

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Emissione di sincrotrone e applicazioni astrofisiche**

Tesi di laurea

Presentata da:  
**Alberto Traina**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa**

---

Sessione I  
Anno accademico 2017/2018



## Sommario

Tra i vari processi di emissione di radiazione in astrofisica, la radiazione emessa per sincrotrone è del tutto peculiare, in quanto è caratterizzata dall'emissione di fotoni poco energetici (principalmente banda radio) che sono però prodotti da particelle (tipicamente elettroni) con energie elevatissime (dette per questo ultra-relativistiche).

Questa radiazione è stata misurata inizialmente alla "General Electric" in un acceleratore in cui la velocità delle particelle veniva aumentata in presenza di un campo magnetico, notando che queste particelle emettevano radiazione; in seguito si capì che questa radiazione e quella osservata in alcune situazioni astrofisiche (ad esempio resti di supernovae o radiogalassie) era dovuta allo stesso fenomeno.

Le ragioni fisiche alla base di questo processo radiativo sono legate alle equazioni di Maxwell per l'elettromagnetismo tramite la teoria dei campi di radiazione che porta alla definizione di potenziali ritardati e potenziali di Liénard-Wiechert, grazie ai quali si giunge alla derivazione della formula di Larmor per la quale una particella carica accelerata emette radiazione in proporzione alla sua carica e alla sua accelerazione.

Per ragioni di brevità non verranno trattati argomenti preliminari per l'emissione di sincrotrone, cioè la descrizione del moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme o no e la radiazione di ciclotrone e ciclotrone relativistico. In particolare nel primo capitolo verranno mostrate le caratteristiche principali della radiazione di sincrotrone; invece nel secondo capitolo verranno analizzati alcuni esempi astrofisici in cui ha luogo questo tipo di emissione.

# Indice

<b>1</b>	<b>Fisica del sincrotrone</b>	<b>1</b>
1.1	Sincrotrone . . . . .	1
1.2	Emissione impulsiva . . . . .	2
1.3	Distribuzione spettrale della radiazione . . . . .	4
1.3.1	Distribuzione spettrale da singolo elettrone . . . . .	4
1.3.2	Distribuzione spettrale da un insieme di elettroni . . . . .	4
1.4	Autoassorbimento di sincrotrone . . . . .	6
1.5	Perdite radiative e invecchiamento spettrale . . . . .	7
1.6	Polarizzazione della radiazione di sincrotrone . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Applicazioni astrofisiche</b>	<b>10</b>
2.1	Sincrotrone nello studio delle radiogalassie . . . . .	10
2.2	Supernovae ed evoluzione di galassie . . . . .	12
2.2.1	Accelerazione di Fermi nelle supernovae . . . . .	12
2.2.2	Relazione tra Star Formation e flusso radio . . . . .	13
2.3	Pulsar Wind Nebulae . . . . .	14
	<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>

# Capitolo 1

## Fisica del sincrotrone

Data una particella carica, se accelerata, questa emette radiazione secondo la formula di Larmor:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2 a^2}{3c^3} \quad (1.1)$$

dove  $q$  è la carica della particella e  $a$  la sua accelerazione.

Una particella può essere accelerata dalla presenza di un campo magnetico, in tal caso si avrà, se la sua velocità è non relativistica, emissione di radiazione di *ciclotrone*; invece se è relativistica avremo radiazione di *ciclotrone relativistico*; infine, se è ultrarelativistica, si ha emissione di *sincrotrone*.

### 1.1 Sincrotrone

Consideriamo un elettrone ultra-relativistico in moto in presenza di un campo magnetico: si avrà radiazione di sincrotrone. Nel riferimento dell'elettrone la radiazione emessa ha una distribuzione angolare di dipolo, nel riferimento dell'osservatore invece prevale l'effetto di *beaming relativistico* e, se chiamiamo  $\alpha$  il semiangolo sotto il quale l'osservatore vede l'emissione, abbiamo la seguente trasformazione:

$$\tan \alpha = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} \quad (1.2)$$

con  $\alpha'$  angolo nel sistema di riferimento dell'elettrone e  $\beta$  è il fattore di Lorentz. Nel caso in cui  $\alpha' = \frac{\pi}{2}$  e  $\beta \sim 1$  l'espressione diventa:

$$\tan \alpha = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \approx \frac{1}{\gamma} \quad (1.3)$$

Ma se  $\gamma \gg 1 \implies \tan \alpha \sim \alpha \sim 1/\gamma$ , per cui è come se la particella emettesse soltanto in un cono di semiapertura  $1/\gamma$  nella direzione del suo moto:

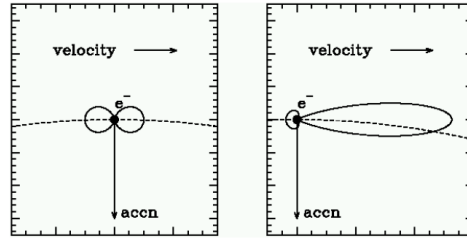


Figura 1.1: Differenza della distribuzione dell'emissione nel caso di elettrone non relativistico e ultra-relativistico.

La potenza emessa è:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (1.4)$$

Se poi consideriamo  $\beta \sim 1$ ,  $\epsilon = \gamma m_0 c^2$  e chiamiamo  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{cm}^{-2}$  la sezione d'urto Thomson, allora la potenza risulta:

$$-\frac{dE}{dt} = 2c\sigma_T \frac{H^2}{8\pi} \gamma^2 \sin^2 \theta \simeq 1.62 \cdot 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \text{ erg/s} \quad (1.5)$$

Pertanto, particelle con alta energia emettono radiazione più energetica e, analogamente, un campo magnetico intenso fa perdere più energia alla particella rispetto a un campo meno intenso. In questo caso lo spettro in frequenze dell'energia irradiata è dovuto alla sovrapposizione di un elevatissimo numero di armoniche e risulta essere continuo, come mostrato in figura:

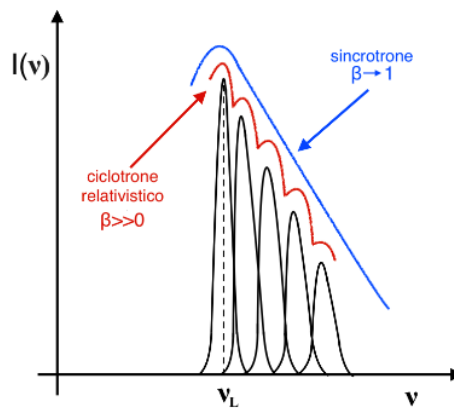


Figura 1.2: Spettro nei tre casi: ciclone, ciclone relativistico e sincrotrone.

## 1.2 Emissione impulsiva

Poiché, nel caso ultra-relativistico, l'emissione si ha in un cono di apertura  $2/\gamma$ , la radiazione sarà osservata soltanto quando la direzione della velocità dell'elettrone coincide con la

linea di vista, dunque l'emissione risulta essere impulsiva. Chiamiamo 1 e 2 i punti in corrispondenza dei quali la direzione della velocità dell'elettrone è tale per cui l'osservatore può vedere emissione di radiazione e chiamiamo  $\Delta\theta$  l'angolo sotteso dalla corda congiungente i punti 1 e 2:

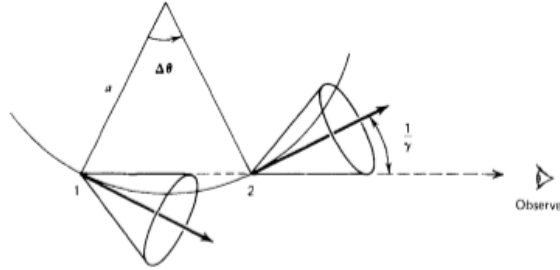


Figura 1.3: Coni di emissione in diversi punti della traiettoria della particella accelerata (George B. Rybicki e Alan P. Lightman. Radiative Processes in Astrophysics. Wiley-VCH, 1979, p.170).

In tal caso  $\Delta\theta$  rappresenta il tratto di orbita durante il quale è possibile vedere radiazione, per cui l'impulso ha durata:

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} = \frac{\gamma m_e c^2}{eH} \frac{2}{\gamma} = \frac{2}{\omega_L} \quad (1.6)$$

dove  $\omega_L = \frac{qH}{mc}$  è la *frequenza di Larmor*.

Questa è però la durata dell'impulso nel riferimento dell'elettrone; nel riferimento dell'osservatore entra in gioco il fatto che l'elettrone è ultra-relativistico e quindi la durata viene modificata in questo modo: quando l'elettrone si trova nel punto 1 si ha la prima emissione e quando si trova nel punto 2 si ha l'ultima, tuttavia, il fotone emesso a  $t_1$  ha intanto percorso una distanza  $c\Delta t$ , trovandosi così a distanza  $c\Delta t - v\Delta t$  dall'ultimo, allora l'emissione risulta avere una durata  $\Delta\tau < \Delta t$ :

$$\Delta\tau = \frac{c-v}{c}\Delta t = (1-\beta)\Delta t \quad (1.7)$$

ma  $\beta = \sqrt{1-1/\gamma^2} \sim 1 - 1/2\gamma^2$ , per cui:

$$\Delta\tau = \frac{\Delta t}{2\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^2\omega_L} = \frac{1}{\gamma^3\omega_{rel}} \approx \frac{5 \cdot 10^{-8}}{\gamma^2 H[G]} \text{ s} \quad (1.8)$$

La frequenza di questa emissione è

$$\nu \approx \gamma^3 \nu_{rel} = \frac{\gamma^3 \nu}{2\pi r_g} \quad (1.9)$$

dove  $r_g$  è interpretabile come un raggio di curvatura istantaneo, una quantità interessante nello studio della *radiazione di curvatura* che avviene nei poli delle pulsar.

## 1.3 Distribuzione spettrale della radiazione

### 1.3.1 Distribuzione spettrale da singolo elettrone

Facendo l'analisi di Fourier dell'impulso si ottiene lo spettro dell'energia irradiata. La frequenza caratteristica dell'emissione è data da:

$$\nu_s \simeq \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eH}{m_e c} \simeq \frac{3}{4\pi} \frac{eH}{m_e^3 c^5} \epsilon^2 \simeq 6.24 \cdot 10^{18} \epsilon^2 H \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] = 1.5 \gamma^2 \nu_L [GHz] \quad (1.10)$$

Da ciò si vede che la frequenza emessa da singolo elettrone è circa  $\gamma^2$  volte la frequenza di ciclotrone. L'energia emessa in funzione della frequenza è:

$$-\frac{dE}{dt} \approx \frac{\sqrt{3} e^3 H \sin \theta}{8\pi^2 c m_e} F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right) \quad (1.11)$$

dove  $F(\frac{\nu}{\nu_s})$  è una funzione di Bessel modificata. In relazione al valore di  $\nu$  rispetto a  $\nu_s$  si hanno i due seguenti regimi: se  $\nu \ll \nu_s \implies F(\nu) \sim \sqrt[3]{\nu}$  se invece  $\nu \gg \nu_s \implies F(\nu) \sim e^{-\nu/\nu_s}$ .

Nella seguente figura sono mostrati gli spettri di emissione da singolo elettrone in scala lineare e logaritmica:

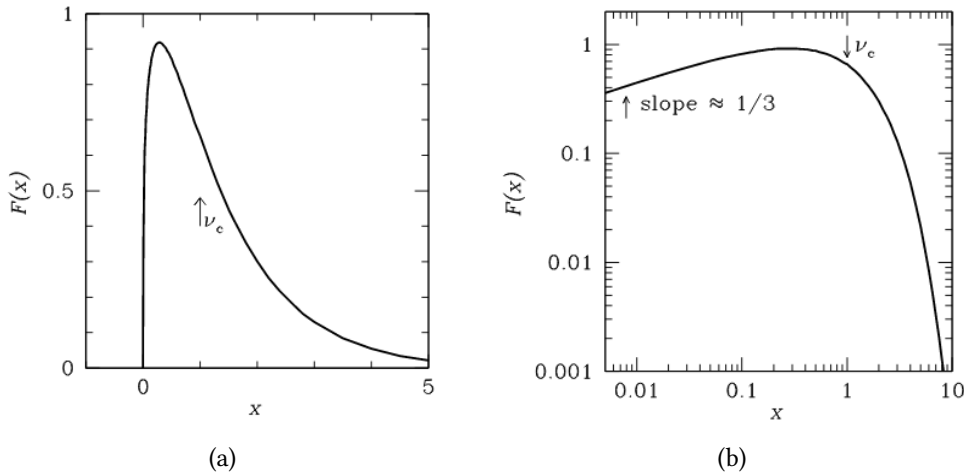


Figura 1.4: Spettro della radiazione in (a) scala lineare e (b) logaritmica.

L'emissione è quasi monocromatica e per effetti quantistici il picco si trova a  $\nu \sim 0.3\nu_s$ .

### 1.3.2 Distribuzione spettrale da un insieme di elettroni

Per un insieme di elettroni ultrarelativistici che emettono per sincrotrone l'emissione è del tipo legge di potenza. Consideriamo una distribuzione in energia del tipo:

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0 \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (1.12)$$



La scelta è giustificata dal fatto che lo spettro dato dalla (1.12) è il tipo di spettro osservato per i raggi cosmici e conduce anche a previsioni verificate sullo spettro delle radiosorgenti.

In tal caso l'emissività specifica dell'intera popolazione sarà:

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dW_s(\nu, \epsilon)}{dt} N(\epsilon)d\epsilon \approx N_0 F \left( \frac{\nu}{\nu_s} \right) \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (1.13)$$

Bisogna a questo punto derivare l'emissività totale: assumiamo che ogni elettrone emetta la sua energia alla frequenza  $\nu_s$ , in modo da poter scrivere  $\nu \simeq \nu_s \simeq \gamma^2 \nu_L$  e quindi si ha un'energia  $\epsilon = \gamma m_0 c^2 = (\frac{\nu}{\nu_L})^{1/2} m_e c^2 \sim \sqrt{\nu} \frac{1}{H}$ , pertanto  $d\epsilon = \frac{m_e c^2}{2\sqrt{\nu_L}} \frac{1}{\sqrt{\nu}} d\nu$ , inoltre ricordando la (1.4) otteniamo:

$$J_s(\nu) = \frac{dW_s(\nu, \epsilon)}{dt} N(\epsilon) \frac{d\epsilon}{d\nu} \propto N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \quad (1.14)$$

cioè, introducendo l'indice spettrale  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$ :

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \quad (1.15)$$

Avremo quindi uno spettro totale interpretato come sovrapposizione di molti contributi dovuti ai singoli elettroni:

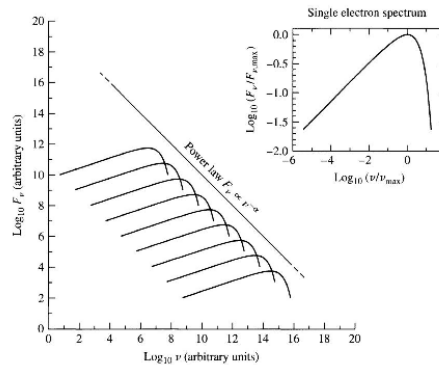


Figura 1.5: Distribuzione spettrale a legge di potenza dovuta alla sovrapposizione dei singoli contributi elettronici. (Carroll, B.W., Ostlie, D.A.2007, An Introduction to Modern Astrophysics: Second Edition, Pearson Addison-Wesley).

Alcuni esempi di spettri a legge di potenza di sorgenti radio sono mostrati nella figura segunete:

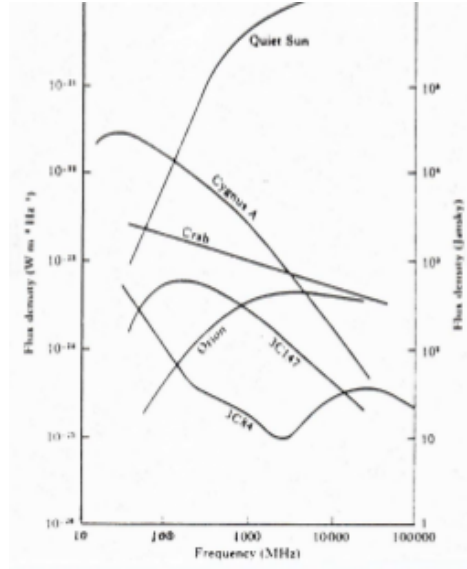


Figura 1.6: Esempi di spettri di radiosorgenti (Kellermann, 1996, Ap.J.,146,p.634).

## 1.4 Autoassorbimento di sincrotrone

Un importante risultato ottenibile dal principio del bilancio dettagliato è che ad ogni processo emissivo ne corrisponde uno di assorbimento: nel caso che stiamo trattando si parla di *synchrotron self-absorption*. L'emissione di sincrotrone, tuttavia, non è un processo di emissione termico, pertanto non è possibile applicare le leggi di Kirchoff, ma si sfruttano i concetti di temperatura cinetica  $T_E$  e temperature di brillantezza  $T_B$ . Quest'ultima deriva dallo studio del corpo nero nel regime di Rayleigh-Jeans per cui la sua espressione è:

$$T_B \simeq \frac{\lambda^2}{2k} \frac{S_\nu}{\theta_1 \theta_2} \quad (1.16)$$

dove  $\theta_1$  e  $\theta_2$  rappresentano le dimensioni angolari della sorgente lungo due assi. Il coefficiente di assorbimento  $\mu_s$  si ottiene dalla teoria dei coefficienti di Einstein (per la trattazione completa si veda George B. Rybicki e Alan P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH, 1979, pp. 186-190) e risulta essere:

$$\mu_s \approx N_0 \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} \quad (1.17)$$

Ricordiamo che ogni elettrone di data energia emette circa alla sua frequenza caratteristica  $\nu_s$  e, considerando fattori riguardanti il tempo di rilassamento di un gas di elettroni relativistici, possiamo associare agli elettroni una temperatura che è proprio  $T_E$ , allora possiamo scrivere:

$$\gamma m_e c^2 = 3kT_E \implies T_E \approx (m_e c^2 / 3k) (\nu / \nu_s)^{1/2} H^{-1/2} \quad (1.18)$$

Nelle condizioni in cui le due temperature sono paragonabili è possibile avere autoassorbimento per cui:

$$S_\nu \propto \frac{\theta_1 \theta_2 \nu^{5/2}}{H^{1/2}} \quad (1.19)$$

Infine dalle leggi del trasporto radiativo si ottiene la brillantezza che nei due regimi di spessore ottico *sottile* e *spesso* risulta essere:

$$B(\nu)_s \approx \nu^{-(\delta-1)/2} H_\perp^{(\delta+1)/2} \quad \tau \ll 1 \quad (1.20)$$

$$B(\nu)_s \approx \nu^{5/2} H_\perp^{-1/2} \quad \tau \gg 1 \quad (1.21)$$

Il valore dell frequenza di picco (corretta per il redshift) è dato da:

$$\nu_{max} \approx S_{max}(\nu)^{2/5} \theta^{-4/5} H_\perp^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (1.22)$$

Esempi di sorgenti in cui si osserva autoassorbimento di sincrotrone sono le sorgenti radio compatte:

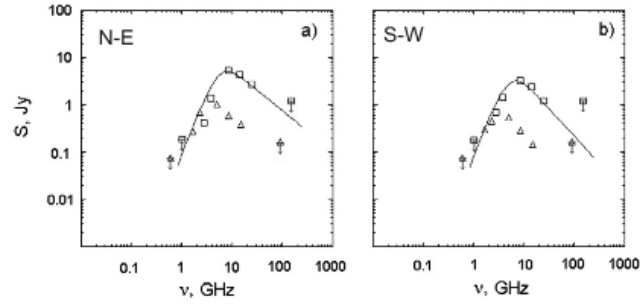


Figura 1.7: Esempio di autoassorbimento nella radiogalassia B0108+388 (V.S.Artyukh et al. 2008).

## 1.5 Perdite radiative e invecchiamento spettrale

Data una nube di plasma, ci chiediamo se questa, emettendo radiazione, evolve e quali sono le principali cause che entrano in gioco nell'evoluzione. Nel caso del sincrotrone, gli elettroni emettono a discapito della loro energia cinetica, per cui è chiaro che la distribuzione nelle energie di una nube di plasma emettente per sincrotrone varia nel tempo. Le variazioni dipendono da fattori come il flusso di particelle per unità di volume, le perdite di energia per emissione in unità di tempo, il *leakage* (cioè perdite di particelle dovute alla forma del campo magnetico) e dall'*injection*. Il bilancio totale è descritto dalla seguente relazione:

$$\frac{\partial N(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{d\epsilon}{dt} N(\epsilon, t) \right) + \frac{N(\epsilon, t)}{T_{conf}} = Q(\epsilon, t) \quad (1.23)$$

La distribuzione iniziale delle particelle segue la legge di potenza:  $N(\epsilon, 0) = N_0\epsilon^{-\delta}$ , con stessa pendenza dell'injection:  $Q(\epsilon, t) = A\epsilon^{-\delta}$ .

Se inizialmente supponiamo un tempo di confinamento  $T_{conf} = \infty$  e un injection tendente a 0, l'equazione si riduce ai primi due termini; dunque, tenendo conto della formula di Larmor, otteniamo l'espressione del *tempo di raffreddamento*:

$$t^* = \frac{\epsilon_0}{d\epsilon/dt} = \frac{1}{C\epsilon_0 H^2 \sin^2 \theta} \quad (1.24)$$

In tal caso vediamo che particelle con energia superiore la perdono più velocemente e lo spettro si modifica con un cut-off netto alle alte energie che si sposta verso le energie più basse. Se invece consideriamo una situazione più realistica, cioè con aggiunta di particelle (injection non nulla), allora si ha quello che viene detto *spectral break*, cioè un cut-off non netto ma smussato alle alte energie.

Lo studio delle variazioni negli spettri rappresenta uno strumento per lo studio dell'evoluzione di una nube di plasma: si parla di *spectral ageing*.

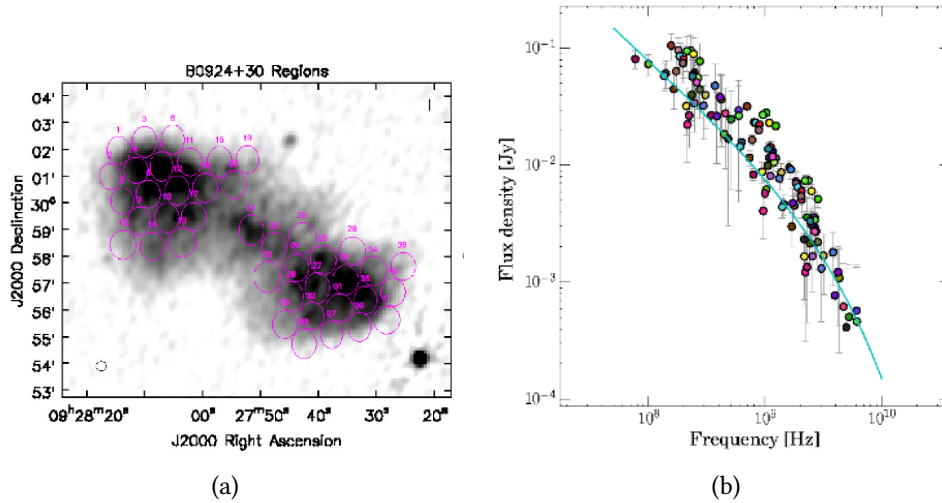


Figura 1.8: Remnant della radiogalassia B2 0924+30 (a) con relativo spettro che mostra spectral break (b) (A.Shulevski et al. 2017).

In caso di sorgente "invecchiata" l'emissività prima e dopo la frequenza di break è data da:

$$J(\nu)_s \approx \nu^{-(\delta-1)/2} = \nu^{-\alpha} \quad \nu \ll \nu^* \quad (1.25)$$

$$J(\nu)_s \approx \nu^{-\delta/2} = \nu^{-(\alpha+1)/2} \quad \nu \gg \nu^* \quad (1.26)$$

## 1.6 Polarizzazione della radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è caratterizzata tipicamente dal fatto di essere polarizzata linearmente. Tuttavia, per velocità ultra-relativistiche il cono di emissione risulta ridotto e la polarizzazione è lineare solo se si osserva lungo il piano dell'orbita, viceversa risulterà polarizzata ellitticamente. Se si considera una distribuzione di elettroni che non varia molto con l'angolo di pitch, allora la componente di polarizzazione ellittica viene annullata a causa del contributo equo da parte dei coni di emissione in entrambi i lati della linea di vista e la radiazione appare polarizzata linearmente. Se chiamiamo  $P_{\perp}$  e  $P_{\parallel}$  le potenze per unità di frequenza nelle direzioni perpendicolare e parallela alla proiezione del campo magnetico lungo la linea di vista, possiamo definire il *grado di polarizzazione* nel seguente modo:

$$\Pi = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (1.27)$$

Il massimo teorico di polarizzazione per una distribuzione con  $\delta = 2.5$  è circa il 70%.

Tuttavia, generalmente il grado di polarizzazione osservato può essere molto minore a causa di campi non omogenei, rotazione di Faraday o anche per via della risoluzione strumentale.

Un ruolo fondamentale dello studio della polarizzazione è dovuto al fatto che permette di mappare campi magnetici nelle sorgenti osservate:

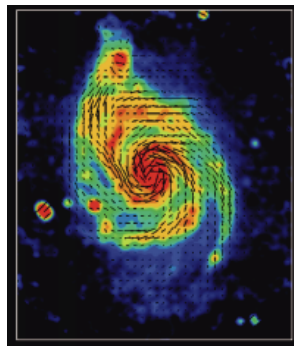


Figura 1.9: Campo magnetico della galassia spirale M51 (Credits:NRAO/AUI).


Infine, a causa dell'invecchiamento spettrale, la polarizzazione dipende anche dalla frequenza.

# Capitolo 2

## Applicazioni astrofisiche

In questa parte vedremo come le principali caratteristiche dell'emissione di sincrotrone possono essere utilizzate per analizzare e studiare processi astrofisici associati ad oggetti molto diversi (ad esempio resti di supernovae e radiogalassie) e per scopi differenti (studio delle proprietà fisico-morfologiche di radiosorgenti ed evoluzione galattica). Parleremo dunque dell'importanza che ha l'emissione di sincrotrone nella determinazione delle principali quantità fisiche legate alle radiogalassie e di come in certe condizioni possano entrare in gioco altri processi emissivi rilevanti; in seguito verrà analizzato il legame tra supernovae ed accelerazione di particelle, mostrando come da questo sia possibile ottenere un traccian- te per la formazione stellare; infine verrà messo in campo il comportamento degli elettroni ultrarelativistici nelle regioni che sono note come *pulsar-powered wind nebulae* (PWN).

### 2.1 Sincrotrone nello studio delle radiogalassie

Per radiogalassia si intende una struttura extragalattica con una forte componente emissiva nella banda radio e con una morfologia tipica mostrata nelle seguenti figure 

---

<sup>1</sup>(a) FR-I radio source 3C31 at 1.4 GHz with the VLA from NRAO/AUI (Galaxies/) by R.Laing, A.Bridle, R.Perley, L.Feretti, G.Giovannini, and P.Parma (Laing 1996). (b) 3C353 at 8.4 GHz with the VLA from NRAO/AUI by M.Swain, A.Bridle, and S.Baum (Swain et al. 1998). (c) 3C288 at 8.4 GHz with the VLA from NRAO/AUI by A. Bridle, J.Callcut, and E.Fomalont (Bridle et al. 1989). (d) A WAT radio source, 3C465, in Abell 2634 at 1.4 GHz with the VLA from the Atlas of DRAGNs ( by F.Owen (Eilek et al. 1984; Leahy et al. 1996).

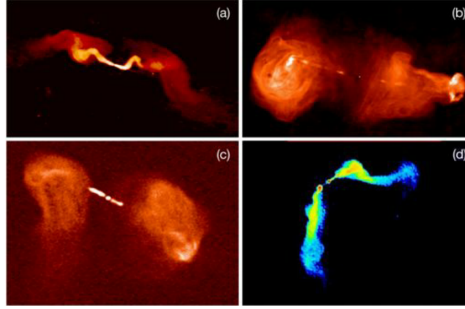


Figura 2.1: Quattro esempi di radiogalassie.

Gli elementi ricorrenti che si possono notare sono: il *core* centrale, ovvero il nucleo della radiogalassia in cui è probabile la presenza di un buco nero; i *getti* in cui si ha materiale in uscita dal nucleo a velocità elevatissime ( $v \sim 0.5c - 0.7c$ ); infine si hanno *lobi*, cioè le due estese regioni costituite dal materiale espulso dai getti e le cui regioni centrali sono dette *hot spot*; in queste regioni, se la risoluzione è alta, si può osservare un diverso invecchiamento spettrale in diverse regioni. Inoltre la dimensione tipica è superiore ai Mpc.

Per lo studio di questi oggetti si sfruttano principalmente i concetti di *campo magnetico di equipartizione* e di *pressione minima* associati ad una radiosorgente: questi derivano dal fatto che in generale l'energia di una radiosorgente, in presenza di emissione di sincrotrone, è data dai contributi delle particelle e del campo magnetico, cioè:

$$U_{tot} = U_p + U_H \quad (2.1)$$

dove gli addendi sono l'energia delle particelle  $U_p = \epsilon_{protoni} + \epsilon_{elettroni} = (1+k)C_{el}H^{-3/2}L$  e del campo magnetico  $U_H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV = C_H H^2 V$ . Vediamo che l'energia totale presenta un valore minimo al quale si associa un campo magnetico, il campo magnetico di equipartizione:

$$H_{eq} = H(\epsilon_{min}) = \left[ \frac{3}{4}(1+k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left( \frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (2.2)$$

che rappresenta il campo in corrispondenza del quale la radiosorgente presenta la minima energia.

Si può anche definire una densità minima di energia  $u_{min} = \frac{U_{min}}{V}$  che porta alla seguente espressione per la pressione minima:

$$P_{min} = \frac{11}{21} u_{min} \quad (2.3)$$

Con i radiotelescopi e gli array di ultima generazione è possibile misurare, grazie all'alta risoluzione, il flusso radio (emissione di sincrotrone) e il volume di sottoregioni dei lobi delle radiogalassie in modo da poter determinare le quantità precedentemente descritte. In tal modo si può avere una stima del campo magnetico presente e, dal confronto tra

pressione minima e pressione esterna, sapere se il plasma è in espansione o se viene compresso. Osservativamente si è visto che prevale l'espansione, allora  $P_{min} = P_{ext} + P_{ram}$ , dove  $P_{ram} = \rho_{el} v_{exp}^2$  permette di determinare la velocità di espansione del plasma e, se questa è maggiore della velocità di propagazione del suono nello spazio circostante, si avranno onde d'urto che comprimono il plasma termico, aumenta la densità e quindi, tenendo conto che l'emissione di bremsstrahlung dipende dal quadrato della densità, ai bordi si osserverà brillantezza X.

In alcuni casi è possibile determinare qual è il processo emissivo predominante utilizzando, se note, l'energia del campo di radiazione circostante e della radiosorgente. Infatti, se consideriamo come campo di radiazione quello della radiazione cosmica di fondo (CMB), il valore del rapporto  $U_H/U_{ph}$  determina se predomina l'emissione per sincrotrone o per *inverse compton*; in particolare se il rapporto vale 1 definiamo  $B_{CMB} \sim 3.28 \mu G$  e se il campo magnetico è maggiore di questo valore predomina il sincrotrone, viceversa il compton inverso.

Infine, se la struttura è compatta, è possibile che i fotoni prodotti dall'emissione di sincrotrone rappresentino una densità di radiazione sufficiente affinché le particelle costituenti il plasma facciano compton inverso con questi fotoni: se succede questo i fotoni che non si osservano nella banda radio si ritrovano ad energie  $\gamma^2$  volte maggiori.

## 2.2 Supernovae ed evoluzione di galassie

Un ambito molto differente da quello descritto prima in cui si può utilizzare l'emissione di sincrotrone è quello dello studio di come le galassie evolvono: in particolare esiste una correlazione tra flusso in banda radio e formazione stellare (questa ha un ruolo fondamentale nell'evoluzione di una galassia). Per descrivere questa correlazione bisogna innanzitutto spiegare come l'esplosione di supernovae sia associata all'accelerazione di particelle e, in seguito, sarà necessario capire in che modo queste particelle sono legate al flusso radio.

### 2.2.1 Accelerazione di Fermi nelle supernovae

L'accelerazione di Fermi è un meccanismo di accelerazione che spiega come sia possibile che ci siano particelle con velocità prossime alla velocità della luce. Questo meccanismo si basa sull'interazione tra particelle cariche in moto relativo rispetto a nubi di gas magnetizzate.

Tuttavia l'ipotesi di tipo stocastico per la quale una particella acquista energia a causa di un "urto" è tale per cui, se si definisce un tempo di Fermi, questo risulta essere molto maggiore dei tempi necessari osservati affinché avvenga l'accelerazione.



Pertanto, deve esserci una spiegazione alternativa e questa consiste nell'introduzione in questo meccanismo di un'ipotesi di tipo sistematico per l'accelerazione.

Se infatti consideriamo che gli strati esterni di una stella vengono espulsi con velocità maggiori delle velocità del suono nel mezzo circostante, allora le nubi di gas investite dall'onda d'urto vengono trascinate dal fronte d'onda con una velocità  $v = \frac{3}{4}v_{SH}$ . D'altra parte però lo stato di un elettrone che attraversa l'onda d'urto non cambia, ma quando questo interagisce con una nube di gas nella regione perturbata dallo shock guadagna  $v_e = \frac{3}{2}v_{SH}$  andando in direzione opposta rispetto al suo moto iniziale. Questo processo avviene sino a quando l'elettrone fuoriesce dalla regione di accelerazione e i tempi stimati perché questo avvenga sono consistenti con le osservazioni. Pertanto, l'esplosione di supernovae è un processo durante il quale si ha produzione di elettroni relativistici o ultra-relativistici.

### 2.2.2 Relazione tra Star Formation e flusso radio

Gli elettroni accelerati in questo modo sentono gli effetti dell'interazione con il campo magnetico diffuso all'interno della galassia ed emettono radiazione di sincrotrone, producendo così fotoni in banda radio.

Dunque, è possibile utilizzare un modello (Schober, Schleicher & Klessen 2017) in cui si considera una injection di particelle non nulla (dipende da parametri come l'energia trasferita in energia cinetica dalle supernovae alle particelle e dal rate di supernovae) e in cui si tiene anche conto della densità di materia lungo la linea di vista che può causare assorbimento di tipo *free-free* alle basse frequenze, inibendo o limitando a ristrette porzioni di spettro l'utilizzo del metodo per correlare flusso radio a star formation. Si definisce dunque uno spessore ottico  $\tau_{ff}$  che fornisce una densità critica:

$$\frac{\nu_c}{10^9 Hz} = \left( 0.082 \left( \frac{T_e}{K} \right)^{-1.35} \left( \frac{EM(n)}{cm^{-6}pc} \right) \right)^{1/2.1} \quad (2.4)$$

oltre la quale è possibile l'applicazione del metodo. Gli altri parametri che entrano in gioco in questo studio sono mostrati nella seguente tabella:

Parameter	Abbreviation	Normal star-forming galaxy (Milky Way)	Starburst core (M82)
Magnetic field strength ( $\mu G$ )	$B(B_0)$	1–20 (10)	10–100 (50)
SFR ( $M_\odot yr^{-1}$ )	$\dot{M}_*$ ( $\dot{M}_{*,0}$ )	0.1–10 (2)	10–500 (10)
Gas density ( $cm^{-3}$ )	$n(n_0)$	0.1–10 (2)	10–1000 (300)
Intrinsic ISRF ( $erg cm^{-3}$ )	$u_{int}(u_{int,0})$	$10^{-13}$ – $10^{-11}$ ( $10^{-12}$ )	$10^{-10}$ – $10^{-8}$ ( $10^{-9}$ )
Scaleheight (pc)	$H(H_0)$	250–1000 (500)	100–400 (200)
Wind velocity ( $km s^{-1}$ )	$v_{wind}(v_{wind,0})$	1–100 (50)	10–500 (230)
Electron temperature (K)	$T_e(T_{e,0})$	$5 \times 10^3$ – $1.5 \times 10^4$ ( $10^4$ )	$2.5 \times 10^3$ – $10^4$ ( $5 \times 10^3$ )
Ionization degree	$f_{ion}(f_{ion,0})$	0.05–0.2 (0.1)	0.05–0.2 (0.1)
Filling factor	$f_{fill}(f_{fill,0})$	0.05–0.3 (0.2)	0.05–0.3 (0.2)

Figura 2.2: In tabella sono mostrate le quantità fisiche principali di cui bisogna tenere conto per il modello in esame.

Quindi, tenendo conto del fatto che la luminosità radio che si osserva in galassie con formazione stellare è dovuta principalmente all'emissione di sincrotrone da parte degli elettroni accelerati dalle supernovae e che il numero di supernovae discende direttamente dal numero di stelle formate dalla galassia, vediamo che sussiste un legame tra il flusso radio e la *star formation*.

In particolare sono state ottenute, per galassie *starburst* e non, le seguenti formule che mettono in relazione il rate di stelle formate con la luminosità a certe frequenze nel radio:

$$\frac{\dot{M}_*}{M_\odot \text{yr}^{-1}} \approx \begin{cases} 1.63 \cdot 10^{-5} \frac{1.4\text{GHz} L_{1.4\text{GHz}}}{L_\odot} & \text{per non starburst} \\ 1.39 \cdot 10^{-4} \frac{1.4\text{GHz} L_{1.4\text{GHz}}}{L_\odot} & \text{per starburst} \end{cases} \quad (2.5)$$

Il metodo è anche applicabile per alto redshift, con l'aspettativa di avere però una minore emissione radio poiché gli elettroni perdono energia con i fotoni della CMB in quantità non indifferente.

In futuro si potrà studiare in maniere più approfondita questa relazione con l'introduzione di radiotelescopi di ultima generazione come lo *Square kilometre array (SKA)*.

## 2.3 Pulsar Wind Nebulae

In questa ultima sezione vedremo in termini generali cos'è una pulsar ed in particolare si considererà il caso in cui questa sia circondata da una struttura di plasma prodotta dalla sua stessa rotazione, cioè una *pulsar wind nebula PWN*. Inoltre, verranno analizzati brevemente i fenomeni che in questi corpi celesti portano ad avere emissione di sincrotrone.

Innanzitutto, le pulsar sono corpi celesti compatti emettenti radiazione per impulsi, infatti letteralmente per pulsar si intende una *pulsating radio source*. Le dimensioni ridotte di questi oggetti sono state stimate sfruttando il concetto di tempo di coerenza, per cui, se in un oggetto avviene un processo, questo non può avvenire in un tempo minore del tempo necessario ad una informazione per propagarsi al suo interno, da cui la dimensione risulta essere data da:  $L \leq \Delta t \cdot v_{propagazione}$ . Le dimensioni tipiche di questi oggetti sono di migliaia di chilometri.

Nonostante inizialmente la natura dell'esistenza delle pulsar fosse poco chiara, si scoprì che queste coincidono con le stelle di neutroni all'interno dei resti delle supernovae.

Le caratteristiche principali che contraddistinguono una pulsar sono il forte campo magnetico che generano e l'emissione impulsiva dovuta ai brevi tempi di rotazione.

E' possibile che nelle vicinanze immediate di una pulsar si osservino strutture filamentose dette *plerioni*, caratterizzate da emissione radio e X: è in questo caso che si parla di pulsar wind nebulae. La natura di queste strutture è imputabile alle perdite di energia rota-

zionale della pulsar che produce così un vento di plasma di elettroni e positroni che, a causa del forte campo magnetico presente, emettono radiazione di sincrotrone a varie frequenze.

Per la prima fase di vita di una PWN (cioè la fase detta *spin down*) l'emissione è a legge di potenza e la luminosità media prodotta è  $L_{syn} \sim 10^{34} \text{ erg/s}$ ; inoltre, l'efficienza con cui l'energia rotazionale è dissipata in favore di emissione di sincrotrone è:

$$\eta = L_{syn} / \dot{E} \quad (2.6)$$

dove  $\dot{E}$  rappresenta la perdita energetica.

Quando invece la PWN entra nella fase evolutiva detta *Taylor-Sedov phase*, il "vento" prodotto dalla pulsar si espande a velocità supersoniche rispetto al mezzo esterno (strati esterni della stella che costituiscono il *supernova remnant*), provocando diversi shock che accelerano gli elettroni e i positroni a velocità ultrarelativistiche tali da produrre una emissione di sincrotrone non solo in banda radio, ma anche ad energie più alte.

Infine, a causa di interazioni tra il materiale che costituisce il resto di supernova e la PWN, è possibile che la pulsar si sia allontanata dalle regioni che corrispondono al centro del SNR e, se in tal caso la sua velocità è tale per cui il numero di Mach risulta molto maggiore di 1, allora si ha produzione di un vento le cui particelle a causa dello shock vengono accelerate ed emettono per sincrotrone:

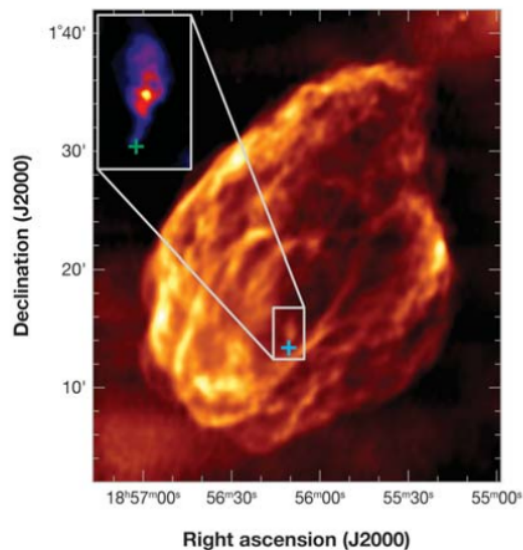


Figura 2.3: Resto di supernova W44 (G34.7-0.4). Credits Gianciani et al, 1997 & Frail et al, 1996.

In altri casi si può anche osservare che, a causa di instabilità del tipo Rayleigh-Taylor, si ha compressione del plasma e del campo magnetico che rende pertanto più forte l'emissione di sincrotrone.

# Bibliografia

- [1] ARTYUKH, V. S. et al. «Synchrotron self-absorption in the GPS radio galaxy B0108+388». In *Astronomy & Astrophysics* 486, (2008), p. 737.
- [2] CARROL, B. W., Ostlie, D. A. 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics: Second Edition*, Pearson Addison-Wesley.
- [3] FANTI, Carla e Fanti, Roberto *Una finestra sull'Universo "Invisibile". Lezioni di radioastronomia di Carla & Roberto Fanti*. 2012, pp. 4.1-4.27, 17.1, 17.48-17.49.
- [4] GAENSLER, Bryan M. e Slane, Patrick O. «The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae». In: *Annual Review of Astrophysics* 44 (2006), pp. 17-47.
- [5] LONGAIR, Malcom S. *High Energy Astrophysics*. Terza edizione. Cambridge University Press, 2011, pp. 193-227.
- [6] RYBICKI, George B. e Lightman, Alan P. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH, 1979, pp. 167-190.
- [7] SCHÖBER, Jennifer et al. «Tracing star formation with non-thermal radio emission». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2017), pp.946-958.
- [8] SHULEVSKI, A. et al. «Radiative age mapping of the remnant radio galaxy B2 0924+30: the LOFAR perspective». In *Astronomy & Astrophysics* 600, A65 (2017), p. 9.