

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Emissione di sincrotrone e applicazioni
astrofisiche

Elaborato Finale

Candidato:
Francesco Donati

Relatore:
Daniele Dallacasa



Emissione di Sincrotrone e applicazioni astrofisiche

Francesco Donati

Indice

1	Radiazione di Sincrotrone	3
1.1	Emissione da singola particella	3
1.2	Emissione da insieme di particelle	6
1.3	Accelerazione delle particelle	7
1.3.1	Meccanismo di Fermi	7
1.3.2	Magnetosfere delle Pulsar	7
1.3.3	Torre Magnetica	7
2	Caratteristiche del sincrotrone	8
2.1	Evoluzione temporale dello spettro	8
2.2	Polarizzazione della radiazione	9
2.3	Autoassorbimento	9
2.4	Effetto SSC	11
3	Esempi astrofisici	12
3.1	Pulsar	12
3.2	Supernovae e Crab Nebula	13
3.3	Emissione radio delle Galassie	14

Introduzione

La radiazione di sincrotrone viene prodotta da particelle cariche accelerate in campi magnetici. Questo tipo di emissione prende il nome di ciclotrone per particelle non relativistiche, mentre per particelle relativistiche e super relativistiche viene chiamato rispettivamente ciclotrone relativistico e sincrotrone. Questo processo di radiazione dipende esclusivamente dalla carica delle particelle, dalla loro massa, dalla loro velocità e dall'intensità del campo magnetico della sorgente.

Il sincrotrone è un processo non termico ovvero le particelle considerate non sono descritte da una distribuzione di tipo Maxwelliana. Infatti viene presa in considerazione, quando utilizziamo un insieme di particelle, una distribuzione del tipo legge di potenza. Un'altra caratteristica del sincrotrone è quella di modificare la distribuzione angolare della radiazione. Si avrà infatti una concentrazione della radiazione emessa in un cono, la cui semi apertura dipende dalla velocità della particella, ed il quale sarà diretto lungo la direzione istantanea della velocità della particella.

Una particolarità della radiazione emessa tramite sincrotrone è quella di essere polarizzata. Questa caratteristica è molto utile e viene utilizzata molto in astrofisica al fine di capire quali sorgenti emettono radiazione attraverso il sincrotrone.

Si tratteranno anche i meccanismi di accelerazione delle particelle, necessari al fine di fornire alla sorgente particelle sufficientemente energetiche. Verrà trattato il meccanismo di Fermi e anche l'accelerazione dovuta ad onde d'urto, generate per esempio da una supernova. Per concludere sarà descritto il meccanismo che porta alla formazione dei *jets*, costituiti da particelle relativistiche.

Anche l'emissione per sincrotrone in una radio sorgente è soggetta all'assorbimento intrinseco della sorgente stessa. Vedremo come l'opacità della sorgente modifica l'emissività di sincrotrone.

Tratteremo in oltre gli effetti combinati del sincrotrone con il Compton inverso, l'effetto SSC. Vedremo infatti come, in determinate circostanze, la combinazione di questi due processi di emissione provochi effetti disastrosi per la sorgente, la quale emetterà una grande quantità di energia in un periodo di tempo molto limitato. Questo fenomeno, chiamato *Catastrofe Compton*, porterà la sorgente ad esaurirsi molto velocemente.

Inoltre, come già detto, la potenza emessa attraverso il sincrotrone dipende esclusivamente dalla massa delle particelle e dalla loro velocità. Per questo viene osservato sia in oggetti molto compatti come le stelle di neutroni, sia in oggetti molto estesi come resti di supernovae e addirittura galassie, poiché non dipende dalla massa della sorgente.

Capitolo 1

Radiazione di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone fu osservata per la prima volta nel 1948 al sincrotrone della General Electric: di qui il suo nome.

Nell'acceleratore, gli elettroni erano accelerati in un campo magnetico ad energie molto elevate e producevano una radiazione molto intensa e fortemente polarizzata alle lunghezze d'onda ottiche. Nelle radiosorgenti i campi magnetici sono molto più deboli e questo, come vedremo successivamente, fa sì che l'emissione si sposti a lunghezze d'onda più grandi e sia prevalentemente limitata alla banda Radio.

Verrà trattata inizialmente l'emissione di una singola particella per poi trattare il caso più realistico di un insieme di particelle.

1.1 Emissione da singola particella

Una particella carica, accelerata, che si muove all'interno di un campo magnetico è sottoposta alla forza di Lorentz la quale deflette la sua traiettoria costringendola a percorrere un percorso elicoidale attorno alle linee di forza del campo magnetico, come rappresentato in figura (1.1).

Se la particella si trova in una regione con un campo magnetico non uniforme può accadere che la particella rimanga intrappolata in una regione limitata del campo magnetico. Questo si verifica quando la particella si muove nella direzione del campo magnetico crescente. Di conseguenza θ , cioè l'angolo tra le linee del campo magnetico e la direzione della velocità della particella, crescerà fino a raggiungere il valore di $\pi/2$. A questo punto la particella invertirà il verso del suo moto e tornerà indietro. La regione in cui questo avviene è chiamata *specchio magnetico*. Quando la particella rimarrà intrappolata tra due specchi magnetici, sarà soggetta ad un moto oscillatorio avanti-indietro (*trappola magnetica*).

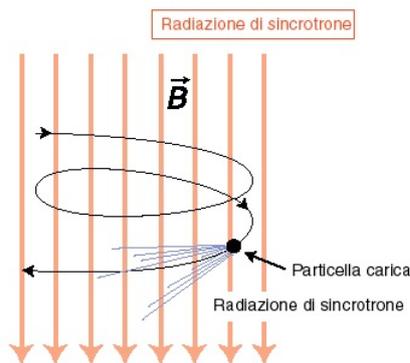


Figura 1.1: Moto di una particella carica in un campo magnetico che emette per sincrotrone.

La particella sottoposta alla forza di Lorentz dentro un campo magnetico, emetterà radiazione elettromagnetica con una potenza data dalla formula di Larmor, qui nella forma per particelle relativistiche:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d^2\mathbf{p}}{dt^2} \right)^2 \quad (1.1)$$

dove m è la massa della particella, q la carica e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}}$ è il fattore di Lorentz.

Come possiamo notare la potenza emessa è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella e di conseguenza sarà maggiore la potenza emessa da parte di particelle più leggere. Per questo motivo, quando successivamente si parlerà di particelle ci si riferirà a gli elettroni, i quali emettono una potenza $\sim 10^6$ volte maggiore rispetto ai protoni.

L'emissione di radiazione provocata da particelle accelerate in campi magnetici ma in un regime non totalmente relativistico è detta emissione di ciclotrone relativistico. In questo tipo di processo, che qui non verrà trattata dettagliatamente, gli elettroni sono moderatamente relativistici e non emettono tutti alla stessa frequenza. La particolarità è che le frequenze a cui emettono gli elettroni sono tutte armoniche della stessa frequenza data da $\nu_{rel} = \frac{\omega_{rel}}{2\pi}$. Solo quando le particelle hanno una velocità molto vicina a quella della luce possiamo parlare di emissione di sincrotrone.

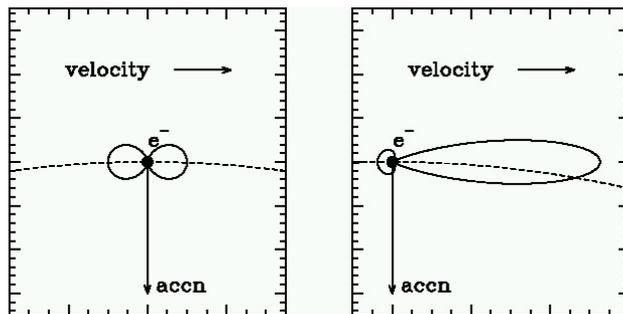


Figura 1.2: Emissione di una particella carica in regime classico ed in regime relativistico.

Se adesso andiamo ad inserire nella formula (1.1) l'accelerazione a cui è sottoposta la particella dovuta alla forza di Lorentz:

$$m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (1.2)$$

otteniamo l'energia persa dalla particella nell'intervallo di tempo dt

$$(-) \frac{dW}{dt} = \frac{2e^4}{3m_e^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta = 1.6 \times 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (1.3)$$

Il termine $\sin^2 \theta$ mi descrive la distribuzione angolare dell'emissione.

Come possiamo vedere nella figura (1.2) l'aberrazione relativistica comporta un cambiamento nel modello di emissione di dipolo. Nel caso relativistico infatti si ha una focalizzazione del cono di emissione, che ha una semi apertura di $\frac{1}{\gamma}$, lungo la direzione istantanea della velocità della particella.

Anche il tempo di osservazione della radiazione di sincrotrone risente dell'aberrazione relativistica. Il cono di emissione infatti punta l'osservatore per un tempo limitato. La durata dell'impulso osservato dall'osservatore risentirà della correzione dovuta all'effetto Doppler relativistico, che è dato da $\frac{1}{\gamma^2}$, e otteniamo quindi la durata dell'impulso in regime relativistico

$$t_{sync} \simeq \frac{1}{\omega \gamma^2} \quad (1.4)$$

la quale può essere utilizzata per calcolare la frequenza caratteristica di emissione, utilizzando l'analisi di Fourier

$$\nu_c \simeq \frac{3}{4\pi} \frac{1}{t_{sync}} \approx 4.2 \times 10^{-9} \gamma^2 H^2 \quad (1.5)$$

che viene espressa in GHz se il campo magnetico è misurato in μG .

1.2 Emissione da insieme di particelle

Nelle situazioni astrofisiche che verranno considerate si avrà sempre a che fare con insiemi di elettroni dotati di energie molto diverse fra loro. Poiché la frequenza caratteristica di emissione (formula 1.5) dipende da γ^2 è chiaro che basterà variare di poco γ per avere una emissione totale che copra tutta la banda Radio.

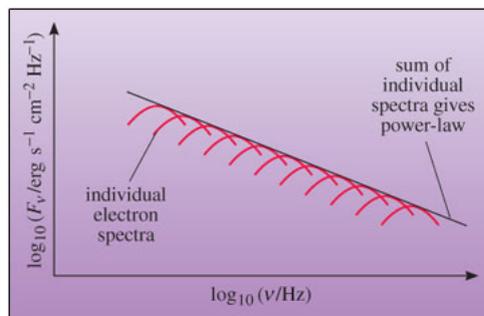


Figura 1.3: Somma dei contributi dei singoli elettroni con risultante una legge di potenza.

Se si hanno molte particelle che irradiano e si suppone che ogni particella emetta singolarmente, cioè indipendentemente dalle altre particelle, e che non ci siano fenomeni di assorbimento interno della sorgente, allora l'emissione totale sarà data semplicemente dalla somma dei contributi delle singole particelle. Poiché l'emissione per sincrotrone non è un processo termico, l'insieme di particelle non soddisfaranno una distribuzione Maxwelliana.

Andremo quindi a considerare una distribuzione del tipo legge di potenza per elettroni relativistici:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = N_0\varepsilon^{-\delta}d\varepsilon \quad (1.6)$$

dove $\varepsilon = \gamma mc^2$ è l'energia delle particelle in movimento e δ ha solitamente il valore di 2.5.

Tale spettro di energia non ha nessuna forte giustificazione a priori. Esso, tuttavia, conduce a delle previsioni sulla forma dello spettro delle radiosorgenti che sono in ottimo accordo con le osservazioni. Inoltre alcuni meccanismi di accelerazione degli elettroni relativistici, che verranno trattati più avanti, prevedono uno spettro di energia che è appunto una legge di potenza.

Supponendo che tutte le particelle emettano alla frequenza caratteristica, l'emissività specifica risulterà essere

$$J_s(\nu) = \frac{dW_s(\nu, \varepsilon)}{dt} N(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{d\nu} \approx N_0 H^{\delta+1/2} \nu^{-\delta-1/2} = N_0 H^{\delta+1/2} \nu^{-\alpha} \quad (1.7)$$

dove $\alpha = \delta - 1/2$ viene chiamato indice spettrale.

Lo spettro finale di emissione, quindi, sarà la somma di tutti i singoli contributi delle varie particelle.

1.3 Accelerazione delle particelle

In questa sezione parleremo dei meccanismi di accelerazione delle particelle, descrivendoli qualitativamente.

1.3.1 Meccanismo di Fermi

Il meccanismo di Fermi fu proposto da Fermi nel 1949 come un meccanismo stocastico dove le particelle scontrandosi con le nubi di gas interstellare, vengono accelerate fino alle alte energie. Quello che Fermi scoprì è che le particelle accelerate in questo modo seguivano una distribuzione del tipo legge di potenza molto simile a quella del sincrotrone.

Il problema di questo meccanismo è il tempo che impiegano le particelle per raggiungere le alte energie. Infatti una nube di gas interstellare ha una velocità relativamente bassa e quindi l'urto con la particella non è molto efficace. La particella avrebbe bisogno di più urti per raggiungere le alte energie.

Il tempo di Fermi, cioè il tempo che impiegano le particelle a raggiungere le alte energie può essere ridotto se consideriamo le onde di shock, generate ad esempio da una supernova. Le onde di shock hanno una velocità molto più elevata della nube di gas interstellare. Di conseguenza l'urto con le particelle sarà più efficiente.

1.3.2 Magnetosfere delle Pulsar

Le Pulsar possiedono dei campi magnetici molto forti, dell'ordine di $10^8 T$. Oltre a campi magnetici molto forti le Pulsar ruotano su se stesse con elevate frequenze. Il risultato è che vengono prodotti all'interno della loro magnetosfera dei potenziali elettrici molto forti che rendono fattibile l'accelerazione delle particelle alle alte energie. Questi potenziali elettrici catturano le particelle che vengono successivamente accelerate. Le particelle, in seguito, si allontanano dalla Pulsar seguendo le linee di forza aperte del campo magnetico, lungo l'asse di rotazione della Pulsar. Una volta uscite queste particelle hanno velocità relativistiche e possono quindi emettere per sincrotrone.

1.3.3 Torre Magnetica

Un altro meccanismo che porta le particelle ad avere una velocità sufficiente per permettere loro di emettere tramite sincrotrone è la *Torre Magnetica*.

Questo meccanismo è associato ad un oggetto molto discusso, il *Buco Nero*. Per prima cosa dobbiamo spiegare cosa accade al materiale quando cade in un buco nero. Se consideriamo il campo magnetico perpendicolare al disco di accrescimento, possiamo immaginare che durante la caduta il materiale si riscaldi e si comprime, mano a mano che il campo magnetico cresce di intensità. Se il buco nero stesse ruotando, le linee di forza del campo magnetico si piegherebbero e diventerebbero più fitte nelle regioni prossime al buco nero. Questo effetto darebbe l'accelerazione alle particelle lungo le linee del campo magnetico tramite le fuoriuscite di materiale relativistico, chiamate *jets*.

Questo fenomeno è osservabile negli *AGNs*, ovvero i nuclei galattici attivi, cioè dove è presente un buco nero che sta attraendo a se del materiale.

Capitolo 2

Caratteristiche del sincrotrone

In questo capitolo verrà trattata la variazione dello spettro di emissione di un insieme di particelle che emette per sincrotrone. In questo processo si dovrà tenere conto del flusso di particelle e della perdita di energia, oltre alle particelle che escono dalla sorgente e quelle che entrano.

2.1 Evoluzione temporale dello spettro

La continua perdita di energia comporta un continuo mutamento dello spettro di emissione delle particelle. L'equazione che regola l'evoluzione del numero di particelle e di conseguenza l'energia relativa è la seguente:

$$\frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right) + \frac{N(\varepsilon, t)}{T_{conf}} = Q(\varepsilon, t) \quad (2.1)$$

Questa equazione descrive il comportamento della sorgente avendo, da sinistra a destra, il flusso di particelle, l'energia persa, il numero di particelle che escono dalla sorgente e la possibile iniezione di nuove particelle.

Non tutte le particelle però contribuiscono allo stesso modo nel definire lo spettro finale di emissione. Le particelle hanno un tempo di vita media $t_{LT} \propto (\varepsilon_0 H^2)^{-1}$ che dipende chiaramente dalla loro energia. Tutte le particelle con energie maggiori saranno le prime a scomparire dallo spettro di emissione.

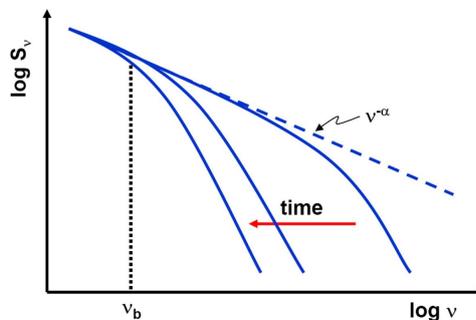


Figura 2.1: Spettro di sincrotrone modificato dalla frequenza di break ν_B .

Questo porterà ad una modifica dello spettro provocata da una rottura di quest'ultimo per frequenze più alte di quella di break, ν_B , come possiamo vedere dalla figura (2.1). La frequenza di break si sposterà con il tempo verso frequenze più basse, dato che le particelle con frequenze maggiori sono già uscite dallo spettro.

L'emissività in funzione della frequenza di break è quindi:

$$\begin{cases} J_s(\nu) \sim \nu^{-\alpha} & \text{se } \nu \ll \nu_B \\ J_s(\nu) \sim \nu^{-\alpha-0.5} & \text{se } \nu > \nu_B \end{cases}$$

Dal precedente sistema possiamo notare che per frequenze più alte di quella di break lo spettro decresce molto più velocemente.

2.2 Polarizzazione della radiazione

Una caratteristica della radiazione di sincrotrone rispetto ad altre radiazioni di interesse astrofisico è quella di mostrare una forte polarizzazione.

Se abbiamo un insieme di elettroni relativistici riceveremo radiazione solamente da quelli elettroni le cui velocità formano un angolo di semi apertura $\leq \frac{1}{\gamma}$ con la linea di vista dell'osservatore. La polarizzazione sarà per lo più lineare con il vettore elettrico perpendicolare al campo magnetico nel quale gli elettroni hanno prodotto la radiazione.

Considerando una distribuzione isotropa di velocità, si calcola la percentuale di polarizzazione lineare intrinseca, definita come il rapporto tra l'intensità del segnale polarizzato e l'intensità del segnale totale. Otteniamo così

$$p_{intr} = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} = 0.7 \div 0.8 \quad (2.2)$$

quindi nel migliore dei casi si raggiunge il 70% di segnale polarizzato linearmente. Il valore tipico della delta è $\delta \approx 2.5$.

Un altro modo per cui la radiazione può essere polarizzata è lo spostamento di fase dovuto ad un plasma magnetizzato che provoca una rotazione dell'onda incidente. Questo processo è chiamato *rotazione di Farady* e l'angolo di rotazione su una distanza L è dato da:

$$\Delta\phi = \lambda^2 \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2} \int_L n_e H_{\parallel} dl \quad (2.3)$$

L'integrale è detto *Misura di Rotazione* e dipende dalla densità degli elettroni e dalla componente parallela del campo magnetico. Proprio per questo, in alcuni casi, viene utilizzato per conoscere la misura del campo magnetico del mezzo interstellare.

2.3 Autoassorbimento

Precedentemente si è sempre considerato che la radiazione prodotta fosse solamente la somma dei vari contributi dei singoli elettroni. Ovvero si è supposto che il gas di

elettroni fosse trasparente alla sua stessa radiazione.

Quando però la temperatura di brillanza della sorgente si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni, l'assorbimento interno da parte degli elettroni relativistici non si potrà più trascurare. In altre parole, ad un certo punto il numero di fotoni che interagiscono con le particelle cariche, e cedono loro la propria energia, diventa cospicuo, e la luminosità della sorgente diminuirà in modo apprezzabile. Se gli elettroni relativistici seguono una distribuzione del tipo legge di potenza, il coefficiente di assorbimento interno sarà:

$$\mu_s \propto \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} N_0 \quad (2.4)$$

Utilizzando adesso l'espressione del trasporto radiativo ricaviamo la brillanza di una radiosorgente di sincrotrone

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \left(1 - e^{-\tau_s(\nu)}\right) \quad (2.5)$$

dove $\tau_s = \mu_s l_0$ è l'opacità. Poiché quest'ultima, nel caso del gas relativistico, cresce al diminuire della frequenza ci si aspetta che una radiosorgente sia opaca a basse frequenze e trasparente alle alte. Andando ad analizzare la formula (2.5) nei casi di regime otticamente sottile e spesso, e sostituendo il valore di J_s che è dato dalla formula (1.7) otteniamo la brillanza di sincrotrone per una radiosorgente:

$$\begin{cases} B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} \propto \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2} & \text{se } \tau \gg 1 \\ B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi} l_0 \propto N_0 l_0 \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{(\delta+1)/2} & \text{se } \tau \ll 1 \end{cases}$$

Come rappresentato in figura (2.2), la brillanza cresce in funzione della frequenza con un esponente pari a 2.5, nel regime otticamente spesso, e poi decresce sempre in funzione della frequenza con esponente $-\alpha$ nelle regioni otticamente sottili.

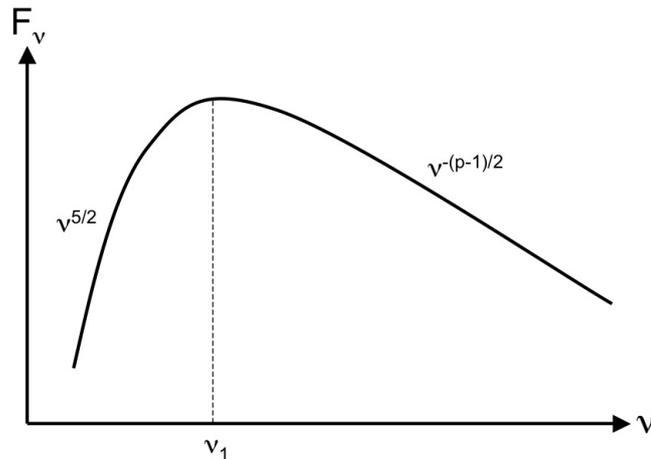


Figura 2.2: Spettro di autoassorbimento del sincrotrone, in cui p rappresenta la δ .

2.4 Effetto SSC

L'effetto SSC è quello in cui i fotoni che vengono scatterati dagli elettroni relativistici sono quelli della radiazione di sincrotrone stessa. In questo caso gli elettroni interagiscono con la radiazione attraverso il processo di Compton inverso, il quale non verrà trattato nelle pagine a seguire.

Quello che dobbiamo andare a considerare per valutare le conseguenze dell'effetto SSC è il rapporto tra la potenza emessa tramite sincrotrone e quella tramite Compton inverso. Calcoliamo quindi il rapporto tra le due potenze

$$\eta = \frac{P_{IC}}{P_S} = \frac{U_{Ph}}{U_B} \quad (2.6)$$

e osserviamo che il rapporto tra le potenze si riduce ad un semplice rapporto tra i campi dove U_{Ph} è la densità di energia per unità di volume mentre U_B è riferito al campo magnetico della radiosorgente.

Fino a quando $\eta < 1$ il processo di perdita di energia dominante è il sincrotrone. Quando invece $\eta = 1$ le particelle perdono energia sia per sincrotrone sia per Compton inverso allo stesso modo. Quello che accade quando $\eta > 1$ viene chiamato *catastrofe Compton*: le particelle iniziano a perdere energia ad un ritmo elevatissimo. Si ha infatti una emissione elevata di energia in banda X e molto meno in quella Radio. La vita media degli elettroni si riduce drasticamente, a causa della grande perdita di energia e di conseguenza la sorgente si esaurisce in pochissimo tempo.

Il rapporto η può essere scritto anche in un altro modo, utilizzando la temperatura di brillantezza della sorgente e la frequenza:

$$\eta = \left(\frac{T_b}{10^{12} K} \right)^5 \nu_9 \quad (2.7)$$

dove ν_9 rappresenta la frequenza misurata in GHz. Il limite di $\eta = 1$ espresso in termini della temperatura di brillantezza è

$$T_b = 10^{12} \nu_9^{-0.2} K. \quad (2.8)$$

Questo significa che se una sorgente avesse una temperatura di brillantezza maggiore di quella nella formula (2.8) le perdite di energia sarebbero catastroficamente veloci poiché gli elettroni perderebbero più energia per effetto Compton inverso che per sincrotrone e inizierebbe la *Catastrofe Compton*.

Capitolo 3

Esempi astrofisici

Saranno descritti in questo capitolo alcuni ambienti astrofisici in cui è possibile osservare radiazione prodotta tramite sincrotrone.

Verranno trattati oggetti molto compatti, come le Pulsar, caratterizzate da campi magnetici molto forti, e oggetti molto più estesi come galassie e ammassi di galassie, i quali hanno invece campi magnetici assai più deboli rispetto alle Pulsar. Sarà presa come esempio la radio galassia ellittica *Centaurus A*.

Inoltre verrà trattata anche la particolare *Crab Nebula*, la quale emette radiazione attraverso il sincrotrone ma in lunghezze d'onda ottiche.

3.1 Pulsar

Alcune stelle, soprattutto quelle massicce, alla fine della loro evoluzione collassano ed esplodono come supernovae. Dopo l'esplosione si formerà una nebulosa con al centro, se la stella era abbastanza massiccia, un oggetto molto compatto, ovvero una stella di neutroni. Questi oggetti molto compatti hanno un raggio di $\sim 10Km$ e sono composti da materia nucleare, principalmente neutroni, ma anche protoni.

Le Pulsar sono delle stelle di neutroni con periodi di rotazione estremamente bassi ($\sim 10^{-3}s$) e con campi magnetici molto elevati ($\sim 10^{12}G$). Questi elevati campi magnetici permettono l'accelerazione degli elettroni fino alle alte energie e contribuiscono al beaming della radiazione lungo il loro asse. La banda di emissione tipica delle Pulsar è la banda Radio, da cui deriva il loro nome (PULSating rADio souRces).

La radiazione proveniente dalle Pulsar mostra aspetti tipici della radiazione di sincrotrone, infatti la distribuzione spettrale di questi oggetti è dominata da una legge di potenza. Hanno comunque un'emissione di raggi gamma tipica dei fotoni ad alte energie.

Questi oggetti emettono pulsazioni a diverse frequenze che non raggiungono l'osservatore nello stesso momento. Questo fenomeno è causato dalla dispersione provocata dal mezzo che attraversano. Utilizzando la *misura di dispersione*

$$D.M = \int_L n_e dl \quad (3.1)$$

possiamo conoscere la densità elettronica lungo la linea di vista e conoscere cosa è stato attraversato dalla radiazione che stiamo osservando. Inoltre utilizzando la misura di dispersione e la formula (2.3) vista precedentemente, che rappresenta la misura di

rotazione, possiamo ricavarci la componente parallela del campo magnetico del mezzo interstellare

$$\langle H_{\parallel} \rangle \propto \frac{R.M}{D.M}. \quad (3.2)$$

Questi oggetti sono molto importanti e vengono utilizzati per conoscere due aspetti molto importanti del mezzo interstellare.

3.2 Supernovae e Crab Nebula

Le supernovae sono delle violente esplosioni che si verificano quando gli strati più esterni di una stella collassano sul nucleo di quest'ultima. Le parti più esterne vengono spazzate via con una velocità molto elevata ($\sim 10^4 \text{ Km/s}$). Si viene a formare un'onda d'urto che comprime il mezzo interstellare circostante, riscaldandolo. Questo fenomeno permette alle particelle di raggiungere velocità ed energie molto elevate e quindi di poter emettere radiazione. L'osservazione dei resti delle supernovae hanno confermato che, durante e dopo queste esplosioni, il materiale accelerato emette radiazione nella banda radio attraverso il processo di sincrotrone. Sono stati osservati anche raggi X e raggi gamma generati da particelle molto energetiche.

Un esempio particolare di nebulosa è la *Crab nebula*.

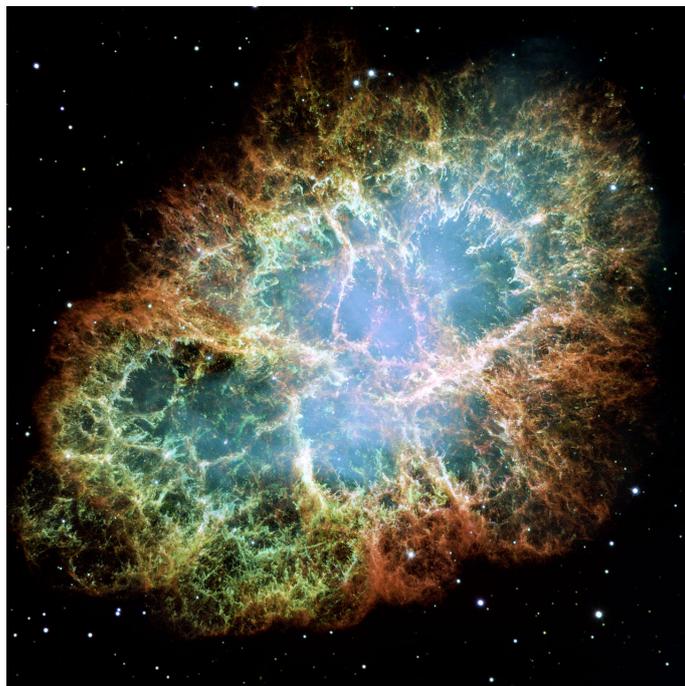


Figura 3.1: Crab Nebula.

L'origine della sua grande luminosità ($10^5 L_{\odot}$) inizialmente fu un mistero. Si pensò, infatti, che fosse costituita da un plasma sottile e molto caldo ($\sim 5 \times 10^4 \text{ K}$), vista anche la presenza delle righe di emissione di Balmer dell'idrogeno. Pensarono inizialmente che il processo di radiazione responsabile di tale emissione fosse la Bremsstrahlung, la

quale non verrà trattata.

Quando però calcolarono la massa necessaria per produrre una tale luminosità attraverso la Bremsstrahlung, ottennero un valore molto elevato ($\sim 15M_{\odot}$), che non era assolutamente plausibile. La natura di tale luminosità rimase quindi un mistero fino all'anno 1953, quando uno scienziato russo, I.S.Shklovsky, postulò che la radiazione emessa dalla nebulosa potesse essere prodotta via sincrotrone.

Nel 1954 gli astronomi scoprirono che la radiazione proveniente dalla nebulosa era polarizzata e che il processo responsabile era il sincrotrone. Questo tolse la necessità di avere una grande massa che producesse tale luminosità poiché erano necessari solamente degli elettroni molto energetici.

Successivamente, nel 1969, fu scoperto che la sorgente di queste particelle molto energetiche era una Pulsar, la *Crab Pulsar* situata al centro della nebulosa.

La particolarità di questa nebulosa è quella di emettere nella banda Ottica. Questo è dovuto al fatto che gli elettroni, essendo stati accelerati da una onda d'urto generata da una supernova, siano riusciti a raggiungere un livello di energia sufficientemente alto da poter, tramite sincrotrone, emettere nella banda Ottica.

3.3 Emissione radio delle Galassie

Possiamo trovare dell'emissione di radiazione nella banda Radio, generata tramite sincrotrone, anche nelle galassie. Quelle in grado di emettere tramite sincrotrone nella banda Radio sono le galassie ellittiche più grandi che hanno campi magnetici più piccoli ($10^{-6}G$). Le galassie radio, inoltre, emettono nella banda ottica come le galassie ellittiche più piccole. Si può trovare anche emissione di raggi X dovuta al processo del Compton inverso.

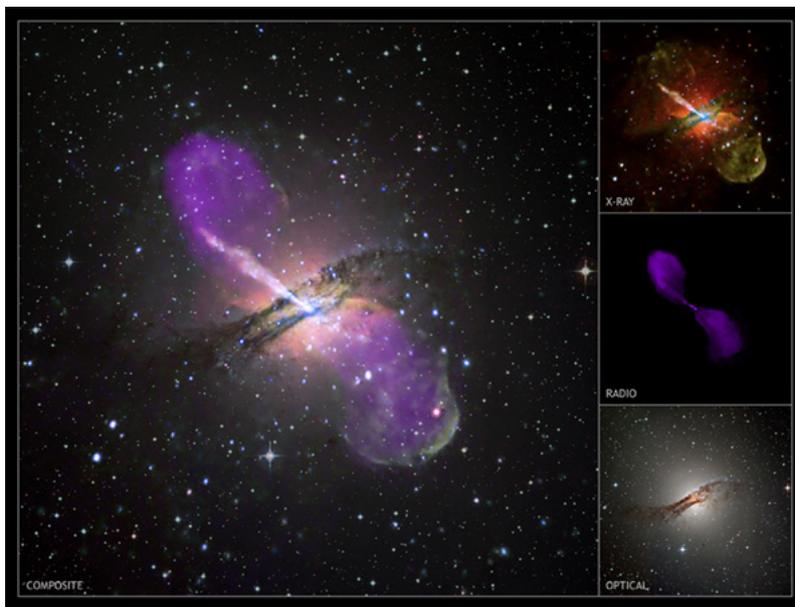


Figura 3.2: Centaurus A osservata in banda Radio, Ottico e raggi X.

Come possiamo vedere nella figura (3.2) nella radio galassia *Centaurus A*, una grande galassia ellittica, è presente sia radiazione nella banda Radio sia nei raggi X.

L'emissione Radio è concentrata nei lobi della galassia, i quali sono delle regioni molto estese composte dal materiale espulso dal centro galattico attraverso i *jets*, discussi precedentemente.

Anche la radiazione proveniente dalle galassie segue una distribuzione del tipo legge di potenza, caratteristica della emissione per sincrotrone, oltre ad essere polarizzata.

L'osservazione nella banda Radio ci ha permesso di osservare dei processi di emissione per sincrotrone in oggetti molto più grandi delle galassie ellittiche, gli ammassi di galassie. Questi oggetti possono contenere dalle centinaia alle migliaia di galassie ma, nonostante il loro grande numero, la massa delle galassie rappresenta solamente il 5% della massa totale dell'ammasso.

L'ICM (*Inter Cluster Medium*) rappresenta il 15% della massa totale dell'ammasso, mentre la maggior parte della massa è composta da *materia oscura*.

L'emissione radio però non la troviamo ovunque nell'ammasso di galassie ma a seconda di dove è localizzata l'emissione si distinguono diversi tipi di sorgente.

Fanno parte di queste sorgenti i *Radio Relics*, che si trovano nelle regioni periferiche degli ammassi di galassie. Hanno una forma allungata e perpendicolare al centro dell'ammasso, infatti sono considerati delle tracce di onde d'urto. Da queste zone è stata osservata radiazione polarizzata ($\sim 10 - 30\%$).

In conclusione l'emissione di sincrotrone è fondamentale per lo studio di molti oggetti celesti, oltre ad essere osservabile sia in oggetti molto piccoli sia in oggetti estremamente grandi.

I due aspetti necessari per dar vita al processo del sincrotrone sono particelle ultra-relativistiche e campi magnetici. Quest'ultimi, negli ambienti astrofisici sono molto deboli, infatti il sincrotrone genera radiazione nelle lunghezze d'onda Radio. Ma abbiamo visto come determinati oggetti con campi magnetici molto più forti generino perfino dei raggi γ .

La presenza del sincrotrone ci dà anche la prova che in quelle determinate regioni ci sono stati dei fenomeni che hanno permesso l'accelerazione di particelle fino ad alte energie.

Bibliografia

- [1] Longair, M.S. 1994, *High Energy Astrophysics* Second Edition, Cambridge University Press.
- [2] Bradt, H. 2008, *Astrophysics Processes: The Physics of Astronomical Phenomena* Cambridge University Press.
- [3] Rybicki, G.B., Lightman, A.P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* WILEY VCH.