

Alma Mater Studiorum Università di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Astronomia
Dipartimento di Fisica e Astronomia

EMISSIONE DI BREMSSTRAHLUNG E APPLICAZIONI ASTROFISICHE

Tesi di Laurea

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Laureanda:
Isabella Liberali

Sessione IV
Anno Accademico 2018/2019

Indice

Introduzione	1
1 Bremsstrahlung	2
1.1 Radiazione da singolo evento	2
1.2 Plasma reale	3
1.3 Bremsstrahlung termica	4
1.3.1 Tempo di raffreddamento	6
1.3.2 Autoassorbimento	6
1.4 Bremsstrahlung relativistica	8
2 Applicazioni astrofisiche	9
2.1 Il mezzo interstellare (ISM) e le regioni HII	9
2.2 Starburst galaxies ed esplosioni di supernovae	10
2.3 Oggetti di Herbig-Haro	11
2.4 Stelle binarie X	12
2.5 Hot galactic coronae	13
2.6 Il mezzo intracluster (ICM) e la materia oscura	13

Introduzione

La radiazione emessa da una carica decelerata dal campo coulombiano di un'altra carica prende il nome di *bremssstrahlung*, *radiazione free-free*, o *radiazione di frenamento*. L'energia cinetica persa dalla particella nella decelerazione viene emessa sotto forma di fotoni, in modo da rispettare la conservazione dell'energia. Nonostante i fotoni irradiati possano raggiungere energie paragonabili a quella della particella emittente, rendendo necessaria una trattazione quantistica dell'argomento, possiamo giustificare la trattazione classica come caso generale e applicarvi le dovute correzioni quantistiche in un secondo momento.

La tipologia di interazione che maggiormente ci interessa è quella fra elettroni liberi e nuclei atomici ionizzati. Naturalmente le particelle saranno in moto relativo fra di loro, ma possiamo considerare gli ioni a riposo in quanto la loro massa fa sì che la decelerazione sia trascurabile rispetto a quella subita dagli elettroni. Per lo stesso motivo, in questo tipo di interazione la radiazione viene emessa quasi esclusivamente dagli elettroni. Interazioni fra particelle con la stessa carica (coppie elettrone-elettrone o protone-protone) hanno dipolo elettrico nullo. L'emissione di *bremssstrahlung* risultante dipende solo dal quadrupolo, per cui è meno intensa di quella elettrone-ione su cui ci concentriamo in questa sede.

Esamineremo inizialmente un'interazione isolata, per poi generalizzarla al caso di maggior rilevanza astrofisica di un plasma reale. Sebbene la singola interazione produca radiazione polarizzata linearmente, la radiazione complessiva prodotta nel caso reale non ha alcuna direzione di polarizzazione preferenziale, a causa del moto casuale delle particelle coinvolte.

La *bremssstrahlung* è uno dei principali processi di emissione astrofisici ed è rilevabile su un intervallo di frequenze che copre quasi tutto lo spettro elettromagnetico. Fra le applicazioni astrofisiche più significative ricordiamo le regioni di formazione stellare e HII, il mezzo intracluster, le esplosioni di supernovae, gli oggetti di Herbig-Haro, e le binarie a emissione X. Oltre a questo, la *bremssstrahlung* è il meccanismo di raffreddamento più importante per plasmi a temperature superiori a 10^7 K.

Capitolo 1

Bremsstrahlung

1.1 Radiazione da singolo evento

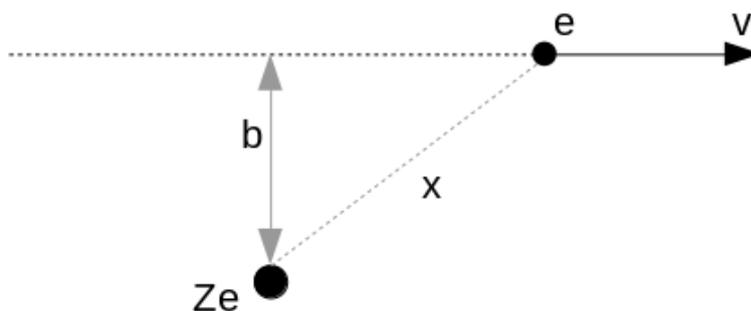


Figura 1.1: Interazione elettrone-ione per singolo evento.

Consideriamo come caso più semplice l'interazione fra un singolo elettrone e un singolo ione di numero atomico Z . Vogliamo che l'elettrone si muova abbastanza rapidamente da permetterci di trascurare la sua deviazione da una traiettoria rettilinea, ma comunque a velocità non relativistica. L'accelerazione è data dalla legge di Coulomb:

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

che insieme alla legge di Newton $F(t) = ma(t)$ ci permette di ricavare

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

La potenza totale irradiata dall'elettrone si ricava invece dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{mx(t)^2} \right)^2$$

e dunque vediamo che la potenza diminuisce rapidamente con l'aumentare della distanza fra le cariche. Il massimo dell'emissione si verifica alla distanza minima b ,

detta *parametro d'impatto*, come si vede in figura 1.1. È convenzione dare inizio (e fine) all'interazione nel momento in cui l'elettrone si trova a una distanza $x = \sqrt{2}b$ dallo ione, in modo che l'intero evento abbia una durata pari a $\Delta t = \frac{2b}{v}$, nota come *tempo di collisione*.

L'energia irradiata da una singola collisione sarà quindi

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

Poiché l'emissione massima può essere irradiata una volta sola durante la singola interazione, lo spettro in funzione del tempo presenta un impulso di durata Δt , come in figura 1.2. Il profilo asimmetrico è dovuto al fatto che l'elettrone ha perso velocità a seguito dell'interazione.

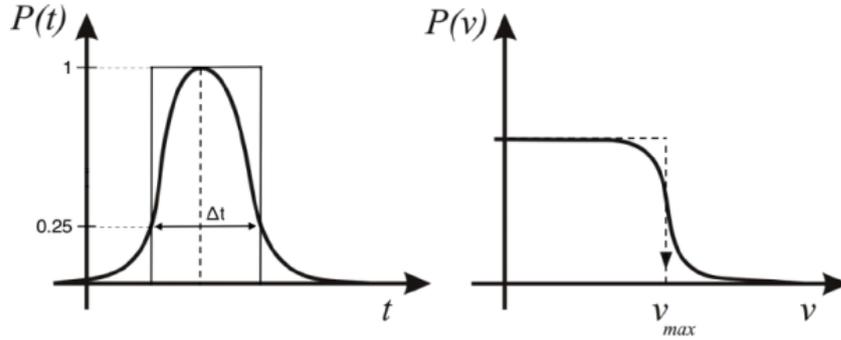


Figura 1.2: Spettri per l'interazione da singolo evento, in funzione di tempo e frequenza.

Dall'analisi di Fourier dell'impulso si può pervenire alla distribuzione spettrale in funzione della frequenza, anch'essa mostrata in figura 1.2. Notiamo che la distribuzione è pressoché piatta fino a un punto detto *di cut-off*, $\nu_{\max} \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$. Dunque la potenza irradiata per unità di frequenza sarà pari a

$$\frac{P\Delta t}{\nu_{\max}} = \frac{dW}{d\nu} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^2 v^2}$$

1.2 Plasma reale

Supponiamo adesso di trovarci nel caso di un mezzo con densità elettronica n_e e densità ionica n_z . Per semplicità ipotizziamo che tutti gli elettroni si muovano con la medesima velocità v e che le interazioni valide siano quelle con un parametro d'impatto compreso fra b e $b + db$. In questo caso il numero totale di collisioni per unità di volume è dato da $N = 2\pi n_z n_e v b db$, e l'emissività per unità di tempo, volume, e frequenza altro non è che

$$\begin{aligned} J_{\text{br}}(\nu, \nu) &= \frac{dW}{d\nu dV dt} = 2\pi n_z n_e v \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2} b db \\ &= \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{c^3 m_e^2 v} n_z n_e Z^2 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \\ &= \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{c^3 m_e^2 v} n_z n_e Z^2 \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dobbiamo ora fornire delle stime per i parametri d'impatto b_{\min} e b_{\max} . Abbiamo precedentemente definito il parametro d'impatto in modo da poter trascurare l'interazione a distanze troppo elevate, e analogamente qui sceglieremo come limite per b_{\max} quello che apporta un contributo minimo all'integrale:

$$b_{\max} \simeq \frac{v}{4\nu_{\max}} \leq \frac{v}{4\nu}$$

Abbiamo invece due modi per definire b_{\min} . Classicamente, possiamo richiedere che $\Delta v \leq v$, ovvero il limite in cui la deviazione dalla traiettoria rettilinea continua ad essere trascurabile. In questo caso risulta

$$\Delta v = a\Delta t = \frac{2Ze^2}{m_e b v} \leq v \quad \Rightarrow \quad b_{\min}^{(1)} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$$

Quantisticamente invece possiamo richiedere che sia rispettato il principio di indeterminazione di Heisenberg, ovvero che $\Delta p \Delta x \geq \frac{h}{2\pi}$. Dunque

$$m_e v b \geq \frac{h}{2\pi} \quad \Rightarrow \quad b_{\min}^{(2)} \geq \frac{h}{2\pi m_e v}$$

Nel caso in cui $b_{\min}^{(1)} \gg b_{\min}^{(2)}$, l'approssimazione classica risulta soddisfacente, ma in caso contrario non possiamo trascurare gli effetti del principio di indeterminazione. Vediamo che questo si verifica nel caso

$$\frac{b_{\min}^{(2)}}{b_{\min}^{(1)}} \approx \frac{h}{2\pi m_e v} \frac{m_e v^2}{2Ze^2} = \frac{hc}{4\pi Ze^2} \frac{v}{c} \approx \frac{137}{Z} \frac{v}{c}$$

e siccome è noto che la distribuzione di velocità delle particelle ha un forte legame con la temperatura sotto forma di $\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}m\langle v \rangle^2$, è evidente che ad alte temperature l'approssimazione classica non può essere utilizzata.

Introduciamo adesso un fattore correttivo, detto *fattore di Gaunt*, che contiene la correzione quantistica derivante dall'analisi del parametro d'impatto [12]:

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

Possiamo allora riscrivere l'equazione (1.1) come

$$J_{\text{br}}(v, \nu) = \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{v} n_z n_e Z^2 g_{\text{ff}}(\nu, T) \quad (1.2)$$

1.3 Bremsstrahlung termica

Nel caso in cui le particelle si trovino all'equilibrio termico le une con le altre, dobbiamo sostituire a n_e nell'equazione (1.2) un termine $n_e(v)$, ovvero la densità elettronica in funzione della velocità. Questa è data da $n_e(v) = n_e f(v) dv$, dove $f(v) dv$ è la distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right) v^2 dv$$

Allora l'equazione dell'emissività specifica diventa

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

dove la velocità minima è data dal confronto fra la legge di Planck e l'energia cinetica dell'elettrone, $h\nu \leq \frac{m_e v^2}{2}$, per cui $v_{\text{min}} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m_e}}$. Dalla soluzione dell'integrale si ricava

$$J_{\text{br}}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} \exp(-h\nu/kT) n_z n_e Z^2 \bar{g}_{\text{ff}}(\nu, T) \quad (1.3)$$

espressa in unità di $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}]$. Vediamo che la distribuzione spettrale si mantiene piatta fino al raggiungimento di $\nu_{\text{cut-off}} \simeq \frac{kT}{h} \approx 2.08 \cdot 10^{10} T$ [Hz].* A frequenze maggiori, il termine esponenziale diventa prevalente e causa una rapida decrescita dell'emissività, da cui il nome di *frequenza di cut-off*. La frequenza di cut-off, facilmente osservabile, fornisce un'utile indicazione sulla temperatura del plasma in analisi.

Alcuni valori di $\bar{g}_{\text{ff}}(\nu, T)$ sono dati in figura 1.3.

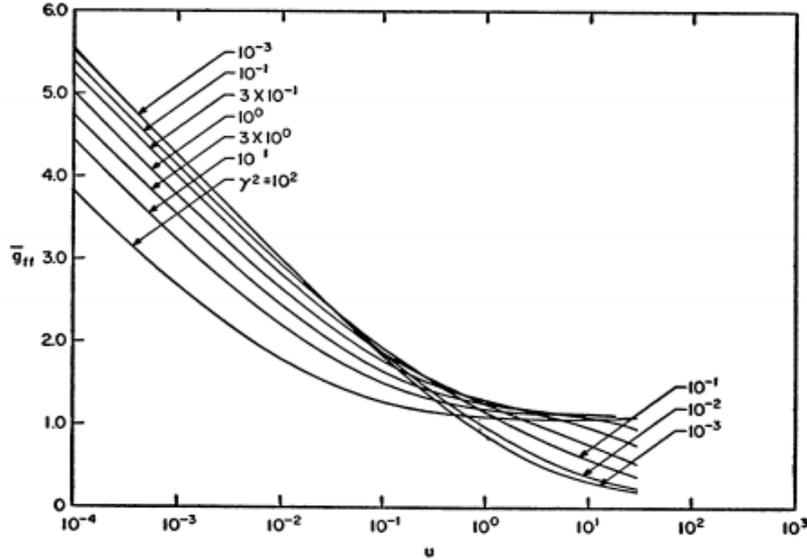


Figura 1.3: Valori del fattore di Gaunt \bar{g}_{ff} rispetto a $u = h\nu/kT$ e $\gamma^2 = 13.6Z^2/kT$ [eV]. [7]

Integrando l'emissività specifica (equazione (1.3)) su tutte le frequenze, si ottiene l'*emissività totale*, che ha dipendenza solamente dalla temperatura:

$$J_{\text{br}}(T) = \frac{dW}{dt dV} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_z n_e Z^2 \bar{g}_{\text{B}}(T) \quad (1.4)$$

ed è espressa in unità di $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}]$. Qui $\bar{g}_{\text{B}}(T)$ è un opportuno fattore di Gaunt che non dipende più dalla frequenza.

*Rigorosamente, questo si applica solo al caso di sorgenti otticamente sottili. In un regime otticamente spesso dobbiamo considerare anche il fenomeno dell'autoassorbimento, che sarà trattato più avanti.

Si può notare che, per l'emissività specifica, il fatto che $J_{\text{br}}(\nu, T) \propto T^{-1/2}$ porta una conseguenza interessante e che deriva direttamente dalla distribuzione delle velocità (figura 1.4). A T_2 , nella distribuzione sono rappresentate velocità maggiori, il che si traduce anche in uno spostamento della frequenza di cut-off. Questo significa che nel plasma a temperatura più elevata potremo avere fotoni più energetici. Tuttavia, il fatto che la distribuzione sia nettamente più piccata per T_1 porta una maggiore emissione alle frequenze considerate, e dunque complessivamente $J_{\text{br}}(\nu, T_1) > J_{\text{br}}(\nu, T_2)$.

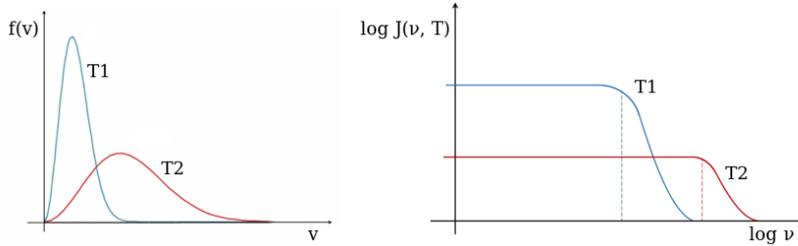


Figura 1.4: Confronto fra la distribuzione di Maxwell-Boltzmann (a sinistra) e l'emissività specifica per bremsstrahlung (a destra) di due plasmi a differenti temperature, con $T_2 > T_1$.

1.3.1 Tempo di raffreddamento

Il *tempo di raffreddamento* per bremsstrahlung di una sorgente è definito come il rapporto fra l'energia termica complessiva della sorgente stessa e la sua emissività totale, sempre per bremsstrahlung (equazione (1.4)):

$$t_{\text{br}} = \frac{E_{\text{T}}^{\text{tot}}}{J_{\text{br}}(T)} = \frac{3/2 (n_z + n_e) kT}{1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_z n_e Z^2 \bar{g}_{\text{B}}(T)}$$

Nella maggior parte dei casi astrofisici, dove il plasma in questione è una nube di idrogeno, possiamo porre $n_z = n_e$ in modo da ricavare:

$$t_{\text{br}} = \frac{1.8 \cdot 10^{11}}{n_e \bar{g}_{\text{B}}} T^{1/2} \text{ s} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_{\text{B}}} T^{1/2} \text{ yr} \quad (1.5)$$

La bremsstrahlung è il meccanismo di raffreddamento più efficiente per sorgenti ad alte temperature, indicativamente dell'ordine di 10^7 K e superiori.

1.3.2 Autoassorbimento

Se la sorgente è opaca alla propria radiazione, ci troviamo nel caso di autoassorbimento, o *assorbimento free-free*. La radiazione emessa per bremsstrahlung viene dunque riassorbita dagli stessi elettroni liberi che l'hanno generata, portando a un guadagno di energia che permette di mantenere l'equilibrio termico del corpo.

Il coefficiente di emissione $j(\nu, T)$ e quello di assorbimento $\mu(\nu, T)$ sono bilanciati dalla legge di Kirchhoff $j(\nu, T) = \mu(\nu, T) B_{\text{BB}}(\nu, T)$, dove $B_{\text{BB}}(\nu, T)$ è la brillantezza di corpo nero data dalla legge di Planck:

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

e per una nube che emette in maniera isotropa, $j = J/4\pi$. Risulta dunque

$$\mu_{br}(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B_{BB}(\nu, T)} = 3.7 \cdot 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_z n_e \nu^{-3} (1 - e^{h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \text{ cm}^{-1}$$

Data la forte dipendenza dalla frequenza, possiamo distinguere due regimi. Nel cosiddetto *regime di Wien* alle alte frequenze, dove $h\nu \gg kT$, il termine esponenziale tende a zero e $\mu_{br}(\nu, T) \propto T^{-1/2} \nu^{-3}$. Di conseguenza, l'assorbimento è trascurabile. Alle basse frequenze, nel *regime di Rayleigh-Jeans*, $h\nu \ll kT$ e il termine esponenziale si può sviluppare in serie; segue che $\mu_{br}(\nu, T) \propto T^{-3/2} \nu^{-2}$.

La brillantezza totale di una nube che emette per bremsstrahlung e in cui è presente autoassorbimento è pari a

$$B(\nu, T) = B_{BB}(\nu, T)(1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \propto \frac{\nu^3(1 - e^{-\tau(\nu, T)})}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

dove $\tau(\nu, T) = \mu(\nu, T) l_0$ è il termine di opacità della nube, e con l_0 indichiamo lo spessore della nube lungo la linea di vista. Abbiamo visto che l'assorbimento è trascurabile alle alte frequenze, mentre nel regime di Rayleigh-Jeans abbiamo che $B(\nu, T) \propto T\nu^2(1 - e^{-\tau(\nu, T)})$ e dunque è evidente che dobbiamo esaminare con più attenzione il termine esponenziale che contiene l'opacità.

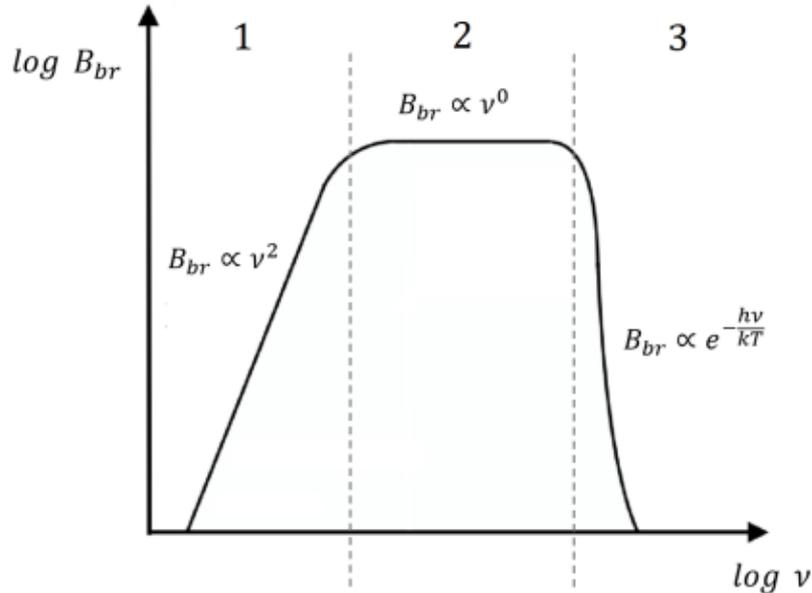


Figura 1.5: Spettro di bremsstrahlung termica. Sono evidenziati il regime otticamente spesso (1), otticamente sottile (2), e il cut-off alle alte frequenze (3).

Se $\tau(\nu, T) \gg 1$, ci troviamo nel regime otticamente spesso. Il termine esponenziale è trascurabile e rimane $B(\nu, T) \propto T\nu^2$, ovvero la pendenza visibile nella parte sinistra del grafico in figura 1.5.

Se $\tau(\nu, T) \ll 1$, il regime è otticamente sottile. Lo sviluppo dell'esponenziale porta un termine $\propto T^{-3/2} \nu^{-2}$, per cui $B(\nu, T) \propto T^{-1/2} \nu^0$. Ritroviamo lo spettro piatto discusso in precedenza, seguito dal cut-off esponenziale in quelle regioni ad alta frequenza dove l'assorbimento non è rilevante.

1.4 Bremsstrahlung relativistica

Nel caso relativistico in cui $v \simeq c$, non possiamo utilizzare la distribuzione di Maxwell-Boltzmann che lega velocità e temperatura. Tuttavia, la trattazione precedente rimane valida con l'introduzione di un opportuno fattore di Gaunt [12], per cui l'equazione (1.2) diventa

$$J_{\text{br}}^{\text{R}}(v, \nu) = \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{c^3 m_e^2 v} n_z n_e Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.6)$$

Supponiamo che la distribuzione degli elettroni in funzione dell'energia sia del tipo legge di potenza, ovvero $n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta}$. Allora integrando l'equazione (1.6) sulle energie tali che $E \geq h\nu$ si ricava

$$J_{\text{br}}^{\text{R}}(\nu) \approx \int_{h\nu}^{+\infty} n_z n_e(E) Z^2 dE \approx \int_{h\nu}^{+\infty} E^{-\delta} dE = \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1}$$

Dunque lo spettro di emissione nel caso relativistico è dato, a sua volta, da una legge di potenza.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Il mezzo interstellare (ISM) e le regioni HII

Con il termine *mezzo interstellare* intendiamo l'insieme della materia condensata, ovvero gas e polvere, che occupa lo spazio interstellare all'interno delle galassie. A causa delle diverse caratteristiche che può assumere in base a temperatura e densità, viene tipicamente suddiviso in quattro tipologie; ma in questo elaborato noi siamo interessati solo a due di esse, *warm ionized medium* (WIM) e *hot ionized medium* (HIM). Questo perché sono necessarie particelle libere, e quindi gas ionizzati, affinché ci sia emissione per bremsstrahlung.

L'HIM è riscaldato da venti stellari o onde d'urto risultanti dall'esplosione di supernovae, e raggiunge $T > 10^6$ K e $n < 10^{-2}$ cm⁻³. Rappresenta una frazione considerevole di tutto l'ISM; la materia infatti tende a rimanere in questa fase, poiché i tempi di raffreddamento sono superiori ai tempi scala delle onde d'urto prodotte dalle supernovae [5]. Anche in questo caso la bremsstrahlung è il processo di raffreddamento principale, con cut-off nei raggi X. Questa fase è presente nei bulge delle galassie a spirale, ma anche nelle galassie ellittiche, che sono altrimenti prive di ISM.

Il WIM è fortemente associato alle regioni di formazione stellare, con T compresa fra 6000 e 12000 K e $n > 1.0$ cm⁻³, dove giovani stelle di classe O e B emettono radiazione in grado di ionizzare l'idrogeno ($\lambda < 91.2$ nm $\Leftrightarrow E > 13.6$ eV). Quando la maggior parte dell'idrogeno è ionizzata, la regione viene anche detta *regione HII* [5]. All'equilibrio termico, la formazione di atomi di idrogeno (dovuta alla collisione di elettroni e protoni liberi) deve essere bilanciata dalla fotoionizzazione (dovuta alla formazione stellare), creando una demarcazione ben definita detta *sfera di Strömgren* che delimita la regione HII [8]. La bremsstrahlung con emissione nella banda radio è il processo radiativo principale per le regioni HII, e tramite l'equazione (1.5), risulta che il tempo di raffreddamento è $t_{\text{br}} \approx 1000$ yr. Il WIM è presente soprattutto nei bracci delle galassie a spirale.

Un esempio famoso di regione HII è la nebulosa di Orione (M42 o NGC 1976), distante ~ 412 pc dal Sole. M42 contiene un ammasso aperto, noto come ammasso del Trapezio (figura 2.1), ritenuto essere responsabile della maggior parte della fotoionizzazione in questa regione. Nonostante prenda il nome dalla configurazione delle quattro stelle principali, contiene ben più di quattro corpi, diversi dei quali si sono poi rivelati essere in realtà sistemi multipli. θ^1 Orionis C, la stella più

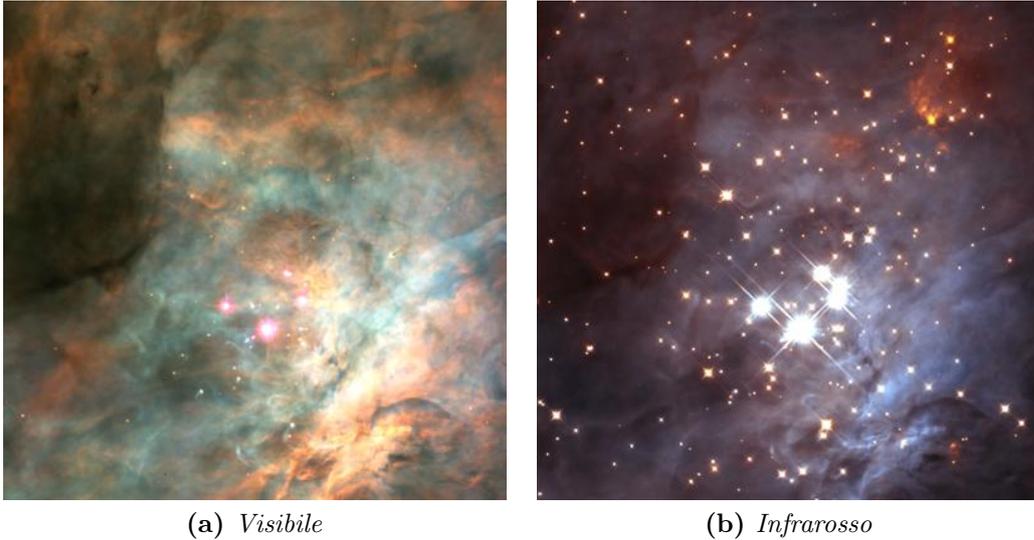


Figura 2.1: θ^1 Orionis, o ammasso del Trapezio. Nella foto all'infrarosso sono visibili numerose stelle, fra cui nane brune, troppo fioche per risultare nella foto in ottico. [Foto: NASA/HST]

massiva dell'ammasso, è in realtà un sistema binario composto da due stelle di sequenza principale, una di classe O e una di classe B. Si tratta di stelle giovani, con un'età stimata di $(2.5 \pm 0.5) \cdot 10^6$ yr. L'estensione dell'ammasso è di circa 0.5 pc, all'interno dei ~ 7.4 pc di diametro di M42 [14].

2.2 Starburst galaxies ed esplosioni di supernovae

Una *galassia starburst* è una galassia in cui è presente intensa attività di formazione stellare. In una galassia a spirale tipo la Via Lattea, il tasso di formazione stellare è di $\sim 1M_{\odot}/\text{yr}$, mentre in una tipica galassia starburst il tasso può arrivare a qualche centinaio di masse solari all'anno.

Il fenomeno di starburst si innesca tipicamente dopo l'incontro ravvicinato di due galassie, poiché le interazioni mareali comprimono il gas portando ad un rapido aumento del tasso di formazione stellare. La grande quantità di gas caldo coinvolto nel processo significa che tendono a formarsi stelle calde e massive, che bruciano velocemente riducendosi a supernovae. Al contempo, la creazione di stelle di classe O e B porta alla formazione di regioni HII, e dunque si ha emissione per bremsstrahlung.

Messier 82 (figura 2.2) è la galassia starburst più vicina alla Terra, trovandosi ad una distanza di circa $3.6 \cdot 10^6$ pc. La luminosità della regione di starburst in M82 è cento volte più luminosa della regione centrale della Via Lattea. Si ritiene che ad innescare lo starburst sia stata l'interazione con la galassia M81 (anch'essa una galassia a spirale, distante circa 10^5 pc da M82), avvenuta $\sim 10^8$ yr fa. I getti bipolari visibili in figura 2.2 sono costantemente riforniti dall'esplosione di supernovae, ad un tasso di circa 0.1 supernova/yr [1].

Lo starburst è una fase limitata nella vita di una galassia, sostenibile in generale per un massimo di $10^{7\sim 8}$ yr (un tempo relativamente breve in confronto alla vita media di una galassia, $\sim 10^{10}$ yr). Dopo questo tempo, il gas è stato com-

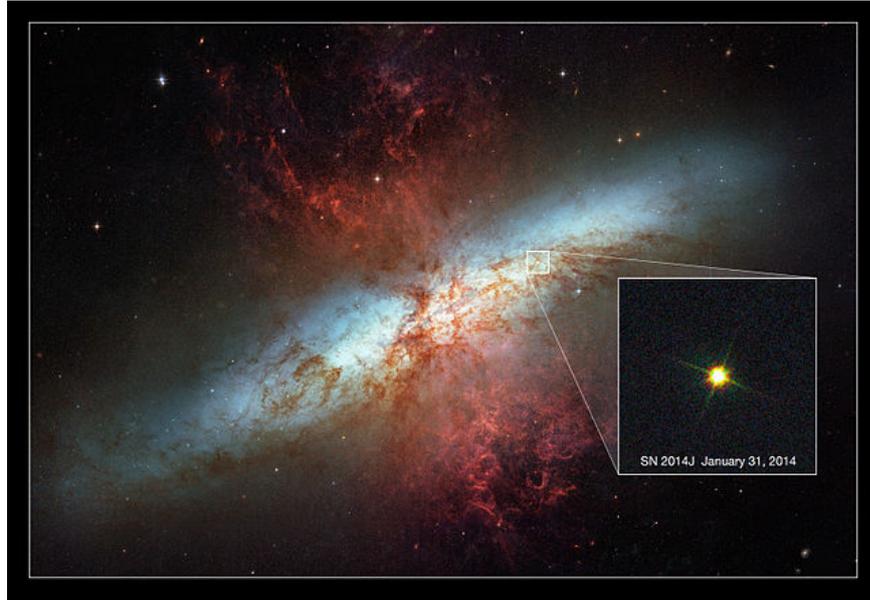


Figura 2.2: M82 in un'immagine ripresa subito dopo l'avvistamento della supernova SN 2014J. L'immagine della supernova è stata sovrapposta ad un mosaico pre-esistente di M82, ripreso sia nell'ottico che nell'infrarosso. SN 2014J è una supernova di tipo Ia, in cui una nana bianca accresce massa da una stella compagna fino a superare il limite di Chandrasekhar, portando ad un'esplosione termica. [Foto: ESA/Hubble]

pletamente consumato nella formazione stellare o spazzato via dai venti galattici causati dall'esplosione di supernovae.

Il processo di esplosione di una supernova, a sua volta, è fonte di emissione per bremsstrahlung. Gli strati esterni del guscio sono allontanati da onde d'urto supersoniche risultanti dall'esplosione; questo porta al riscaldamento e ionizzazione del gas circostante, e di conseguenza si ha bremsstrahlung termica. L'esplosione di una supernova è in grado di riscaldare una regione dal raggio di 50 pc fino a temperature di 10^6 K [9]. Inoltre la velocità delle onde d'urto porta alla formazione di elettroni relativistici, che emettono principalmente per sincrotrone, ma in maniera secondaria anche per bremsstrahlung relativistica.

2.3 Oggetti di Herbig-Haro

Gli oggetti di Herbig-Haro sono una categoria di nebulosa a emissione associata alla fase di formazione stellare, il cui meccanismo è schematizzato in figura 2.3. Una protostella produce flussi bipolari di gas ionizzato, causati dall'interazione fra il disco di accrescimento e il campo magnetico della stella stessa. Entrando in

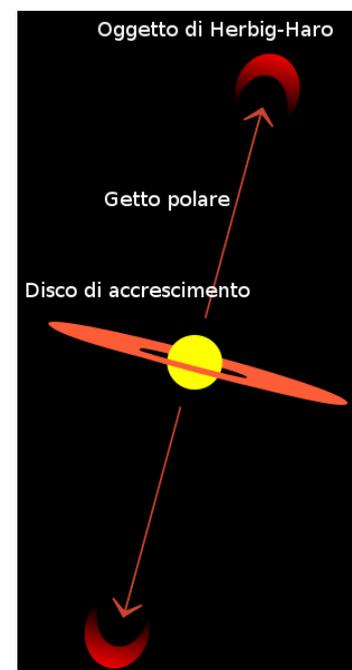


Figura 2.3: Un oggetto di Herbig-Haro. [Gmaxwell, Georg-Johann, e Cherkash per Wikipedia]

contatto con delle nubi di materia a velocità supersoniche, questi flussi portano a emissione per sincrotrone e bremsstrahlung relativistica.

Non è insolito che stelle in fase di formazione producano questo meccanismo di getti e onde d'urto, ma tipicamente l'emissione risultante (che assume una forma ad arco e pertanto viene detta *bow shock*) irradia nell'infrarosso; una particolarità degli oggetti di Herbig-Haro è che la loro emissione si presenta nelle lunghezze d'onda del visibile. Non è detto tuttavia che siano facilmente osservabili, poiché spesso sono oscurati proprio dalle nubi di materia che li hanno causati [11].

2.4 Stelle binarie X

Si tratta di una tipologia di sistema binario stretto in cui un corpo compatto (quale potrebbe essere una stella di neutroni, nana bianca, o buco nero) accresce materia da una stella compagna “donatrice”. La caduta di questa materia nella buca di potenziale del corpo compatto determina una trasformazione di energia gravitazionale in energia termica, riemessa per bremsstrahlung sotto forma di raggi X. L'appartenenza dell'oggetto compatto ad un sistema binario risulta evidente dal fatto che la stella donatrice, periodicamente, ne eclissa l'emissione in X.

L'accrescimento può avvenire in due modi, a seconda che la stella primaria sia di grande o piccola massa. Stelle di piccola massa (dell'ordine di $1 M_{\odot}$) si evolvono lungo la sequenza principale fino a colmare il proprio lobo di Roche; a questo punto la materia in eccesso fluisce nel lobo di Roche del corpo secondario attraverso il punto lagrangiano L_1 . Questo meccanismo tipicamente genera un disco di accrescimento attorno al corpo secondario.

Stelle più massive (dell'ordine di decine di masse solari) tendono invece a superare il proprio limite di Eddington

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 3.2 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) L_{\odot}$$

che deriva dall'equilibrio fra la forza gravitazionale (diretta verso l'interno e agente soprattutto sui protoni) e la forza della pressione (diretta esternamente e agente sugli elettroni*):

$$F_g = \frac{GMm_p}{R^2} \quad F_p = \frac{\sigma_T L}{4\pi R^2 c}$$

Se la luminosità di Eddington viene superata, si vengono a creare venti stellari che tendono a spazzare via la materia in eccesso, la quale a questo punto è libera di essere catturata dal corpo secondario. Questo meccanismo si applica anche all'oggetto compatto, che è a sua volta limitato nella quantità massima di materia che può acquistare. Un oggetto di massa M ha un ritmo massimo di accrescimento pari a

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\varepsilon c^2} \approx 7 \cdot 10^{17} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ g/s}$$

È importante far notare che il discorso appena fatto si basa sull'ipotesi che il sistema sia stabile; un corpo instabile, quale ad esempio una supernova in via di esplosione, supera facilmente il proprio limite di Eddington [6].

*Per questo motivo nella formula compare la sezione d'urto Thomson, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$.

2.5 Hot galactic coronae

Le corone galattiche sono una componente dell'alone che circonda le galassie a spirale.[†] La corona è composta di gas ionizzato a temperature di $\sim 10^7$ K, che emette per bremsstrahlung nei raggi X con $L_X \approx 10^{39\sim 43}$ erg/s.

Si suppone che la fonte di questo gas siano processi di perdita di massa stellare, quali venti stellari o esplosioni di supernovae. Il fatto che questo gas non si raffreddi (come dovrebbe avvenire, ad esempio, per perdite adiabatiche) indica che devono esserci dei meccanismi all'interno della galassia che mantengono il gas a temperature tali da continuare a emettere in X. Nel caso di una nebulosa planetaria, ovvero un involucro espulso nella fase finale di vita di una gigante rossa, è ciò che rimane dell'energia orbitale della stella a mantenere la temperatura, mentre nel caso di una supernova dobbiamo considerare la velocità del materiale espulso.

Nella relazione

$$\frac{3}{2}kT \approx \frac{1}{2}\mu m_H \sigma^2$$

possiamo sostituire a σ la velocità che ci interessa. Per la gigante rossa, con una dispersione di velocità di 300 km/s, otteniamo una temperatura dell'ordine di 10^6 K, mentre la velocità media del materiale allontanato da un'esplosione di supernova è all'incirca 3000 km/s, che corrisponde a una temperatura dell'ordine di 10^8 K. Poiché tipicamente in una galassia si verificano entrambi questi fenomeni, la temperatura finale del gas nella corona dipenderà dalla prevalenza dell'uno o dell'altro [5].

2.6 Il mezzo intracluster (ICM) e la materia oscura

Il *mezzo intracluster* svolge il medesimo ruolo dell'ISM, ma sulla scala degli ammassi che possono contenere centinaia o migliaia di galassie. Nonostante il nome "ammassi di galassie", in verità buona parte della massa barionica di queste strutture è attribuibile a nubi di gas ad elevate temperature. In un ammasso come quello della Fornace (Abell S0373), che conta all'incirca 30 galassie luminose ($L > 10^9 L_\odot$), la massa delle stelle e quella del gas sono paragonabili; ma in ammassi più ricchi, come quello della Chioma di Berenice (Abell 1656, circa 450 galassie luminose), il gas ha una massa 10 volte maggiore rispetto a quella delle stelle [15].

Nell'ammasso della Chioma di Berenice (figura 2.4), che si trova a $\sim 10^8$ pc dal Sistema Solare, la temperatura del gas raggiunge una temperatura di quasi 10^8 K. Naturalmente, a queste temperature, il gas è completamente ionizzato ed emette prevalentemente per bremsstrahlung nei raggi X.[‡] In base all'equazione (1.5), per A1656 possiamo calcolare un tempo di raffreddamento di circa 10^7 yr; tuttavia, poiché il gas è molto rarefatto ($n_e \approx 10^{-2}$ cm⁻³ nelle regioni centrali, $n_e \approx 10^{-4}$ cm⁻³ in quelle esterne), abbiamo che in verità $t_{br} \approx 6 \cdot 10^{10}$ yr. Oltre a questo, non

[†]In verità anche le galassie ellittiche posseggono una sorta di alone, ma nelle galassie a spirale è più evidente a causa del contrasto fra la struttura piatta della galassia e l'alone quasi sferico.

[‡]Gli ammassi di galassie sono grandi emettitori di raggi X. L'ammasso di Perseo (A426 o NGC 1275) è l'oggetto conosciuto più brillante nella banda X, con una luminosità di circa 10^{44} erg/s [10].

si rileva formazione stellare negli ammassi di galassie, il che suggerisce che debba esserci un meccanismo che impedisce al gas di raffreddarsi.



Figura 2.4: Un'immagine composta dell'ammasso della Chioma di Berenice, in cui si osservano in bianco le galassie che formano l'ammasso, mentre l'alone viola è la luminosità X dovuta al gas caldo. [Foto: SDSS e NASA/CHANDRA]

Gas e materia stellare compongono solamente $1/10 \sim 1/6$ della massa di un cluster. In effetti, l'ammasso della Chioma di Berenice è stato uno dei primi casi oggetto di studio della presenza di materia oscura; Fritz Zwicky nel 1933 si accorse di una discrepanza nella massa calcolata tramite il teorema del viriale e quella teorica basata sulla luminosità dell'ammasso. Nonostante i calcoli di Zwicky non fossero corretti a causa di un valore obsoleto della costante di Hubble, stimò comunque giustamente che la massa visibile dovesse essere solo una frazione del totale.

Un ulteriore modo di calcolare la massa è l'equivalenza fra forze gravitazionali e gradiente di pressione, dovuta all'equilibrio idrostatico:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}$$

dove la pressione è data dall'equazione dei gas perfetti, $P = \rho kT / \mu m_H$.[§] Differenziandola si ricava

$$\frac{\rho kT}{\mu m_H} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right) = -\frac{GM(r)\rho}{r^2}$$

per cui

$$M(r) = -\frac{kTr^2}{G\mu m_H} \left[\frac{d(\log \rho)}{dr} + \frac{d(\log T)}{dr} \right]$$

Densità e temperatura si possono ricavare dall'emissione di bremsstrahlung; la temperatura dalla frequenza di cut-off, e la densità dall'emissività totale. Dunque

[§] μ è il peso molecolare medio del gas. In ambiente astrofisico, per un gas completamente ionizzato, possiamo considerare $\mu = 0.6$ [9].

si può calcolare $M(r)$, che non è solo la massa del gas che emette per bremsstrahlung, ma tutta la massa contenuta nel raggio r , fra cui la materia oscura. Attualmente con questo metodo si stima che 80 – 85% della massa dei cluster sia in realtà materia oscura [2].

Bibliografia

- [1] Barker, S., de Grijs, R., Cerviño, M., *Star cluster versus field star formation in the nucleus of the prototype starburst galaxy M82*, *Astronomy and Astrophysics* 484, 2008.
- [2] Best, P., *Bremsstrahlung and galaxy clusters*, dispense, 2011.
- [3] Ceccotti, E., *Processi di Radiazione e MHD*, dispense, 2017.
- [4] Dallacasa, D., *Processi di Radiazione e MHD*, dispense, 2018.
- [5] Dopita, M.A., Sutherland, R.S., *Astrophysics of the Diffuse Universe*, Springer, 2005.
- [6] Fanti, C., Fanti, R., *Lezioni di Radioastronomia*, dispense, 2012.
- [7] Karzas, W.J., Latter, R., *Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field*, *Astrophysical Journal Supplement* 6, 1961.
- [8] Kutner, M.L., *Astronomy: A Physical Perspective*, Cambridge University Press, 2003.
- [9] Longair, M.S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 2011.
- [10] NASA/IPAC Extragalactic Database, ned.ipac.caltech.edu
- [11] Reipurth, B., Bally, J., *Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39, 2001.
- [12] Rybicki, G.B., Lightman, A.P., *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH, 2004.
- [13] Sarazin, C.L., *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies*, Cambridge University Press, 1988.
- [14] Simón-Díaz, S., Herrero, A., Esteban, C., Najarro, F., *Detailed spectroscopic analysis of the Trapezium cluster stars inside the Orion nebula*, *Astronomy and Astrophysics* 448, 2006.
- [15] Sparke, L.S., Gallagher, J.S., *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Cambridge University Press, 2007.