'assorbimento della nube per lo spessore della stessa lungo la linea di vista, si può ricavare la brillantezza totale applicando la legge del trasporto radiativo³:

$$B_{cloud}(\nu, T) \propto \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (1.14)$$

Si possono dunque distinguere due diversi regimi, illustrati in Figura 1.4 (sotto) :

- A basse frequenze si è nel *Regime di Rayleigh-Jeans*, cioè $h\nu \ll kT$. In questa regione il coefficiente $\mu(\nu, T)$ scala come $\propto T^{-\frac{3}{2}} \nu^{-2}$, risultando in un assorbimento

² $B_{BB}(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$

³ $B_{cloud}(\nu, T) = B_{BB}(\nu, T)(1 - e^{-\tau(\nu, T)})$

ben marcato. Tale condizione fa sì che il termine dell'opacità sia $\tau(\nu, T) \gg 1$ e che il regime sia definito *otticamente spesso* in cui $B_{cloud}(\nu, T) \propto T\nu^2$. Qui lo spettro presenta il caratteristico irripidimento dovuto al fattore ν^2 (zona 1)

- Ad alte frequenze si è nel *Regime di Wien*, cioè $h\nu \gg kT$. Il termine esponenziale della 1.13 diventa trascurabile e il coefficiente $\mu(\nu, T)$ scala come ν^{-3} . In questa regione di spettro, l'effetto dell'assorbimento è poco rilevante ed il termine dell'opacità $\tau(\nu, T) \ll 1$, perciò $B_{cloud} \propto T^{-\frac{1}{2}}\nu^0$. Il risultato è uno spettro che diventa piatto dopo una certa frequenza (zona 2), per poi decrescere esponenzialmente una volta raggiunta la frequenza di *cut-off* (zona 3). Tale condizione prende il nome di *regime otticamente sottile*.

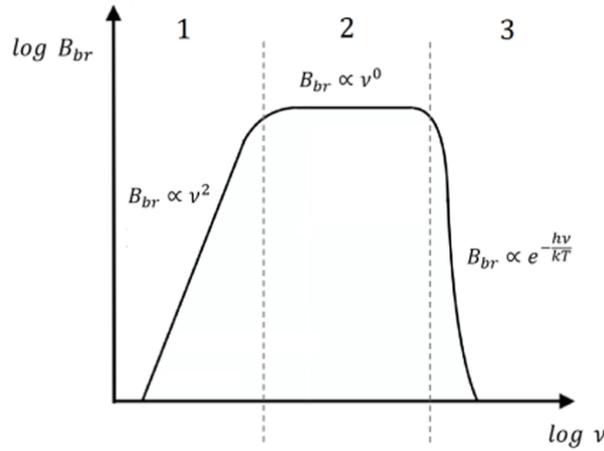


Figura 1.4: Spettro di Bremsstrahlung in caso di autoassorbimento

È importante sottolineare che non tutti gli spettri in emissione di Bremsstrahlung mostrano evidenza di autoassorbimento. Per molti plasmi astrofisici, infatti, la frequenza limite dei fotoni autoassorbiti ha valori al di sotto della soglia di osservabilità con gli strumenti a nostra disposizione.

1.4 Bremsstrahlung relativistica

Si considera ora il caso in cui gli elettroni abbiano velocità relativistiche ($v \sim c$). A differenza della Bremsstrahlung termica, la Bremsstrahlung relativistica non presenta più una dipendenza esplicita dalla temperatura del plasma. In questo caso, infatti, ciò che determina lo spettro emesso è la distribuzione in energia degli elettroni.

Un caso di particolare rilevanza astrofisica è quello in cui gli elettroni relativistici non seguono una distribuzione di Maxwell-Boltzmann, bensì una legge di potenza del tipo:

$$n_e(E) = N_0 E^{-\delta}$$

Per descrivere l'emissività relativistica, si può estendere il risultato ottenuto per la Bremsstrahlung termica, considerando però l'introduzione di un'opportuna correzione tramite il fattore di Gaunt:

$$J_{br,rel}(\nu, \nu) = \frac{32 Z^2 e^6 \pi}{3 c^3 m_e \nu} \cdot n_e(E) \cdot n_z \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.15)$$

Integrando ora sulle energie $E_\nu \geq h\nu$ e trascurando i termini costanti per focalizzarsi sulle dipendenze, si ottiene l'emissività totale relativistica:

$$J_{br,rel}(\nu) \sim \int_{h\nu}^{\infty} n_e(E) n_z Z^2 dE \approx \int_{h\nu}^{\infty} E^{-\delta} dE$$

$$\Rightarrow J_{br,rel}(\nu) \sim \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1} \quad (1.16)$$

Si vede quindi che lo spettro della Bremsstrahlung relativistica segue una legge di potenza, in netto contrasto con lo spettro termico che mostra un cut-off esponenziale a frequenze elevate, come mostrato in Figura 1.5

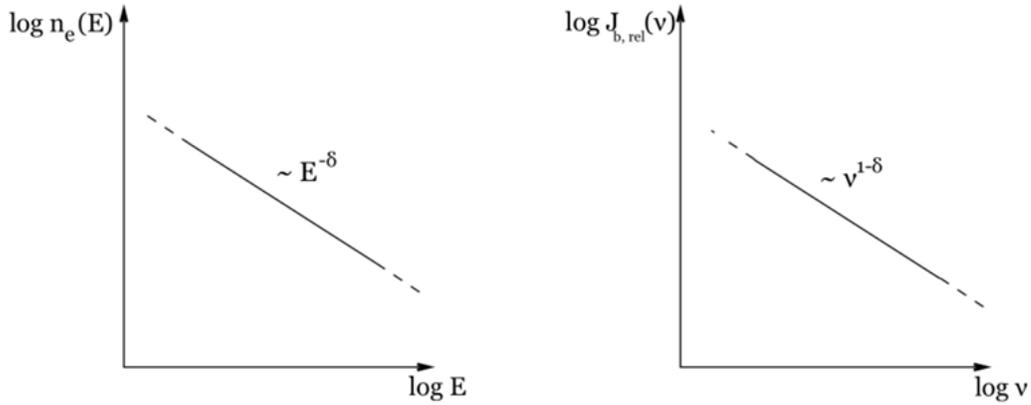


Figura 1.5: Distribuzione a legge di potenza delle energie degli elettroni (a sinistra) e dell'emissività della nube in funzione della frequenza (a destra)

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

La radiazione di Bremsstrahlung domina nei plasmi ad alte temperature o con elettroni a velocità relativistiche. Questo rende la sua osservazione ed il suo studio fondamentali in tali condizioni, trovando perciò applicazione in vari ambiti astrofisici.

2.1 Galactic Hot Coronae nelle galassie early-type

Le galassie massicce, sia di tipo ellittico che a spirale (come la Via Lattea), sono circondate da involucri di gas caldo e rarefatto, con temperature dell'ordine di $T \sim 10^6 - 10^7 K$ e densità $n \sim 10^{-3} - 10^{-4} [cm^{-3}]$. Queste strutture sono chiamate *galactic hot coronae* o *gaseous halos* e si estendono ben oltre il disco stellare visibile. Sono principalmente composti da idrogeno ed elio ionizzati, con tracce metalliche che contribuiscono alla radiazione tramite righe in emissione. Il gas caldo è otticamente sottile, quindi l'emissione avviene prevalentemente in X, rendendo le galactic hot coronae osservabili con satelliti come Chandra, XMM-Newton, eROSITA ed Einstein Observatory. La natura di questo tipo di emissione può essere attribuita quasi interamente alla Bremsstrahlung termica, la cui emissività specifica può essere approssimata, in condizioni di plasma completamente ionizzato e non relativistico, a:

$$J_{br}(\nu, T) \sim 6.8 \cdot 10^{-38} Z^2 n_e n_z T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} [erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-3} \cdot Hz^{-1}]$$

con ν che corrisponde alla frequenza del fotone emesso. Integrando su tutte le frequenze si ottiene:

$$J_{br}(T) = 2.4 \cdot 10^{-27} Z^2 n_e n_z T^{\frac{1}{2}} [erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-3}]$$

che corrisponde all'emissività totale per unità di volume. Questa relazione mostra chiaramente che l'emissività del plasma dipende sia dalla sua densità sia dalla temperatura, il che rende la radiazione di Bremsstrahlung un indicatore molto utile per studiare la struttura delle corone galattiche. Negli studi sulle galassie early-type, in particolare quelle ellittiche, Forman, Jones e Tucker (1985) hanno osservato che gran parte dell'emissione X

proviene da un gas caldo distribuito su larga scala, piuttosto che da sorgenti puntiformi come stelle molto massicce o buchi neri attivi. Analizzando i dati raccolti dal satellite Einstein Observatory, si è potuta confrontare sia la distribuzione spaziale, sia lo spettro energetico dell'emissione X con modelli di gas diffuso in equilibrio idrostatico all'interno del potenziale gravitazionale della galassia. Una delle principali evidenze a favore della presenza di un gas diffuso è data dal profilo radiale della luminosità X: le galassie early-type osservate mostrano emissione che si estende ben oltre la componente stellare visibile, spesso fino a decine di kiloparsec (kPc) dal centro. Se l'emissione fosse dominata da sorgenti puntiformi, ci si aspetterebbe che la luminosità diminuisca molto rapidamente con la distanza dal centro, seguendo quasi esattamente la distribuzione della popolazione stellare. Al contrario, come si vede in Figura 2.1, il profilo osservato è compatibile con un gas quasi isotropo e distribuito in un halo esteso, suggerendo che la componente dominante sia plasma caldo in equilibrio idrostatico.

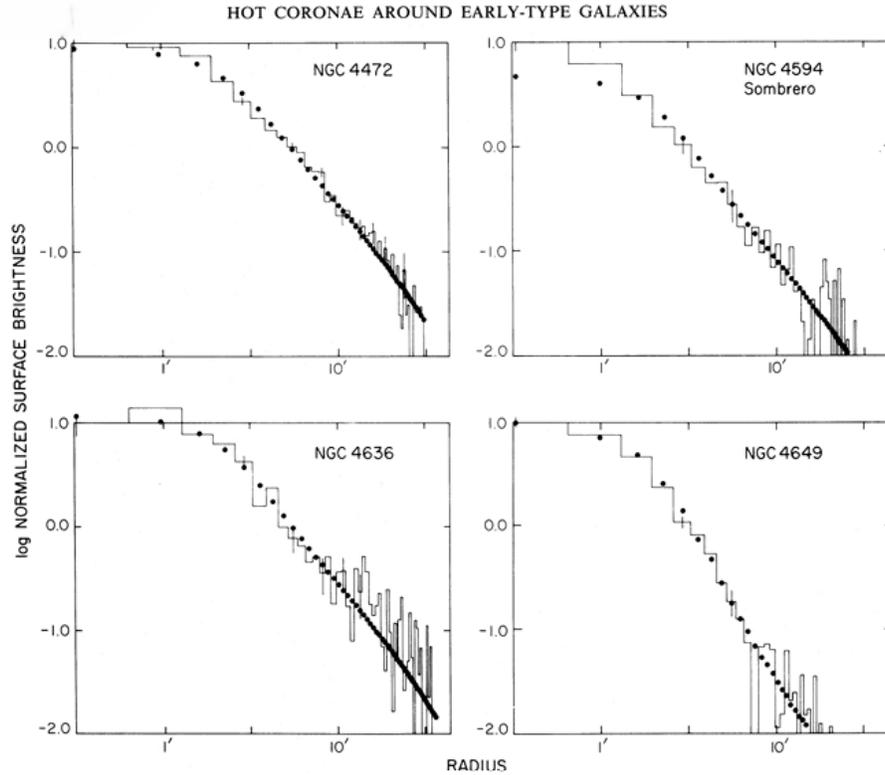


Figura 2.1: Modello best-fit dei profili di brillantezza in banda X, in funzione del raggio in secondi d'arco, di 4 delle 55 galassie analizzate nello studio

Dal punto di vista spettrale, si osserva che la maggior parte della radiazione è distribuita come emissione continua, senza picchi evidenti tipici di linee di transizione di elementi pesanti dominanti. Questo tipo di spettro è coerente con la Bremsstrahlung termica. La temperatura stimata di questo gas ha valori $T \sim 10^6 - 10^7 K$, in linea con le aspettative, in quanto tali valori permettono proprio un'emissione in banda X. Per verificare se sorgenti

puntiformi come stelle di neutroni, binarie X o buchi neri attivi potessero spiegare lo spettro osservato, sono stati confrontati i dati raccolti con i modelli teorici di popolazioni stellari X-ray bright. In Figura 2.2 si vede il confronto tra 3 diverse galassie dello studio, NGC4472, NGC4649, NGC1316 ed il modello teorico del quasar 3C273 e della galassia a spirale NGC4579, che hanno dominanza di emissione nel nucleo.

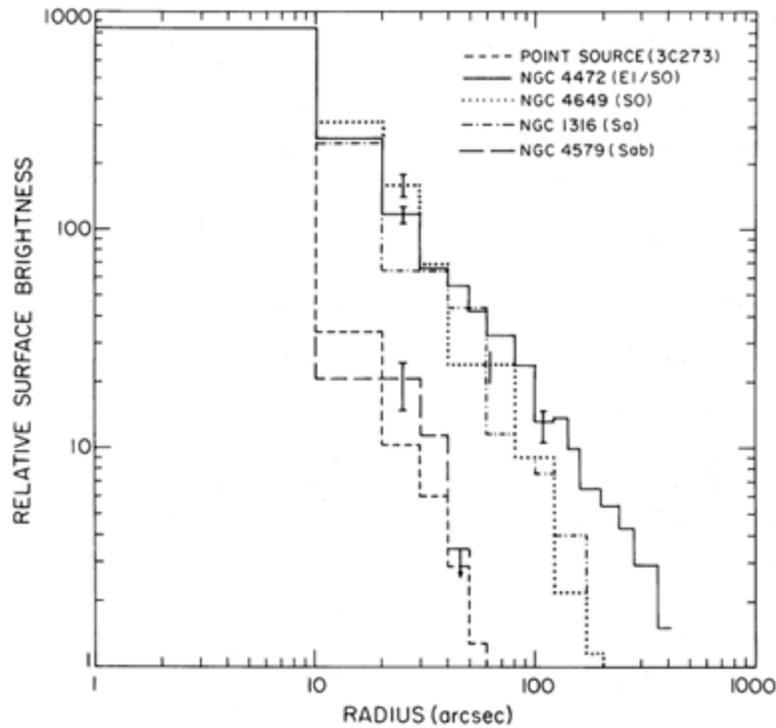


Figura 2.2: Confronto tra i modelli osservativi delle 3 galassie e teorici del quasar e della galassia a spirale. I profili sono stati normalizzati tra loro, basandosi sul flusso nel bin centrale

Si osserva chiaramente come i profili dei modelli teorici mostrano una diminuzione dell'emissività in funzione del raggio ben più marcata rispetto ai dati osservativi delle galassie che invece hanno una decrescita più dolce. Ciò è verificato solo in caso in cui il gas caldo abbia una distribuzione più estesa, contribuendo all'emissione anche a distanze maggiori dal nucleo, conclusione che confuta definitivamente la possibilità di un'influenza nello spettro da parte di sorgenti puntiformi. Inoltre, sempre analizzando la radiazione, si può stimare la densità del gas caldo, assumendo una distribuzione sferica ed un equilibrio idrostatico all'interno del potenziale gravitazionale galattico. Dalla densità si ottiene direttamente la massa del gas, che raggiunge valori fino al 7% della massa stellare totale della galassia, risultando rilevante quindi non solo dal punto di vista dell'emissione in banda X, ma anche dal punto di vista della dinamica della galassia stessa.

2.2 Emissione γ nell'atmosfera

Già nel 1785, Coulomb aveva notato che un elettroscopio si scaricava spontaneamente, segnale che l'aria presente tra le foglioline metalliche non fosse del tutto isolante. Nonostante le successive scoperte sulla radioattività, che in parte potevano spiegare il fenomeno, ci vollero altri 100 anni per comprenderne a pieno le ragioni. Negli anni '20 del secolo scorso, infatti, molti ricercatori notarono che il fenomeno si presentava anche in elettroscopi completamente schermati, deducendone che la scarica era dovuta ad una radiazione altamente penetrante. Nel 1912, il ricercatore italiano D.Pacini, studiando la radiazione nelle acque marine di Livorno, verificò che questa diminuiva di intensità all'aumentare della profondità, ipotizzandone un'origine cosmica. Tale radiazione prese successivamente proprio il nome di *raggi cosmici*. I raggi cosmici sono particelle relativistiche ad alta energia (da qualche MeV fino a $10^{20}eV$ a seconda della provenienza) e sono formati al 98% da protoni e nuclei, mentre il restante 2% è formato da elettroni e fotoni.

Queste particelle, una volta raggiunta l'atmosfera terrestre, interagiscono con i nuclei degli atomi, producendo nuove particelle con somma dell'energia pari alla particella iniziale, che a loro volta alimentano nuove collisioni, formando delle vere e proprie cascate o *sciame*, che continuano finché l'energia delle particelle secondarie non risulta troppo bassa ($\sim 80MeV$) per alimentare il processo. Nel caso in cui la particella che compone il raggio cosmico sia un protone o un nucleo, prendono il nome di *sciame adronici*, mentre nel caso di un elettrone o un fotone, vengono detti *sciame elettronici*.

I primi, interagendo con l'atmosfera, producono *pioni* π^\pm, π^0 . I pioni carichi (π^\pm) decadono a loro volta in *muoni* μ^\pm e successivamente in elettroni, positroni più una coppia neutrino-antineutrino, andando così ad alimentare una sotto-cascata elettronica.

Nei secondi invece, gli elettroni relativistici, interagendo coi nuclei in atmosfera, vengono "frenati", traducendo per Bremsstrahlung la quasi totalità dell'energia persa dalla decelerazione in un fotone in banda γ . Il fotone emesso, se sufficientemente energetico¹, produce una coppia e^\pm , ognuno con energia pari alla metà dell'energia del fotone, che a loro volta alimentano lo sciame.

Perciò, per produrre uno sciame elettronico è necessario avere fotoni o elettroni molto energetici. Tuttavia, in particolari condizioni, è possibile osservare dei raggi γ in atmosfera senza che questi abbiano un'origine extraterrestre.

Come osservato in uno studio del 2020 da D.J.Pleshinger, che a sua volta riprende uno studio di H.Tsuchiya del 2007, intense scariche elettriche durante importanti eventi temporaleschi possono portare alla produzione di raggi γ . I fulmini infatti sono considerati uno dei più potenti produttori naturali di particelle accelerate a grandi energie della Terra. Pleshinger osserva che nelle nubi, infatti, si vanno a formare potenti campi elettrici tra gli

¹Energia pari a due volte la massa a riposo dell'elettrone ($h\nu > 1.022MeV$)

strati, tipicamente di carica positiva in alto e negativa in basso, che accelerano elettroni liberi, già presenti, a velocità relativistiche. Questi, interagendo con atomi e molecole presenti in atmosfera, tendono a ionizzarle per collisione, producendo ulteriori elettroni liberi che vengono a loro volta accelerati dal campo della nube. Tali elettroni emettono per Bremsstrahlung, producendo fotoni che alimentano poi la cascata elettronica. Lo spettro osservato da terra è compatibile con quello dei Terrestrial Gamma-ray Flashes (TFGs) osservato dai satelliti durante le tempeste, suggerendo che l'emissione di raggi gamma verso la Terra può accadere anche in assenza di un vero e proprio temporale, perchè per accelerare gli elettroni è sufficiente una differenza di potenziale nelle nubi. Come si vede in Figura 2.3, l'emissione mostra un continuo nello spettro, evidenziando come il processo di accelerazione e successiva emissione per Bremsstrahlung da parte degli elettroni sia attivo per tutta la durata dell'evento temporalesco.

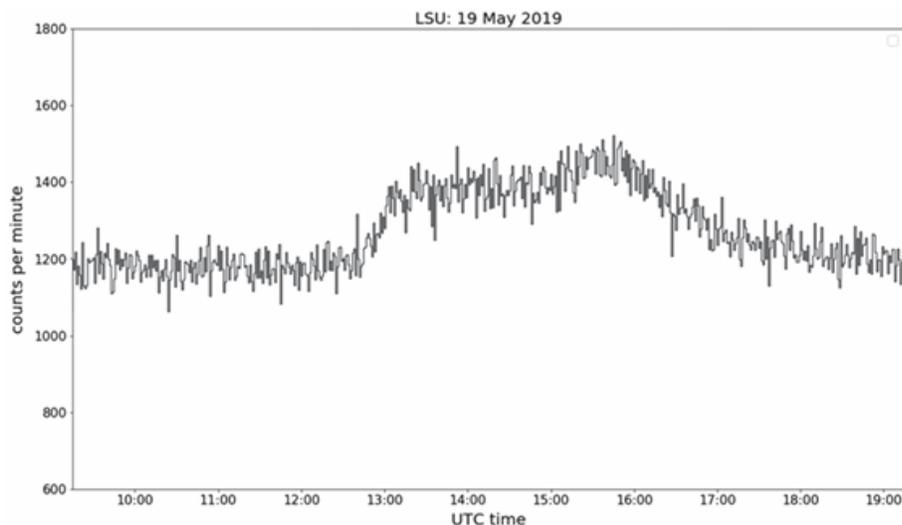


Figura 2.3: Numero di raggi gamma al minuto rilevati per la durata di un evento temporalesco in Louisiana, dove è stato condotto lo studio

Esiste però anche un altro meccanismo di accelerazione che porta gli elettroni a velocità ultra-relativistiche. Durante la scarica di un fulmine, sulla punta del suo canale principale, si formano campi elettrici disomogenei ed estremamente più intensi di quelli della nube ($C.E. > 1MeV$), i quali accelerano molto rapidamente gli elettroni emettendo per Bremsstrahlung nell'ordine dei millisecondi.

In Figura 2.4 sono mostrate le quantità di raggi gamma emessi prima, dopo e durante la scarica. Si vede chiaramente come, a differenza del caso precedente, il grafico risulti molto più piccato, in corrispondenza proprio del trigger, suggerendo una rapida accelerazione e successiva emissione da parte di grandi quantità di elettroni relativistici .

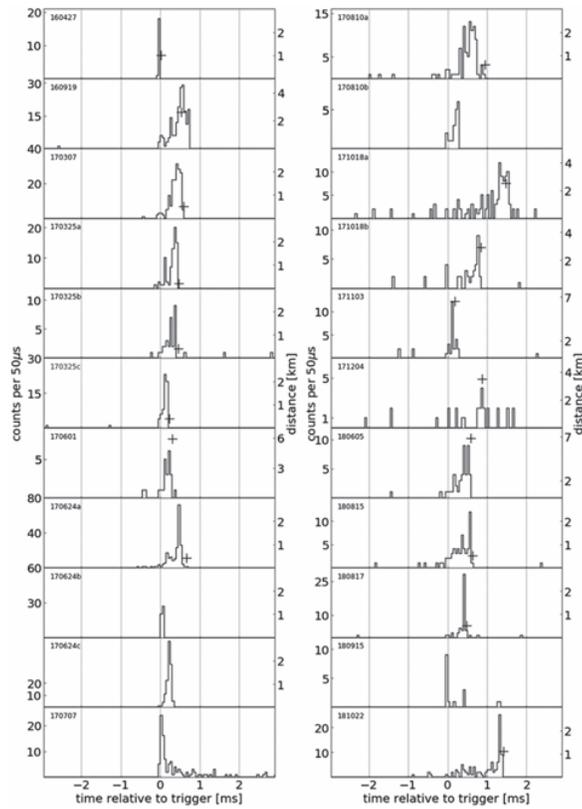


Figura 2.4: Numero di TGFs emessi per unità di tempo in prossimità dell'evento trigger.

Lo studio conclude quindi che i temporali non sono solo responsabili di emissione ottica e radio, ma anche sorgenti di radiazione ionizzante ad alta energia. Le implicazioni di tali osservazioni non solo hanno rilevanza astrofisica, ma giocano un ruolo fondamentale nello studio della fisica dell'atmosfera. Eventi particolarmente intensi, come gli uragani, possono significativamente contribuire alla quantità di impulsi gamma che raggiungono il suolo. L'osservazione della radiazione di Bremsstrahlung prodotta durante questi eventi offre così un nuovo strumento per comprendere i processi di accelerazione delle particelle in atmosfera.

Bibliografia

- [1] C Fanti and R Fanti. *"Una finestra sull'Universo Invisibile"*. Lezioni di radioastronomia di Carla & Roberto Fanti. Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Bologna, 2012.
- [2] Dallacasa D. *Processi di radiazione e MHD*. Università di Bologna, 2022.
- [3] Emilio Ceccotti. *Appunti di Processi di Radiazione e MHD*. dispense, 2017.
- [4] George B Rybicki and Alan P Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [5] W.Forman C.Jones W.Tucker. *Hot coronae around early-type galaxies*. The Astrophysical Journal, 293(102-119):1–18, 1985.
- [6] H.Tsuchiya et al. *Observations of high energy gamma-rays from winter thunderclouds*. J. Plasma Fusion Res. SERIES, 8:208–211, 2007.
- [7] D.J.Pleshinger et al. *GammaRayFlashesProducedbyLightningObserved at GroundLevel byTETRA-II*. JGR Space Physics, 2020.