

Alma Mater Studiorum Università di Bologna

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

EMISSIONE DI SINCROTRONE E APPLICAZIONI ASTROFISICHE

Tesi di laurea

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Candidato:
Giacomo Carli

Sessione IV
Anno Accademico 2017/2018

Indice

Introduzione	1
1 Descrizione fisica della Radiazione di Sincrotrone	2
1.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme . . .	2
1.2 Moto di una particella carica in un campo magnetico non uniforme	3
1.3 Radiazione di Sincrotrone	5
1.3.1 Distribuzione spettrale della radiazione	6
1.3.2 Auto-assorbimento della radiazione di Sincrotrone	8
1.3.3 Energetica di una radiosorgente di Sincrotrone	9
1.3.4 Perdite radiative ed evoluzione temporale	10
1.3.5 Polarizzazione della radiazione di Sincrotrone	11
1.3.6 Synchrotron self-Compton (SSC)	12
2 Applicazioni astrofisiche	13
2.1 Le Galassie Attive	13
2.2 Le Supernovae	14
2.3 Le Pulsar	15
2.4 Emissione di Giove	15

Introduzione

La radiazione di sincrotrone domina gran parte dell'astrofisica delle alte energie. Questo tipo di radiazione fu osservata la prima volta nel 1948 nei primi esperimenti con il betatrone¹ ed è responsabile dell'emissione radio della nostra galassia, dei resti di supernova e delle sorgenti radio extragalattiche.

L'emissione di sincrotrone è un processo non-termico nel continuo generato da particelle cariche, generalmente elettroni o protoni, con velocità ultra-relativistiche, accelerate da un campo magnetico. Il termine "non-termico" è diffusamente utilizzato in astrofisica delle alte energie e convenzionalmente fa riferimento ad una radiazione continua di una distribuzione di particelle con uno spettro di energia non-Maxwelliano.

La radiazione generata in questo modo ha una polarizzazione caratteristica e le frequenze raggiunte possono esprimersi in tutto lo spettro elettromagnetico.

In questo elaborato ci si soffermerà sulla descrizione delle dinamiche fisiche che generano questo tipo di radiazione a partire dalla descrizione dell'evento singolo e collettivo, dei meccanismi che regolano l'autoassorbimento, della sua evoluzione temporale e delle caratteristiche della polarizzazione della radiazione di sincrotrone; inoltre si analizzeranno, seppur sinteticamente ma nel modo più completo possibile, le numerose applicazioni astrofisiche correlate alla radiazione di sincrotrone.

¹Il "betatrone" è un acceleratore di particelle, sviluppato attorno al 1940, che accelera elettroni applicando una differenza di potenziale generata da un campo magnetico variabile. Si configura di fatto come il precursore di un acceleratore di particelle ben più potente: il sincrotrone. D. W. Kerst, "*The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction*", 1940, Physical Review

Capitolo 1

Descrizione fisica della Radiazione di Sincrotrone

1.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme

I campi magnetici sono presenti in ogni ambiente astrofisico e di conseguenza le dinamiche di una particella carica influenzata da un campo magnetico sono estremamente importanti per la comprensione dei fenomeni astrofisici.

Una particella carica q con massa m_0 a riposo in moto con velocità \vec{v} in un campo magnetico \vec{H} ha la seguente equazione del moto:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (1.1)$$

Dove $\vec{p} = m\vec{v}$ è il momento lineare della particella e c è la velocità della luce nel vuoto. Successivamente si indicherà con θ l'angolo compreso tra la direzione di \vec{p} e \vec{H} ("pitch angle") e con $v_{\parallel} = v\cos\theta$ e $v_{\perp} = v\sin\theta$ le componenti della velocità parallele o perpendicolari al campo magnetico. Il prodotto vettoriale tra \vec{v} e \vec{H} dimostra che l'unica componente di velocità che altera la forza subita dalla particella è quella perpendicolare al campo magnetico (la componente parallela rimane costante). Si ha quindi:

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{c} v H \sin(\theta) = \frac{q}{c} v_{\perp} H \quad (1.2)$$

Il vettore accelerazione è perpendicolare al piano generato da \vec{v} e \vec{H} e non modifica il modulo della velocità ma solo la sua direzione; di fatto quindi avrò che la componente parallela della velocità rappresenta un moto uniforme lungo le linee di forza del campo magnetico mentre l'equazione (1.2) rappresenta un moto circolare con velocità v_{\perp} costante, in generale quindi se la particella entra nel campo magnetico con un angolo di pitch diverso da 0 si muoverà con un moto elicoidale (come in *Figura 1.1*) a passo costante con raggio di curvatura rappresentato da r_L , definito *raggio di Larmor* o *raggio di ciclotrone*, periodo di rivoluzione T_L e pulsazione

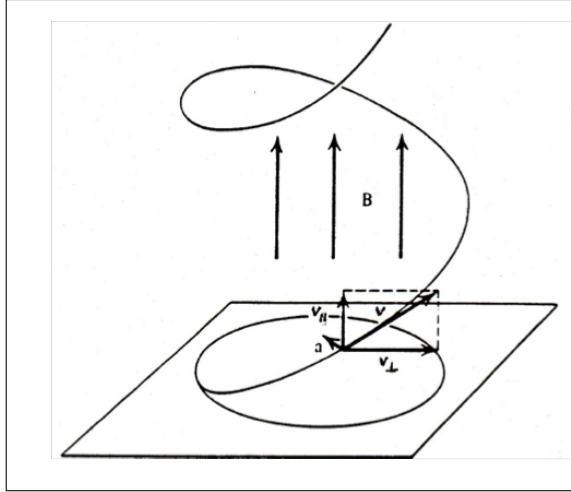


Figura 1.1: Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme.

ω_L definiti dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}
 r_L &= \frac{mc}{qH} v_{\perp} \\
 T_L &= \frac{2\pi r_L}{v_{\perp}} = \frac{2\pi mc}{qH} \\
 \omega_L &= \frac{2\pi}{T_L} = \frac{qH}{mc}
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

La velocità della particella ha un ruolo fondamentale nel determinare le equazioni (1.3); se la particella è relativistica, infatti è necessario modificare le equazioni precedenti, ricordando che la massa dipende dalla velocità. Definirò con m_0 la massa a riposo mentre γ è definito come *fattore di Lorentz*:

$$\begin{aligned}
 m &= \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m_0 \gamma \\
 \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

Sostituendo le equazioni (1.4) nelle (1.3) ottengo le relazioni per il caso relativistico.

1.2 Moto di una particella carica in un campo magnetico non uniforme

Un campo magnetico non uniforme causa profonde variazioni nel moto della particella. Se si considera ora una particella carica in moto all'interno di un campo magnetico non uniforme con sistema di riferimento solidale con il centro istantaneo di curvatura del moto, la particella ha $v_{\parallel} = \text{cost}$ (si muove quindi di moto rettilineo uniforme), in tale sistema di riferimento è presente un campo elettrico indotto, dovuto al moto della carica nel campo magnetico, che denominiamo \vec{E}' ,

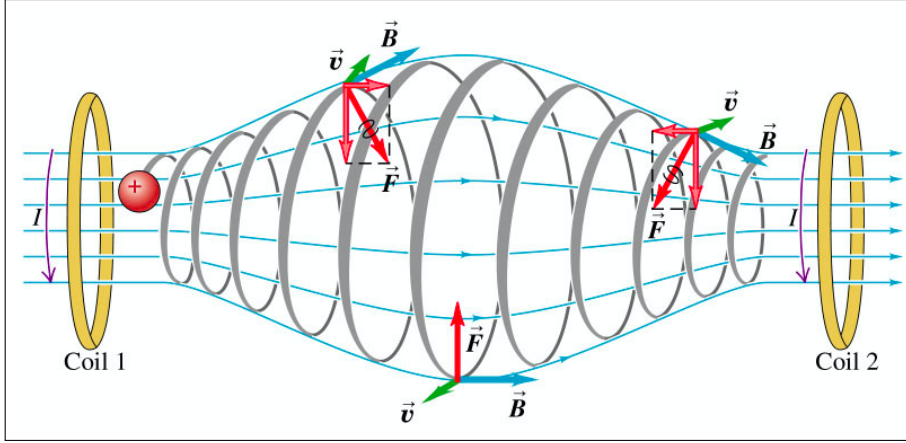


Figura 1.2: Moto di una particella carica in un campo magnetico non uniforme, dinamica definita "Bottiglia magnetica".

definito dalle equazioni di Maxwell:

$$\Delta \times \vec{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\delta \vec{H}}{\delta t} \quad (1.5)$$

La Fig. 1.2 mostra la variazione del moto della particella che si muove all'interno del campo magnetico. Il campo magnetico indotto altera l'energia cinetica della particella associata alla componente perpendicolare della velocità di una quantità che coincide con il lavoro fatto dal campo elettrico \vec{E}' e per ogni traiettoria circolare coincide con:

$$\Delta\left(\frac{1}{2}mv_{\perp}^2\right) = \oint q\vec{E}' \cdot d\vec{l} = q \int_S \Delta \times \vec{E}' \cdot d\vec{S} = -\frac{q}{c} \int_S \frac{\delta \vec{H}}{\delta t} \cdot d\vec{S} \quad (1.6)$$

Nel caso in cui \vec{H} vari poco in un periodo di Larmor, possiamo assumere che $\delta \vec{H} / \delta t \approx \Delta \vec{H} / T_L$; applicando quest'ultima approssimazione alla (1.6) ed essendo $\epsilon_{\perp} = mv_{\perp}^2 / 2$ posso dire che:

$$\frac{\Delta \epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\perp}} \approx \frac{\Delta H}{H} \quad (1.7)$$

Da cui:

$$\frac{\epsilon_{\perp}}{H} = \text{cost} \quad (1.8)$$

In sostanza la forza di Lorentz non fa lavoro, perciò l'energia cinetica della particella deve rimanere costante, per cui ad ogni variazione di ϵ_{\perp} deve corrispondere una variazione uguale e contraria di ϵ_{\parallel} . In particolare nel punto in cui $\epsilon_{\perp} = v$ si ha che $\epsilon_{\parallel} = 0$, la particella viene quindi riflessa indietro lungo il campo magnetico. Infatti dato che $\epsilon_{\perp} \propto \sin^2(\theta)$, si ha:

$$\frac{\sin^2(\theta)}{H} = \text{cost} \quad (1.9)$$

Questo risultato è definito *invariante adiabatico* e se H_0 e θ_0 sono noti in un punto della traiettoria, in un altro punto qualsiasi della traiettoria l'angolo θ sarà dato da:

$$\sin \theta = \sin \theta_0 \sqrt{\frac{H}{H_0}} \quad (1.10)$$

All'aumentare di H aumenterà anche l'angolo di *pitch* fino a raggiungere il valore limite di 90 gradi, la particella oltre a questo valore non può più penetrare nelle regioni più interne poichè $\sin(\theta)$ ha raggiunto il suo valore massimo. Essa è quindi forzata a cambiare la direzione longitudinale del moto e si muoverà nella direzione in cui il campo decresce. Tale fenomeno consente di intrappolare le cariche nelle cosiddette "Bottiglie magnetiche" e nelle fasce di radiazione della Terra, le fasce di *Van Allen*².

1.3 Radiazione di Sincrotrone

Si consideri una particella ultra-relativistica in moto ($\beta \approx 1$), ad esempio un elettrone, in presenza di un campo magnetico. La radiazione si può considerare di dipolo ma solo nel sistema di riferimento dell'elettrone (dove l'elettrone è istantaneamente a riposo), per arrivare all'espressione della distribuzione della radiazione nel sistema di riferimento dell'osservatore nel quale l'aberrazione relativistica ha modificato l'angolo sotto cui viene emessa la radiazione che non è più isotropa, è necessario quindi applicare le seguenti relazioni:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin\alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos\alpha' + \beta} = \frac{\alpha'}{\gamma(\cos\alpha' + \beta)} \quad (1.11)$$

Dove α è l'angolo sotto il quale l'osservatore vede l'emissione, mentre α' è lo stesso angolo nel sistema di riferimento dell'elettrone.

Considerando ora $\alpha' = \frac{\pi}{2}$, $\beta \approx 1$ e $\gamma \gg 1$ otteniamo:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \approx \frac{1}{\gamma} \approx \alpha \quad (1.12)$$

Dove quindi la tangente dell'angolo è circa l'angolo stesso e si nota inoltre che per gli elettroni relativistici metà della radiazione è concentrata in un cono di semiampiezza $\approx \frac{1}{\gamma}$ che ha per asse la direzione della velocità, questo effetto è definito *beaming relativistico* e porta all'osservazione della radiazione sotto forma di impulsi, cioè quando l'osservatore è nella direzione del cono di emissione della particella.

Attraverso la formula di Larmor applicata per un'accelerazione centripeta ottengo la potenza emessa:

$$P = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (1.13)$$

Che attraverso le seguenti approssimazioni: $\beta \approx 1$, $\epsilon = \gamma m_0 c^2$ e utilizzando la "Sezione d'urto Thomson" dell'elettrone definita come $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$, posso esprimere numericamente nel seguente modo:

$$-\frac{dW}{dt} = 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2(\theta) \approx 1.62 \cdot 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta) \text{ergs}^{-1} \quad (1.14)$$

²Scoperte nel 1958 in seguito all'interpretazione dei dati forniti dal satellite artificiale Explorer I da parte del fisico statunitense Van Allen, le fasce di Van Allen sono dei toroidi di particelle cariche trattenute dal campo magnetico terrestre originate dall'interazione del vento solare con il campo magnetico stesso.

Carlo Ferri, "L'Astronomia", 2008

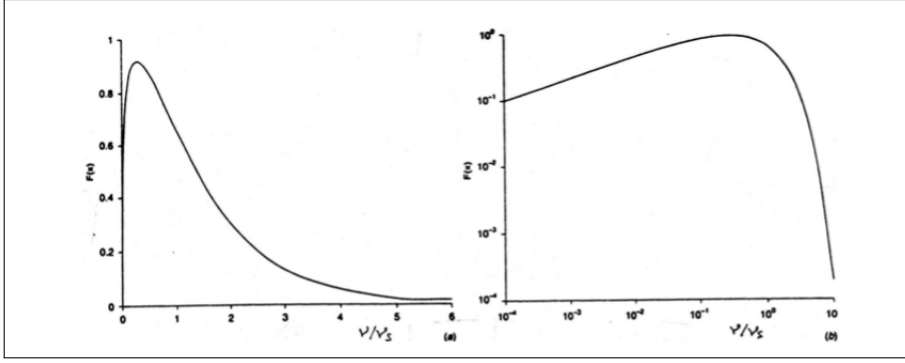


Figura 1.3: Distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone emessa da un singolo elettrone.

La radiazione emessa da un elettrone ultra-relativistico è quindi emessa sotto forma di impulsi dovuti al moto elicoidale della particella attorno al campo magnetico (effetto dovuto alla forza di Lorentz) associato all'effetto del beaming relativistico, si definiscono quindi le durate nette dell'impulso, cioè le frazioni di tempo nelle quali vediamo la radiazione, dal punto di vista dell'elettrone:

$$\Delta t \approx \frac{\Delta(\theta)}{\omega_{rel}} = \frac{\gamma m_e c^2}{eH\gamma} = \frac{2}{\omega_L} \quad (1.15)$$

Dove $\omega_L = \frac{qH}{mc}$ e viene definita *frequenza angolare di ciclotrone*; nel caso in cui il punto di vista sia quello dell'osservatore si avrà:

$$\Delta\tau \approx \frac{5 \cdot 10^{-8}}{\gamma^2 H} \text{sec} \quad (1.16)$$

1.3.1 Distribuzione spettrale della radiazione

Emissione da singolo elettrone

Attraverso l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto otteniamo la distribuzione spettrale della radiazione, si nota che lo spettro è continuo fino ad una frequenza critica data da:

$$\nu_s \sim 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] GHz \quad (1.17)$$

Per valori tipici delle situazioni astronomiche avremo $\nu_s \approx 4 GHz$, frequenza tipica della radioastronomia. Dalla Fig.1.3 Possiamo distinguere due regimi:

$$\begin{aligned} \nu \ll \nu_s &\longrightarrow F(\nu) \propto \nu^{1/3} \\ \nu \gg \nu_s &\longrightarrow F(\nu) \propto e^{-\nu/\nu_s} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Dove $F(\nu)$ è definito come:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= \frac{\sqrt{3}e^3 H \sin(\theta)}{8\pi^2 c m_e} F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right) \\ F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right) &= \frac{\nu}{\nu_s} \int_{\nu/\nu_s}^{\infty} K_{5/3}(y) dy \end{aligned} \quad (1.19)$$

Dove K è la "funzione di Bessel modificata".

Emissione da un insieme di elettroni

Negli scenari astrofisici si avrà a che fare con un insieme di elettroni aventi energie molto differenti tra loro, in questo caso, per determinare i processi di insieme, si suppone che non si verifichino eventi collettivi (ogni particella irradia in modo indipendente) e si escludono fenomeni di assorbimento interno; l'emissione totale si ottiene quindi sommando i contributi delle singole particelle.

Si consideri quindi un insieme di elettroni relativistici con energie distribuite secondo la seguente legge di potenza (le sorgenti non-termiche possono essere spesso approssimate a leggi di potenza):

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon \quad (1.20)$$

Dove $N(\epsilon)d\epsilon$ è il numero degli elettroni per unità di volume con energia compresa tra ϵ e $\epsilon + d\epsilon$ che irradiano nell'intervallo di frequenze da ν a $\nu + d\nu$.

Attraverso l'equazione 1.19 possiamo calcolare quindi l'emissività specifica dell'intera popolazione, cioè la potenza monocromatica irradiata per unità di volume da questo insieme di particelle:

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dW_s(\nu, \epsilon)}{dt}N(\epsilon)d\epsilon \approx N_0F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right)\epsilon^{-\delta}d\epsilon \quad (1.21)$$

Normalizzando la frequenza alla frequenza critica si ottiene la forma dello spettro di radiazione e quindi la *legge di potenza* per il sincrotrone:

$$J_s(\nu) \sim N_0H^{(\delta+1)/2}\nu^{-(\delta-1)/2} \quad (1.22)$$

Che introducendo l'*indice spettrale* $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$ posso riassumere come:

$$J_s(\nu) \propto N_0H^{\alpha+1}\nu^{-\alpha} \quad (1.23)$$

Lo spettro totale è quindi una legge di potenza ricavata dalla sovrapposizione di

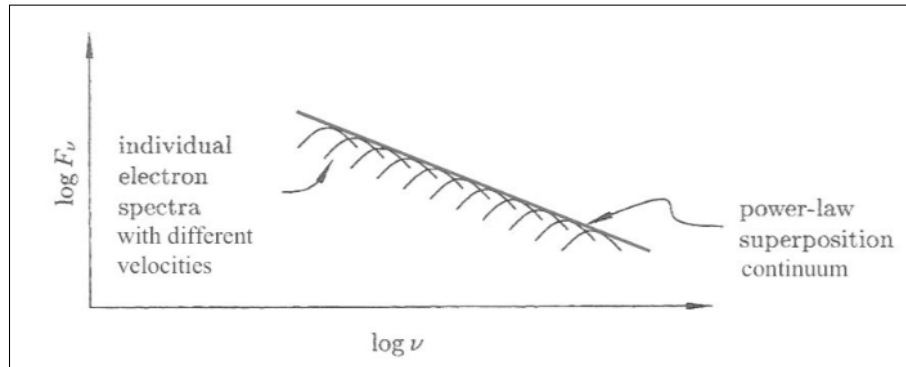


Figura 1.4: Distribuzione spettrale della potenza di sincrotrone emessa da un insieme di elettroni, lo spettro si ottiene dalla sovrapposizione dei singoli spettri degli elettroni con γ differente.

ogni singolo elettrone, ognuno con il suo picco di frequenza caratteristica come in *Fig.1.4*; l'indice spettrale è determinato solo dalla distribuzione in energia degli elettroni, ne consegue che lo studio dello spettro delle radiosorgenti dà informazioni sulla distribuzione di energia degli elettroni che irradiano.

1.3.2 Auto-assorbimento della radiazione di Sincrotrone

Si analizza ora il fenomeno dell'auto-assorbimento; quando la temperatura di brillantezza della sorgente è prossima alla temperatura cinetica degli elettroni il numero di fotoni di sincrotrone che cedono la propria energia diventa elevato, provocando una cospicua diminuzione della luminosità della sorgente. Il coefficiente di assorbimento è determinato attraverso i *coefficienti di Einstein* e risulta:

$$\mu_s \propto \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} \quad (1.24)$$

La brillantezza in caso di auto-assorbimento è data dall'equazione del trasporto radiativo:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad (1.25)$$

dove τ_s è definita *opacità* ed è $\tau_s = \mu_s l_0$. Si nota che l'opacità cresce al diminuire della frequenza, una radiosorgente sarà quindi opaca a grandi lunghezze d'onda e trasparente a lunghezze d'onda piccole. Sostituendo all'interno dell'equazione 1.25 l'equazione 1.23 si possono distinguere due regimi:

$$\begin{aligned} B_s(\nu) &\propto \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{\alpha+1} \longrightarrow \tau_s(\nu) \ll 1 \\ B_s(\nu) &\propto \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2} \longrightarrow \tau_s(\nu) \gg 1 \end{aligned} \quad (1.26)$$

Nel primo caso si ha un regime otticamente sottile e la radiazione non viene assorbita e la brillantezza è uguale all'emissività (caso diffuso nelle grandi radiosorgenti); nel secondo caso invece si ha un regime otticamente spesso (caso diffuso nelle piccole radiosorgenti) dove il termine esponenziale va a 0. Derivando la 1.25 rispetto a ν e ponendo la derivata uguale a 0 ottengo la frequenza ν_{peak} a cui la brillantezza raggiunge il massimo:

$$\nu_{peak} \propto S_{peak}^{1/2} \theta^{-4/5} H_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (1.27)$$

Dove θ è la diametro angolare medio della sorgente e z il redshift.

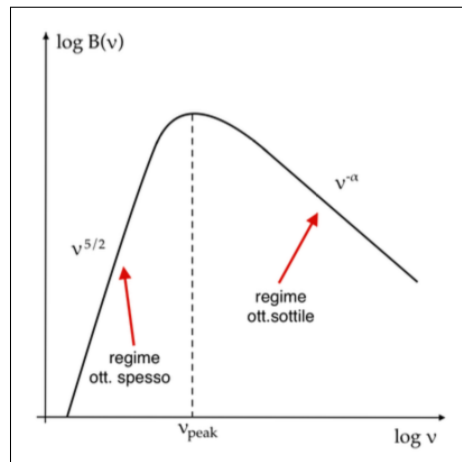


Figura 1.5: Spettro di emissione di sincrotrone in caso di auto-assorbimento.

1.3.3 Energetica di una radiosorgente di Sincrotrone

L'energia totale di una radiosorgente si può ricavare calcolando i contributi energetici di ogni componente relativa alla radiazione di sincrotrone, in particolare si considera l'energia cinetica delle particelle (elettroni e protoni) e l'energia del campo magnetico; mettendo a confronto queste quantità in un grafico otteniamo il valore minimo di energia richiesto per ottenere una fonte di radiazione di sincrotrone. L'energia totale data da:

$$U_{tot} = U_{el} + U_{pr} + U_H \quad (1.28)$$

Supponendo che l'energia dei protoni sia proporzionale a quella degli elettroni e che quindi il parametro k valga 1 nel caso in cui il loro numero sia lo stesso:

$$U_{tot} = U_{el} + U_{pr} + U_H \approx (1 + k)\epsilon_{el} + U_H \quad (1.29)$$

I contributi energetici di ϵ_{el} e U_H sono:

$$\begin{aligned} \epsilon_{el} &= C_{el}H^{-3/2}L \\ U_H &= \int \frac{H^2}{8\pi}dV = C_H H^2 V \end{aligned} \quad (1.30)$$

Sviluppando il grafico (Fig. 1.6) relativo all'energia totale si nota un minimo dell'energia complessiva che fornisce l'equipartizione tra i contributi energetici. Inserendo le equazioni 1.30 nella 1.29 ottengo il budget energetico totale:

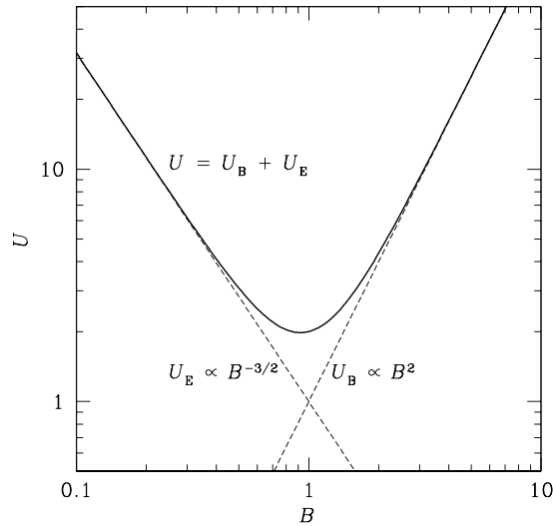


Figura 1.6: Energia totale di una radiazione che emette per sincrotrone.

$$U_{tot} \approx (1 + k)C_{el}H^{-3/2}L + C_H H^2 V \quad (1.31)$$

Successivamente, ponendo uguale a zero la derivata di U_{tot} rispetto a H ottengo la condizione di equipartizione:

$$(1 + k)\epsilon_{el} = \frac{4}{3}U_H \quad (1.32)$$

Si può ora calcolare il campo magnetico corrispondente al valore di energia minima, detto *campo magnetico di equipartizione*, e il valore di minima energia associato a questo campo:

$$H_{eq} = H(U_{min}) = \left[\frac{3}{4}(1+k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (1.33)$$

$$U_{tot,min} = 2(1+k)^{4/7} C_{el}^{4/7} C_H^{3/4} L^{4/7} V^{3/7} \quad (1.34)$$

1.3.4 Perdite radiative ed evoluzione temporale

Nel caso della radiazione di Sincrotrone gli elettroni emettono a discapito della loro energia cinetica comportando una variazione nel tempo delle distribuzione delle energie. Nel caso più generale l'evoluzione temporale è descritta dalla seguente equazione:

$$\frac{\partial N(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{d\epsilon}{dt} N(\epsilon, t) \right) + \frac{N(\epsilon, t)}{T_{conf}} = Q(\epsilon, t) \quad (1.35)$$

dove il primo termine rappresenta il flusso delle particelle attraverso il volume (*particle flow*), il secondo le perdite energetiche dovuto alla radiazione emessa (*energy losse*), il terzo termine rappresenta la perdita delle particelle ed è un termine statico (*leakage*) mentre l'ultimo termine coincide con l'iniezione di particelle nel plasma (*injection*). Se inizialmente supponiamo un tempo di confinamento $T_{conf} = \infty$ e $Q(\epsilon, t) \rightarrow 0$ l'equazione si riduce ai primi due termini; dunque, attraverso la formula di Larmor si può definire successivamente un tempo caratteristico t^* di raffreddamento di sincrotrone definito come il rapporto tra l'energia iniziale e il tasso di perdita di energia:

$$t^* = \frac{\epsilon_0}{d\epsilon/dt} = \frac{1}{C_s \epsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)} \approx \frac{1}{\epsilon_0} \quad (1.36)$$

È interessante notare la dipendenza dall'energia iniziale, ciò significa che particelle con più alta energia hanno tempi di raffreddamento più brevi, con un cut-off alle alte energie che si sposta verso le energie più basse (Fig. 1.7).

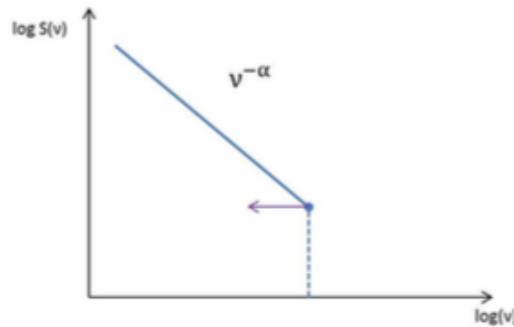


Figura 1.7: Spettro di sincrotrone modificato dalle perdite energetiche delle particelle senza "injection".

Se invece consideriamo uno scenario più realistico, cioè un termine di injection non nullo, quindi un rifornimento di particelle, allora nello spettro non si osserverà

un cut-off netto ma se $T_{conf} \rightarrow \infty$ si raggiungerà l'equilibrio tra le particelle che vengono iniettate e quelle che si spostano ad energie minori; questo equilibrio si identifica ad una certa frequenza, detta frequenza di *break* (ν^*) e quindi ad un tempo caratteristico portando alla deformazione dello spettro energetico che apparirà smussato e non netto come si vede in Fig. 8.

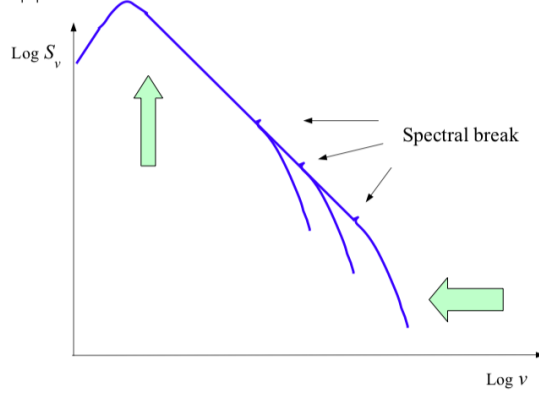


Figura 1.8: Spettro di sincrotrone modificato dalle perdite energetiche delle particelle con "injection".

In caso di sorgente "invecchiata", come viene definita in questo caso, l'emissività prima e dopo la frequenza è data da:

$$J_s(\nu) \approx \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} \rightarrow \nu \ll \nu^* \quad (1.37)$$

$$J_s(\nu) \approx \nu^{-\delta/2} = \nu^{-(\alpha+0.5)} \rightarrow \nu > \nu^* \quad (1.38)$$

Si possono verificare altri fenomeni che contribuiscono alla perdita di energia, ad esempio le perdite per ionizzazione, dove le particelle interagiscono con la materia neutra, le perdite energetiche legate alla Bremsstrahlung relativistica e allo scattering per Inverse Compton.

1.3.5 Polarizzazione della radiazione di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone presenta una forte polarizzazione lineare; tuttavia, le velocità ultra-relativistiche comportano una estrema direzionalità dell'emissione causando una riduzione del cono di emissione e la polarizzazione si presenta lineare se l'osservatore è posto lungo il piano dell'orbita; in caso contrario, quando la linea di vista è differente dal piano dell'orbita, si osserverà una polarizzazione ellittica. In particolare se consideriamo una distribuzione di elettroni che non varia molto con l'angolo di pitch allora la componente ellittica viene annullata dai contributi dei singoli coni di emissione da entrambi i lati della linea di vista generando una polarizzazione che si manifesta lineare.

Il grado di polarizzazione è dato da:

$$\Pi = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (1.39)$$

Il massimo teorico associato alla polarizzazione di sincrotrone si ottiene per un $\delta = 2.5$ ed è un grado di polarizzazione di $\approx 72\%$.

Le radiosorgenti che osserviamo hanno generalmente un grado di polarizzazione del 20%, valore sostanzialmente basso rispetto al massimo teorico dovuto a comportamenti fisici che portano alla diminuzione del grado di polarizzazione, ad esempio la rotazione di Faraday o campi magnetici non omogenei.

Un ruolo fondamentale della polarizzazione è la sua utilità per mappare i campi magnetici essendo il campo magnetico allineato con la struttura del plasma come si osserva in Fig.1.9.

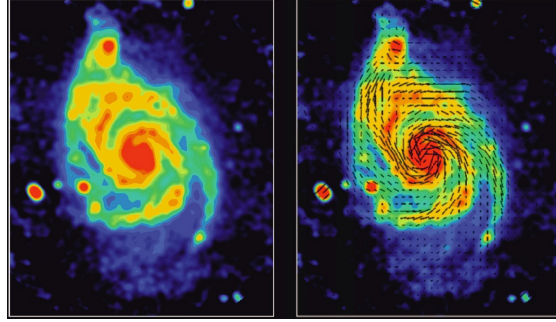


Figura 1.9: Immagine radio della galassia M51, stimata ad una distanza compresa tra 13 e 30 milioni anni luce; i vettori danno l'orientazione del campo magnetico in seguito all'emissione polarizzata.

1.3.6 Synchrotron self-Compton (SSC)

Il Synchrotron self-Compton è un fenomeno molto complesso dove i fotoni generati dall'emissione di sincrotrone aumentano l'energia, tramite l'effetto Inverse Compton, degli elettroni della stessa sorgente.

In particolare rapportando le emissioni di sincrotrone e di Inverse Compton posso osservare quale dei due processi predomina sull'altro:

$$\eta = \frac{(d\epsilon/dt)_{sinc}}{(d\epsilon/dt)_{IC}} = \frac{U_H}{U_{ph}} \quad (1.40)$$

Per $\eta < 1$ le perdite sono dominate dal sincrotrone, mentre per $\eta > 1$ si entra in un regime definito *Catastrofe Compton* dove le perdite per IC sono predominanti con conseguente emissione in X.

Questo rapporto si configura anche come metodo di determinazione dei campi magnetici, infatti se misuriamo la luminosità nella banda Radio, dove generalmente emette il sincrotrone, la luminosità in X, dove troviamo emissione per IC e U_{ph} nella regione dello spettro dove i fotoni passano da Radio a X, posso calcolare U_H e quindi il campo magnetico.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

In questo capitolo si analizzeranno gli oggetti astrofisici che più sono caratterizzati dall'emissione di sincrotrone, concentrandosi principalmente sulle galassie attive (AGN), le supernovae, le pulsar e la debole emissione di Giove.

2.1 Le Galassie Attive

Le galassie attive sono oggetti astrofisici estremamente interessanti, la loro peculiarità deriva dall'irradiare una grande quantità di radiazione non-stellare e non proveniente dalle usuali sorgenti di radiazione galattiche; in particolare tutte le galassie attive sembrano essere alimentate da una regione compatta al loro centro definita *Active Galactic Nuclei* (AGN) dove è presente un buco nero centrale supermassiccio. Il materiale in caduta nel buco nero genera, a causa del momento angolare del buco nero, un disco di accrescimento che diventa presto plasma a causa dell'energia termica guadagnata dall'attrito; questo materiale carico in movimento genera un forte campo magnetico che interagendo con il materiale stesso produce soprattutto radiazione di sincrotrone e termica (soprattutto nei raggi X). Negli AGN è spesso presente la produzione di jet di materia diretti verso l'esterno

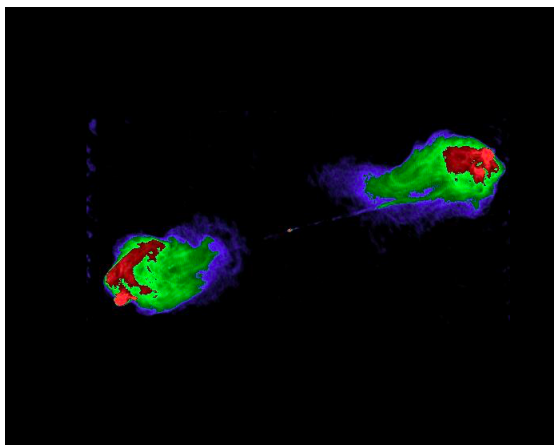


Figura 2.1: Cygnus A (Onde radio 5-GHz).

necessari per la conservazione del momento angolare ed in essi si concentra il flusso di massa e radiazione uscente dalla galassia; ai getti sono associati dei lobi molto estesi ($\approx 100\text{Kpc}$) che si manifestano come una forte sorgente di radiazione di

sincrotrone e degli hot spots, zone all'interno dei lobi dove il materiale accelerato urta con il materiale dell'ambiente emettendo principalmente per IC.

Un particolare tipo di galassia che presenta un AGN e una forte emissione radio è la radiogalassia; la prima scoperta fu *Cygnus A* (Fig. 2.1) nel 1939 da Grote Reber, pioniere della radioastronomia. Questa galassia presenta una luminosità radio un milione di volte più intensa della nostra galassia e concentra la sua emissione radio nei due getti agli opposti del nucleo galattico.

2.2 Le Supernovae

Una supernova è una stella di grande massa che esplode, liberando enormi quantità di energia e espellendo la maggior parte o tutto il materiale che compone la stella a velocità molto elevate, producendo forti onde d'urto che possono accelerare altre particelle fino a velocità relativistiche attraverso il meccanismo di Fermi (I^a specie) associato a un meccanismo di accelerazione sistematico, generando i *supernovae remnant*.

L'esplosione di supernovae è quindi un processo nel quale si formano elettroni relativistici e ultra-relativistici, i quali, spiraleggiando nel campo magnetico producono un continuo radio polarizzato di radiazione di sincrotrone (insieme a molti altri processi radiativi).

La prima supernova ad essere studiata è stata la Nebulosa del Granchio, esplosa nel 1054, quest'ultima fu all'origine della comprensione che nelle supernovae c'è radiazione di sincrotrone poiché dalla nebulosa ci arriva radiazione polarizzata a 10GHz e il grado di polarizzazione lineare globale è 5%.

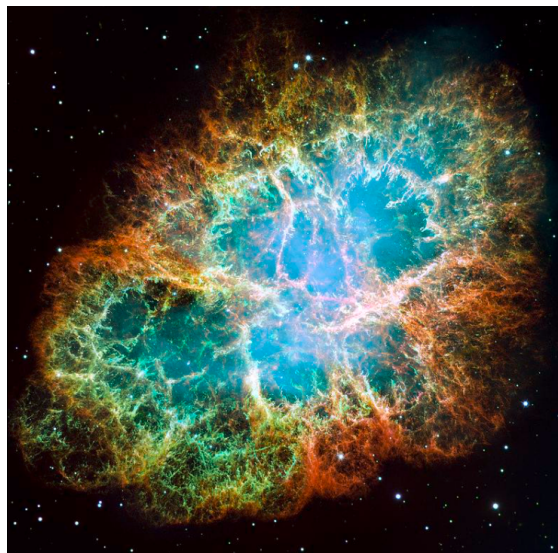


Figura 2.2: Immagine della Nebulosa Granchio ripresa dal telescopio spaziale Hubble. Nel centro esatto della nebulosa si trova una pulsar, una stella di neutroni che ruota alla velocità di 30 giri al secondo.

2.3 Le Pulsar

Le Pulsar sono stelle di neutroni all'interno dei resti delle supernovae con una densità molto elevata ($\approx 10^{14} g/cm^3$), un altissimo campo magnetico ($10^{12} G$), hanno periodi di rotazione molto brevi e gli impulsi si presentano ad intervalli regolari. Le pulsar si formano successivamente all'esplosione di una supernova di tipo II, mentre le sue regioni più interne collassano in una stella di neutroni aumentando il campo magnetico originario.

Attraverso il modello a rotatore obliquo vengono prodotte particelle relativistiche, questo modello spiega le osservazioni con un fascio di radiazioni che punta nella direzione dell'osservatore una volta per ogni rotazione della stella di neutroni; l'origine di questo fascio è l'energia rotazionale della stella di neutroni la quale rallenta lentamente la sua rotazione per alimentarsi i fasci che vengono emessi dai poli magnetici della Pulsar. Le caratteristiche dell'emissione associata al sincrotrone sono osservabili poiché la radiazione è a legge di potenza con la presenza di una forte polarizzazione.

Nelle vicinanze immediate di una pulsar si possono osservare strutture filamentose



Figura 2.3: Pulsar wind nebula all'interno della Nebulosa del Granchio.

dette *Plerioni* caratterizzate da emissione in X e radio, in questo caso si parlerà di "*pulsar wind nebulae*". Questi oggetti astrofisici hanno due fasi di vita: nella prima fase, detta *spin down*, l'emissione è a legge di potenza e l'energia rotazionale è dissipata per generare radiazione di sincrotrone; nella seconda fase, detta *Taylor – Sedov phase* il vento prodotto genera shock che accelerano gli elettroni generando emissione di sincrotrone.

2.4 Emissione di Giove

Giove presenta una forte magnetosfera che nel nostro sistema solare si estende fino all'orbita di Saturno; essa cattura il materiale del vento solare il cui impatto sulla magnetosfera è ancora parzialmente sconosciuto. Nel 1959 si è però scoperto, attraverso osservazioni nelle microonde, la cosiddetta "*radiazione decimetrica*" di Giove derivante dalla radiazione di sincrotrone generata dagli elettroni relativistici intrappolati nelle cinture magnetiche del pianeta.

Bibliografia

- [1] George B. Rybicki, Alan P. Lightman *"Radiative Process in Astrophysics"*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 1979.
- [2] C. Fanti, R. Fanti, *"Una finestra sull'Universo "Invisibile" "*, *Lezioni di radioastronomia*, Bologna, 2012.
- [3] Malcolm S. Longair *"High Energy Astrophysics"*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011
- [4] Mario Vietri *"Foundation of High Energy Astrophysics"*, The University of Chicago Press, Chicago and London, 2008
- [5] Carrol, B. W., Ostlie, D. A. *"An Introduction to Modern Astrophysics: second edition"*, Pearson Addison-Wesley, 2007
- [6] Gaensler, Bryan M. e Slane, Patrick O. *"The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae"*, Annual Review of Astrophysics 44 (2006), pp. 17-47.
- [7] Kraus J.D. *"Radio Astronomy"*, second edition, Cygnus-Quasar Books, 1986