

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

# **Emissione di sincrotrone e applicazioni astrofisiche**

Tesi di laurea

Presentata da:

Lanfranco Chiappino

Relatore:

Prof. Daniele Dallacasa

Anno accademico 2018-2019

## **Indice**

<i>Introduzione</i>	<b>3</b>
<i>Capitolo 1</i>	<b>4</b>
<i>Emissione di sincrotrone</i>	<b>4</b>
<b>1.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico</b>	<b>4</b>
<b>1.2 Emissione da singolo elettrone ultrarelativistico</b>	<b>5</b>
<b>1.3 Emissione da un insieme di elettroni</b>	<b>7</b>
<b>1.4 Assorbimento interno di sincrotrone</b>	<b>8</b>
<b>1.5 Energetica di una radiosorgente</b>	<b>10</b>
<b>1.6 Perdite radiative ed evoluzione temporale</b>	<b>11</b>
<b>1.7 Polarizzazione della radiazione</b>	<b>13</b>
<i>Capitolo 2</i>	<b>14</b>
<i>Applicazioni astrofisiche</i>	<b>14</b>
<b>2.1 Galassie attive</b>	<b>14</b>
<b>2.2 Resti di supernova: la Nebulosa del Granchio</b>	<b>16</b>
<i>Bibliografia</i>	<b>18</b>

# Introduzione

L'emissione di sincrotrone è la radiazione non termica emessa da una particella carica che si muove a velocità ultrarelativistiche all'interno di un campo magnetico. La forza magnetica, descritta dalla forza di Lorentz, produce un'accelerazione centripeta sulla particella, la quale perde parte della propria energia cinetica sotto forma di radiazione elettromagnetica.

La sua esistenza è stata ipotizzata all'inizio del ventesimo secolo attraverso la teoria dei campi di radiazione di Maxwell, mentre fu verificata in laboratorio solamente nel 1948 a Schenectady, New York, in un particolare acceleratore di particelle, chiamato appunto sincrotrone.

È un processo radiativo di grande importanza in astrofisica, in particolare in radioastronomia; infatti, sebbene le energie caratteristiche delle particelle ultrarelativistiche siano molto elevate, l'energia emessa dall'emissione di sincrotrone dipende fortemente dall'intensità del campo magnetico nel quale si sta muovendo la particella. In astrofisica i campi magnetici prodotti dalla maggior parte degli oggetti sono molto più deboli che non in un acceleratore di particelle; di conseguenza le lunghezze d'onda emesse dal processo sono spostate nella banda radio e vengono quindi irradiati fotoni poco energetici.

Si spiegano, dunque, le grandi emissioni in questa banda presenti negli spettri delle radiogalassie, oppure la distribuzione della radiazione nei resti di supernova, prima evidenza sperimentale dell'emissione di sincrotrone in astrofisica. Gli esempi sono numerosi e alcuni di essi verranno descritti sinteticamente nella seconda parte della trattazione.

# Capitolo 1

## Emissione di sincrotrone

Iniziamo descrivendo la fisica alla base dell'emissione di sincrotrone, ponendo l'attenzione sugli ingredienti principali che permettono la produzione di tale radiazione. Ci limiteremo a una trattazione sintetica ed elementare dei processi fisici, senza entrare troppo nel dettaglio, così da lasciare spazio ad alcune applicazioni astrofisiche che verranno esposte nel secondo capitolo.

### 1.1 Moto di una particella carica in un campo magnetico

Per avere emissione di sincrotrone abbiamo bisogno di due elementi principali: una particella carica e un campo magnetico. La particella sarà caratterizzata da una massa  $m$  e da una carica  $q$ . Consideriamola in moto con una velocità  $\vec{v}$  nel campo magnetico  $\vec{H}$ . Sulla particella agirà la ben nota forza di Lorentz, secondo l'equazione:

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

Dove  $\vec{p} = m\vec{v}$  è la quantità di moto,  $c$  la velocità della luce nel vuoto, mentre  $\theta$  è l'angolo fra la direzione di  $\vec{v}$  e quella di  $\vec{H}$ . Possiamo dividere  $\vec{v}$  nella componente parallela al campo magnetico  $v_{\parallel} = v \cos \theta$  e nella componente perpendicolare al campo  $v_{\perp} = v \sin \theta$ , per ottenere dalla 1.1:

$$\begin{cases} \frac{d(m\vec{v}_{\parallel})}{dt} = 0 \\ \frac{d(m\vec{v}_{\perp})}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v}_{\perp} \times \vec{H} \end{cases} \quad (1.2)$$

Abbiamo, quindi, un moto rettilineo uniforme nella direzione parallela al campo magnetico, un moto circolare uniforme nella direzione perpendicolare. Il moto complessivo sarà dunque di tipo elicoidale (Fig. 1.1), caratterizzato da un'accelerazione centripeta diretta verso l'asse di rotazione  $a_c = \frac{q v_{\perp}}{m c} H$ .

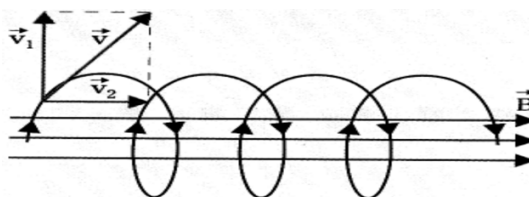


Figura 1.1: Moto elicoidale della particella, con  $B=H$ ,  $v_1 = v_{\perp}$  e  $v_2 = v_{\parallel}$  (immagine dal web).

Dalle equazioni di Maxwell si ottiene il risultato fondamentale per il quale, se una particella carica subisce un'accelerazione, allora verrà emessa della radiazione elettromagnetica. Quest'ultima, nel caso appena descritto - con velocità delle particelle prossime alla velocità della luce - sarà proprio la radiazione di sincrotrone.

## 1.2 Emissione da singolo elettrone ultrarelativistico

La radiazione emessa, equivalente all'energia persa, da una particella carica accelerata viene formalizzata dalla formula della potenza di Larmor - ricavata dalle equazioni di Maxwell attraverso i potenziali di Liénard-Wiechert - che esprimeremo direttamente nella sua variante relativistica. Utilizzando la forza di Lorentz otteniamo:

$$P = -\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \gamma^2 \beta^2 H_{\perp}^2 \quad (1.3)$$

Dove  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  è il fattore di Lorentz,  $\beta = \frac{v}{c}$  e  $H_{\perp} = H \sin \theta$ . La potenza emessa da una particella carica che si muove in un campo magnetico dipende da  $\gamma^2$  - indice dell'energia della particella essendo legato alla velocità - e da  $m^{-2}$ : particelle più energetiche e meno massive emetteranno maggiormente. Ricordando che la massa dei protoni è di circa duemila volte superiore alla massa degli elettroni, possiamo trascurarne il contributo. Per particelle ultrarelativistiche  $v \sim c$ , perciò  $\beta \approx 1$ ; definiamo la sezione d'urto Thomson  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2$  come la superficie effettiva d'interazione dell'elettrone. Riscriviamo quindi l'espressione della potenza di sincrotrone emessa da un solo elettrone:

$$P \cong 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H_{\perp}^2}{8\pi} \cong 1,6 \times 10^{-15} \gamma^2 H_{\perp}^2 \text{ erg s}^{-1} \quad (1.4)$$

È bene ora specificare come è distribuita la radiazione emessa da un singolo elettrone ultrarelativistico. Nel caso non relativistico, ricavando dalla formula di Larmor la potenza per unità di angolo solido, che descrive appunto la distribuzione angolare della radiazione, si ottiene una distribuzione di dipolo, caratterizzata da una forma a “ciambella”: la radiazione risulta nulla nella direzione dell'accelerazione, massima nella direzione perpendicolare (Fig. 1.2). In questo caso si dice emissione di *ciclotrone*.

Nel caso relativistico (*ciclotrone relativistico*) e ultrarelativistico (*sincrotrone*) l'emissione sarà di dipolo solamente nel sistema di riferimento dell'elettrone stesso. Per un osservatore esterno bisogna considerare gli effetti di aberrazione relativistici, che modificano l'angolo solido sotto il quale viene emessa la radiazione. Chiamiamo  $\alpha$  l'angolo entro cui

l'osservatore vede l'emissione,  $\alpha'$  lo stesso angolo nel sistema di riferimento dell'elettrone. Si utilizza la seguente trasformazione, considerando come nel nostro caso  $\gamma \gg 1$ ,  $\beta \approx 1$  e il semispazio  $\alpha' = \pm \frac{\pi}{2}$ :

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin \alpha' \sqrt{1-\beta^2}}{\cos \alpha' + \beta} = \frac{\sin \alpha'}{\gamma(\cos \alpha' + \beta)} \approx \alpha \approx \frac{1}{\gamma} \quad (1.5)$$

L'effetto risultante è che metà della radiazione emessa dalla particella ultrarelativistica è concentrata in un cono di semi-ampiezza  $\frac{1}{\gamma}$ , con asse in direzione della velocità dell'elettrone; l'altra metà è diluita su tutto lo spazio restante. Questo fenomeno è chiamato *beaming* relativistico (Fig. 1.2).

L'osservatore riceve la radiazione solo quando il cono di emissione della particella – in moto elicoidale – punta nella sua direzione. L'emissione arriva quindi sotto forma di impulsi. La durata del singolo impulso è da calcolarsi tenendo presente degli effetti di propagazione Doppler.

Nel sistema di riferimento solidale all'elettrone risulterà  $\Delta t = \frac{\Delta \theta}{\omega_{rel}}$ , con  $\Delta \theta = \frac{2}{\gamma}$  e  $\omega_{rel} = \frac{qH}{mc\gamma}$  (frequenza angolare relativistica); per l'osservatore sarà:

$$\Delta \tau = (1 - \beta)\Delta t = \frac{1}{\gamma^2}\Delta t = \frac{1}{\gamma^3\omega_{rel}} \simeq \frac{5 \times 10^{-8}}{\gamma^2 H} \text{ sec} \quad (1.6)$$

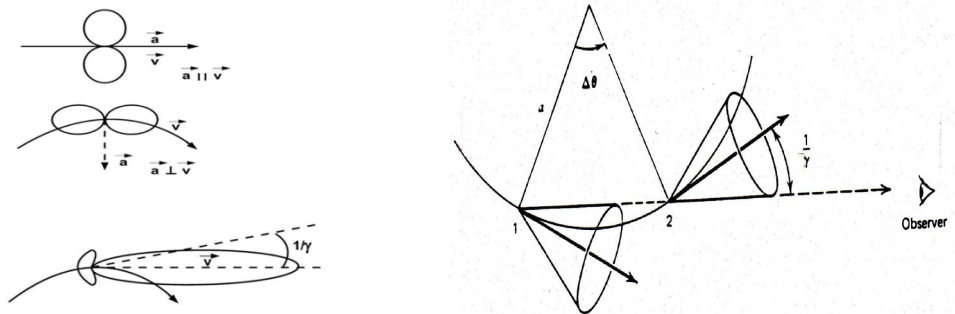


Fig. 1.2: A sinistra la distribuzione della radiazione di una particella non relativistica (sopra) e una ultrarelativistica (sotto) (Radiative processes in high energy astrophysics G. Ghisellini). A destra il cono di emissione dell'impulso (Una finestra sull'universo invisibile C. & R. Fanti).

Possiamo a questo punto ricavare la distribuzione spettrale del singolo elettrone – ovvero la potenza per unità d'intervallo di frequenza – attraverso l'analisi di Fourier dell'impulso. Senza entrare nel dettaglio, si dimostra che, a causa degli effetti relativistici, l'emissione non

avviene a una specifica frequenza: lo spettro risulta continuo. È possibile ricavare la frequenza critica di sincrotrone:

$$\nu_s \sim \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\Delta\tau} \simeq 4,2 \times 10^{-9} \gamma^2 H_{\perp} (\mu G) \text{ GHz} \quad (1.7)$$

Per  $\nu \gg \nu_s$  la potenza monocromatica emessa sarà proporzionale a  $\nu^{1/3}$ , se invece abbiamo  $\nu \ll \nu_s$  allora la potenza sarà proporzionale a  $e^{-(\nu/\nu_s)}$ , diventando rapidamente trascurabile (Fig 1.3). Il picco si ha a per  $\nu_m \sim 0,3 \nu_s$ .

Utilizzando valori del fattore di Lorentz e del campo magnetico tipici in astrofisica ( $\gamma \sim 10^4$ ,  $H \sim 10 \mu G$ ), otteniamo una frequenza critica  $\nu_s \sim 408 \text{ MHz}$ . Abbiamo dunque dimostrato che l'emissione di sincrotrone è da osservare prevalentemente nella banda radio.

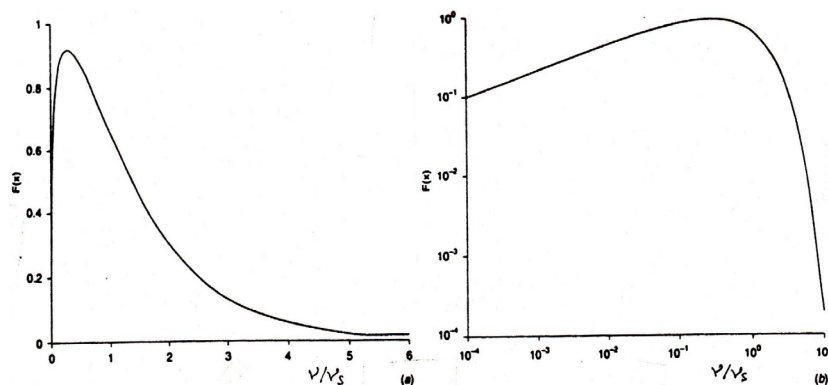


Fig. 1.3: Spettro elettrone che emette per sincrotrone in scala lineare e logaritmica (Una finestra sull'universo invisibile C. & R. Fanti).

### 1.3 Emissione da un insieme di elettroni

Trattiamo adesso la situazione reale di un insieme di elettroni, aventi energie differenti, che emettono per sincrotrone. Ricordiamo che l'emissione di sincrotrone è un processo non termico, di conseguenza l'emissione totale delle particelle non seguirà le regole della distribuzione di Maxwell-Boltzmann classica, ma seguirà una legge di potenza. Supponiamo quindi che le particelle irradino indipendentemente dalle altre, e che non siano presenti processi collettivi. Inoltre, immaginiamo inizialmente che non siano presenti fenomeni di assorbimento interno; possiamo così calcolare l'intensità di radiazione totale andando semplicemente a sommare i contributi dei singoli elettroni.

La distribuzione a *legge di potenza* viene verificata sperimentalmente dalle osservazioni dei raggi cosmici, oppure dalla forma dagli spettri di oggetti astrofisici in cui può verificarsi emissione di sincrotrone, come le radiogalassie. Possiamo adottare il modello che prevede una distribuzione di energia delle particelle fatta nel seguente modo:

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = N_0 \varepsilon^{-\delta}d\varepsilon \quad (1.8)$$

che rappresenta il numero di elettroni con energia compresa tra  $\varepsilon$  e  $\varepsilon + d\varepsilon$ , con  $\varepsilon = \gamma m_e c^2$ .

Definiamo adesso l'emissività specifica come la potenza monocromatica irradiata per unità di volume:

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dE(\nu, \varepsilon)}{dt} N(\varepsilon)d\varepsilon \quad (1.9)$$

Utilizzando la 1.8 e la 1.3, integrando su tutte le energie e immaginando che ogni elettrone irradi alla frequenza caratteristica  $\nu_s$ , otteniamo un'approssimazione dell'emissività totale:

$$J_s(\nu) \propto H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (1.20)$$

dove  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$  è chiamato *indice spettrale*. Lo spettro totale è determinato dalla distribuzione delle energie degli elettroni. È descritto da una legge di potenza con indice spettrale  $\alpha$  e risulta come la sovrapposizione dei singoli contributi degli elettroni (Fig. 1.4) che irradiano, per lo più, alla frequenza  $\nu_s$ ; quest'ultima dipende fortemente da  $\gamma$  (1.7). Variando anche di poco il fattore di Lorentz – ovvero variando la velocità degli elettroni che si muovono a velocità ultrarelativistiche differenti – si ottiene un'emissione continua che copre facilmente tutta la banda radio.

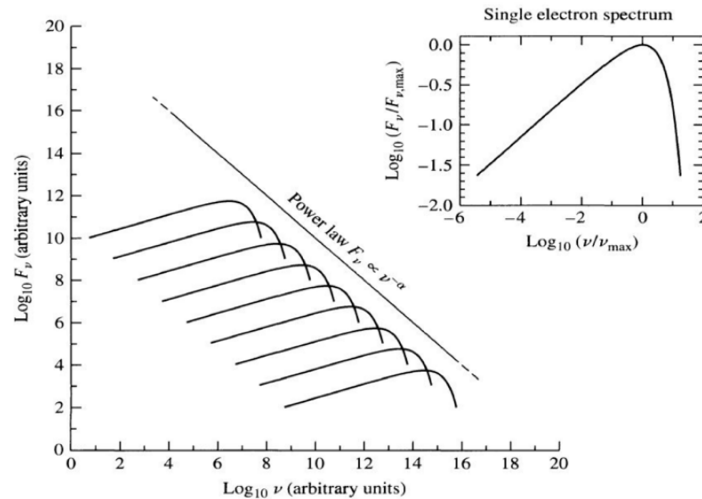


Fig. 1.4: spettro di sincrotrone di un insieme di particelle come sovrapposizione di ogni singolo contributo (immagine dal web).

## 1.4 Assorbimento interno di sincrotrone

A tutti i processi di emissione corrisponde un fenomeno di assorbimento. Nel paragrafo precedente abbiamo supposto di studiare una sorgente “trasparente”. In realtà, in un plasma



di elettroni, i fotoni emessi per sincrotrone possono interagire con le particelle cariche, alle quali cedono la propria energia; la sorgente diviene così opaca. Questo effetto non può essere trascurato quando la temperatura di brillantezza si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni. Risulterà una diminuzione dell'intensità della radiazione. Questo fenomeno è chiamato *synchrotron self-absorption*.

Utilizzando i coefficienti di Einstein, che descrivono le transizioni elettroniche nei livelli energetici di atomi e molecole, si calcola il coefficiente di assorbimento di una nube di elettroni relativistici:

$$\mu_s \propto \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} \quad (1.21)$$

Possiamo utilizzare l'equazione del trasporto radiativo che restituisce la brillantezza di una sorgente di sincrotrone, ovvero la luminosità per unità di angolo solido:

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi \mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau_s(\nu)}) \quad (1.22)$$

dove  $\tau_s(\nu) = \mu_s(\nu)l_0$  è la profondità ottica, la quale misura l'opacità della sorgente, e dipende quindi dalle sue dimensioni  $l_0$ . Poiché, dalla 1.21, l'opacità cresce al diminuire della frequenza, distinguiamo due differenti regimi:

$$\begin{aligned} B_s(\nu) &\propto \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2} & \tau \gg 1 \text{ otticamente spesso} \\ B_s(\nu) &\propto \nu^{-\alpha} H^{\alpha+1} & \tau \ll 1 \text{ otticamente sottile} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Sarà presente una frequenza di picco alla quale si passerà da un regime all'altro (Fig. 1.5); basta derivare la 1.22 rispetto a  $\nu$  e porre uguale a zero. Si ottiene:

$$\nu_p \approx S_p^{2/5} \Theta^{-4/5} H_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (1.24)$$

dove  $S_p$  è il flusso misurato alla frequenza  $\nu_p$ ,  $\Theta$  è la dimensione angolare della sorgente, mentre  $z$  è il *redshift*. Da uno spettro auto-assorbito, tipico nelle radiosorgenti compatte, possiamo ottenere una stima del campo magnetico semplicemente misurando il flusso alla frequenza di picco.

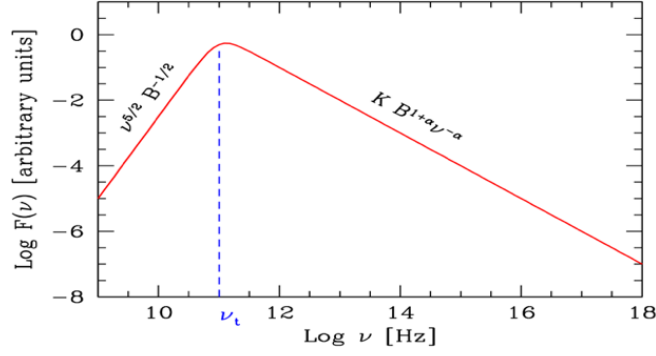


Fig. 1.5: spettro di sincrotrone auto-assorbito, nell'immagine  $B=H$  e  $\nu_t = \nu_p$  (Radiative processes in high energy astrophysics G. Ghisellini).

## 1.5 Energetica di una radiosorgente

Possiamo calcolare l'energia totale di una radiosorgente che emette per sincrotrone sommando i contributi energetici degli ingredienti che permettono tale emissione: particelle cariche e campo magnetico. Abbiamo già sottolineato che solo gli elettroni contribuiscono in maniera significativa al processo; di conseguenza, non abbiamo le informazioni necessarie al calcolo dell'energia dei protoni, i quali, insieme agli elettroni, costituiscono il plasma delle radiosorgenti. Semplifichiamo assumendo che l'energia dei protoni sia proporzionale a quella degli elettroni tramite un parametro  $k \geq 0$ .

Scriviamo l'energia totale del sistema come:

$$U_{tot} = U_{pr} + U_{el} + U_H = (1 + k)U_{el} + U_H \quad (1.25)$$

Omettendo la dimostrazione, si considera la distribuzione dell'energia degli elettroni (1.8); i contributi energetici degli elettroni e del campo magnetico risultano:

$$U_{el} = C_{el}H^{-3/2}L \quad U_H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV = C_H H^2 V \quad (1.26)$$

Dove  $C_{el}$  e  $C_H$  sono delle costanti,  $L$  è la luminosità totale della sorgente, mentre  $V$  è il suo volume. A questo punto scriviamo il valore dell'energia totale:

$$U_{tot} = (1 + k)C_{el}H^{-3/2}L + C_H H^2 V \quad (1.27)$$

Per determinare il contenuto energetico totale della radiosorgente, oltre alla luminosità e al volume, è necessario conoscere il campo magnetico. Se osserviamo l'andamento dell'energia totale in funzione del campo magnetico (Fig. 1.6), ci accorgiamo della presenza di un minimo dell'energia, di cui la radiosorgente necessita per emettere radiazione di sincrotrone. Possiamo ricavare questo minimo derivando rispetto ad  $H$  e ponendo uguale a zero, ottenendo così:

$$(1 + k)U_{el} = \frac{4}{3}U_H \quad (1.28)$$

I valori dell'energia delle particelle e del campo magnetico risultano molto simili in questa condizione di minima energia. Per questa ragione viene chiamata *equipartizione dell'energia*.

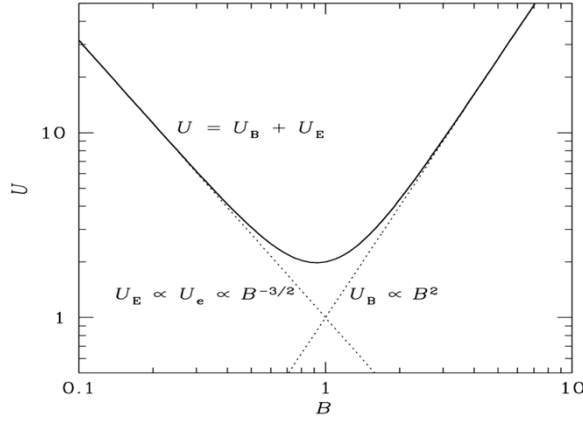


Fig. 1.5: Andamento dell'energia della radiosorgente in funzione del campo magnetico  $B=H$  (immagine dal web).

Ricaviamo infine il valore del campo magnetico di equipartizione dalla 1.28 e il valore dell'energia minima ad esso associato:

$$H_{eq} = H(U_{min}) = \left[ \frac{3}{4} (1 + k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left( \frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (1.30)$$

$$U_{min} = \frac{7}{4} (1 + k) U_{el} = 2(1 + k)^{4/7} C_{el}^{4/7} C_H^{3/7} L^{4/7} V^{3/7} \quad (1.31)$$

Sotto la condizione di equipartizione è possibile calcolare il campo magnetico conoscendo soltanto la luminosità e il volume della radiosorgente. Non è detto che quest'ultima sia però in condizione di minima energia, o vicina ad essa. D'altronde, confrontando il campo magnetico di equipartizione con il campo calcolato utilizzando altri metodi, si osserva che effettivamente non è un'ipotesi assurda, anzi è molto realistica;  $H_{eq}$  diventa così una buona stima del campo magnetico reale.

## 1.6 Perdite radiative ed evoluzione temporale

Gli elettroni emettono radiazione di sincrotrone a discapito della propria energia cinetica. La distribuzione dell'energia delle particelle (1.8) di un plasma magnetizzato cambierà nel tempo secondo l'equazione:

$$\frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right) + \frac{N(\varepsilon, t)}{T_{conf}} = Q(\varepsilon, t) \quad (1.32)$$

Il primo termini rappresenta il flusso di particelle che attraversa il volume del plasma, il secondo le perdite energetiche dovute all'emissione, il terzo le perdite delle particelle stesse, dove  $T_{conf}$  è il tempo di confinamento, ovvero il tempo di permanenza delle particelle nel plasma, mentre l'ultimo rappresenta l'iniezione di nuove particelle.

Supponiamo che sia  $T_{conf} = \infty$  e che inizialmente non vengano prodotto nuove particelle, quindi  $Q(\varepsilon, t) = 0$ . Possiamo allora calcolare il *tempo di raffreddamento* degli elettroni, che non è altro che il tempo di vita radiativo, esprimibile come il rapporto tra l'energia della particella e il tasso con cui viene persa, dato dalla formula di Larmor per sincrotrone, ovvero:

$$t^* = \frac{\varepsilon_0}{d\varepsilon/dt} = \frac{1}{C_s \varepsilon_0 H_{\perp}^2} \quad (1.33)$$

Elettroni maggiormente energetici perdono energia a un tasso più alto, così il loro tempo di vita radiativo è più breve. A ogni  $t^*$  corrisponde una  $\varepsilon_0^*$ , e a ogni  $\varepsilon_0^*$  corrisponde una frequenza critica dopo la quale l'emissione diventa rapidamente trascurabile; si genera così un taglio netto nello spettro alle energie più elevate in corrispondenza dell'ultima frequenza critica  $\nu_s^*$ , detta di *cut off*, dopo il quale non si osservano particelle emettitrici di sincrotrone. Con il passare del tempo,  $\nu_s^*$  si sposta verso sinistra sempre più lentamente, a causa delle perdite energetiche degli elettroni.

Consideriamo il caso più realistico di una iniezione costante di particelle, secondo la legge di potenza  $Q(\varepsilon, t) = A\varepsilon^{-\delta}$ : si raggiungerà un equilibrio tra le particelle che "invecchiano" e le nuove. Non sarà presente un cut off netto, ma un irripidimento dello spettro, definito dalla frequenza di *break*  $\nu_b^*$  nel seguente modo:

$$\begin{aligned} J_s(\nu) &\propto \nu^{-\alpha} && \text{per } \nu < \nu_b^* \\ J_s(\nu) &\propto \nu^{-(\alpha+0,5)} && \text{per } \nu > \nu_b^* \end{aligned} \quad (1.34)$$

Anche in questo caso la frequenza di break si sposta verso sinistra col passare del tempo (Fig. 1.6), in quanto gli elettroni iniettati saranno una frazione delle particelle totali sempre più piccola. L'individuazione di  $\nu_b^*$  è utile a stimare l'età radiativa delle popolazioni di elettroni relativistici nelle radiosorgenti, e quindi delle sorgenti stesse.

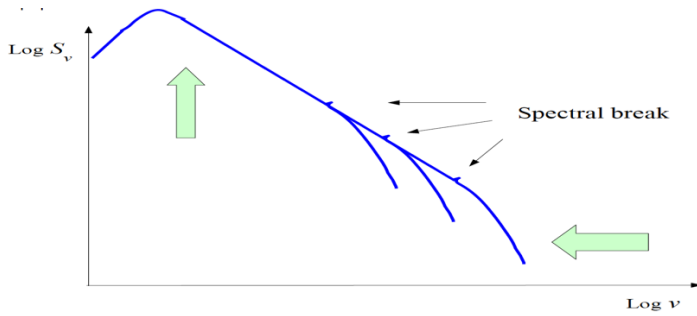


Fig. 1.6: Movimento verso sinistra della  $\nu_b^*$  col passare del tempo. Si noti come cambia la pendenza dopo tale frequenza (slide corso di processi di radiazione Prof. Dallacasa).

## 1.7 Polarizzazione della radiazione

L'ultima caratteristica peculiare della radiazione di sincrotrone è di mostrare una forte polarizzazione lineare. Nel caso classico avremmo polarizzazione circolare se la linea di vista è perpendicolare al piano dell'orbita della particella, lineare nella direzione parallela, mentre ellittica nella situazione intermedia.

Nel caso relativistico, come abbiamo visto, riceviamo radiazione solo se osserviamo entro il cono di semi-ampiezza  $1/\gamma$ , il cui asse è parallelo al piano dell'orbita; di conseguenza, avremo polarizzazione lineare o ellittica. Le ellissi di polarizzazione possono essere in egual misura sia destrorse che sinistrorse, così, per una distribuzione isotropa nelle velocità delle particelle, le due componenti in media si annulleranno; risulta così una polarizzazione lineare. Definiamo allora il grado di polarizzazioni lineare come il rapporto tra la potenza della radiazione polarizzata e la potenza totale:

$$\Pi = \frac{P_{pol}}{P_{tot}} = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (1.35)$$

Per un valore tipico di  $\delta = 2,5$  abbiamo un grado di polarizzazione di circa il 70%, particolarmente elevato. A causa della disomogeneità del campo magnetico delle radiosorgenti e per effetti come la rotazione di Faraday, si osserva una polarizzazione massima vicina al 20%. In generale, questa caratteristica è estremamente utile a mappare il campo magnetico delle radiosorgenti (Fig. 1.7).

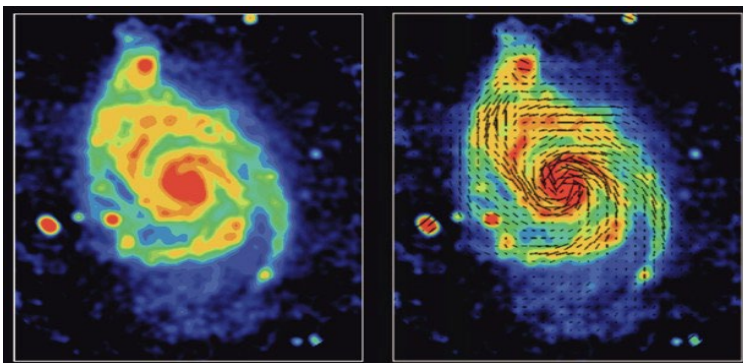


Fig. 1.7: Immagine radio della galassia M51, i vettori descrivono la direzione del campo magnetico attraverso l'utilizzo della luce polarizzata (slide corso processi di radiazione Prof. Dallacasa).

## Capitolo 2

### Applicazioni astrofisiche

Trattiamo brevemente due importanti applicazioni astrofisiche che riguardano l'emissione di sincrotrone: le galassie attive e i resti di supernova (SNR). Lo studio degli spettri di questi e altri oggetti celesti è utile a descriverne la morfologia, calcolare e mettere in relazione importanti quantità fisiche e soprattutto verificare i vari processi necessari alla produzione della radiazione di sincrotrone.

#### 2.1 Galassie attive

Le galassie attive sono una vasta classe di oggetti, anche molto diversi tra loro, con la particolarità di mostrare una forte attività, che causa un'intensa luminosità in tutte le regioni dello spettro elettromagnetico. Solitamente sono galassie ad alto redshift e di conseguenza molto distanti da noi, sia nello spazio che nel tempo. Si tratta spesso di galassie giovani rispetto all'età dell'universo; il loro studio è quindi fondamentale per capire la storia della formazione delle galassie.

Utilizzando il modello unificato del *toro* (Fig. 2.2), sono caratterizzate da una regione interna fortemente compatta e luminosa che alimenta la grande emissione elettromagnetica, motivo per il quale vengono chiamati anche *Active Galactic Nuclei* (AGN). Al centro di tale regione è presente un buco nero supermassiccio. Quest'ultimo genera un disco di accrescimento di materiale estremamente caldo che emette radiazione termica e non, ricoperto da uno ampio strato di polvere.

Simmetricamente al nucleo centrale si diramano due *lobi*, con un'estensione anche di diversi megaparsec, costituiti da materia fortemente ionizzata caratterizzata da particelle ad altissima velocità. La loro origine è ancora oggetto di dibattito; un'idea plausibile è che siano una conseguenza diretta della formazione del disco di accrescimento, e quindi dell'espulsione di materiale lungo il suo asse, che permette la conservazione del momento angolare man mano che cade materia nel disco. Dei getti (*jet*) collegano il nucleo ai lobi e permettono il rifornimento continuo di plasma. Il materiale accelerato impatta con il mezzo circostante negli *hot-spot*, nei quali avviene un altro processo di radiazione importante in astrofisica chiamato *Inverse-Compton*: elettroni ultrarelativistici cedono parte della propria energia ai fotoni, generando fotoni altamente energetici.

È proprio nelle zone dei lobi, dove è presente il plasma ultrarelativistico e il campo magnetico, in cui avviene l'emissione di sincrotrone, che domina gli spettri di queste galassie. Nella Fig. 2.1 possiamo osservare la radiogalassia attiva 3C 236, che presenta uno spettro in cui è evidente la legge di potenza caratteristica dell'emissione di sincrotrone. Non sono presenti emissioni nelle alte energie, probabilmente a causa della mancanza degli hot-spot, non necessariamente presenti nelle radiogalassie attive. In più, questa galassia ha un redshift particolarmente basso ( $z = 0.101$ ), altra dimostrazione della eterogeneità di questa classe di oggetti.

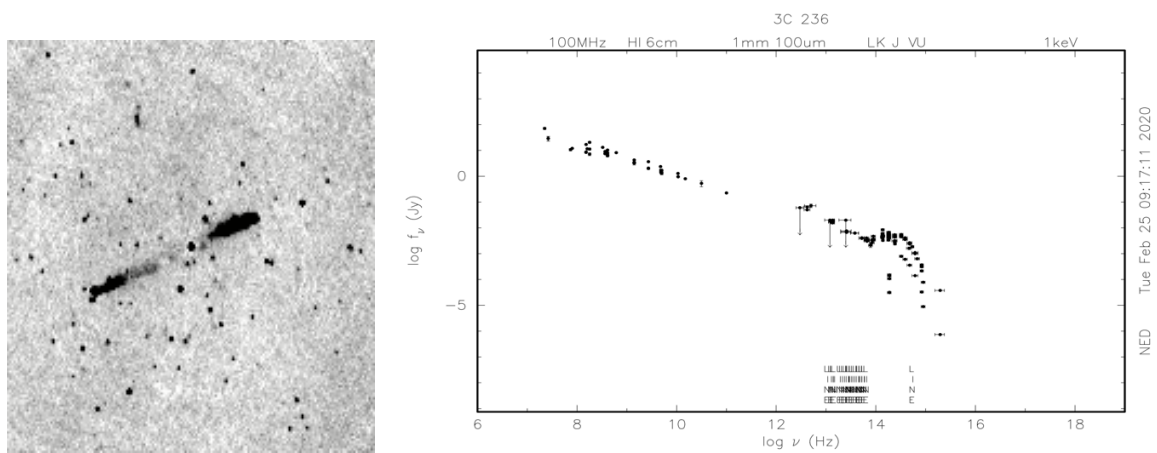


Fig. 2.1: A sinistra un'immagine di 3C 236 a 609 MHz, a destra la sua SED (Nasa/Ipac Extragalactic Database).

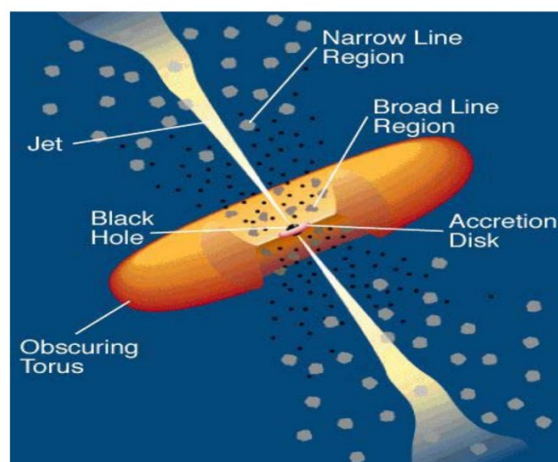


Fig. 2.2: Illustrazione galassia attiva nel modello del toro (immagine dal web).

## 2.2 Resti di supernova: la Nebulosa del Granchio

Al termine della loro storia evolutiva, in seguito al collasso del proprio nucleo, stelle di massa superiore a circa 1,4 masse solari esplodono nelle celebri supernove. In un tempo brevissimo, questi oggetti sono capaci di raggiungere luminosità elevatissime, confrontabili o addirittura superiori alle luminosità delle galassie che le contengono.

Successivamente all'esplosione, la maggior parte della massa della stella morente viene espulsa a velocità molto elevate, andando a impattare con il mezzo interstellare. Si viene a formare una sorta di guscio gassoso, spesso riempito di ulteriore materia, di forma più o meno regolare, che continua a espandersi. Sono i cosiddetti *SuperNova Remnant* (SNR). Questi oggetti mostrano un'intensa emissione nella banda radio polarizzata, con spettri che mostrano una legge di potenza ormai familiare. Il processo di emissione dominante è proprio di sincrotrone.

Concentriamoci sul SNR più popolare, la *Crab Nebula*. Per la prima volta, nel 1954, viene identificato come il primo oggetto astrofisico la cui emissione è da attribuirsi alla radiazione di sincrotrone. Si mostra nel visibile come una nebulosa amorfa, alla quale sono sovrapposti filamenti luminosi di gas ionizzato che emettono attraverso processi termici. L'emissione polarizzata proviene dalla zona di forma irregolare, nella quale avvengono proprio i processi non termici.

Osservando il suo spettro (Fig. 2.3), si nota della radiazione nei raggi X, distribuita ancora una volta da una legge di potenza. Anche questi fotoni saranno prodotti da emissione di sincrotrone. Possiamo calcolare il campo magnetico utilizzando l'ipotesi di equipartizione. Utilizzando altri metodi, il risultato è consistente e risulta essere di  $H \sim 5 \times 10^{-4} G$ .

Dalla 1.7 calcoliamo per fotoni radio ( $\nu = 10^9$ ) un fattore di Lorentz di  $\gamma \sim 10^3$ , da cui una vita media radiativa delle particelle (1.33) di  $t^* \sim 10^5$  anni, svariate volte superiore all'età della nebulosa (900 anni, confermato anche da alcune pitture rupestri). Possiamo così accettare l'idea che gli elettroni siano stati accelerati al momento dell'esplosione, attraverso i *meccanismi di Fermi* combinati alla presenza di una forte onda d'urto: la particella guadagna velocità dopo numerosi urti con nubi magnetizzate presenti prima e dopo il fronte dell'onda, che avanza a velocità diverse volte superiori alla velocità del suono.

Ricaviamo, invece, per frequenze relative ai raggi X ( $\nu = 10^{18} Hz$ ), una  $\gamma \sim 10^7$ , che equivale a un'energia elevatissima degli elettroni maggiore di  $10^4 GeV$ . Possiamo allora calcolarci il tempo di vita radiativo, ottenendo un  $t^* \sim 2$  anni, brevissimo rispetto all'età della nebulosa. Deve perciò esistere un meccanismo che riacceleri continuamente gli



elettroni fino a velocità ultrarelativistiche. Questo viene attribuito alla presenza nel centro della Crab Nebula di una Pulsar (Pulsating radio source), una stella di altissima densità ( $\sim 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ) e un forte campo magnetico ( $\sim 10^{12} \text{ G}$ ), che la rende già di per sé una grande emettitrice di radiazione di sincrotrone. La stella ha convertito l'energia iniziale dell'esplosione in energia rotazionale, che le permette di raggiungere periodi di rotazione anche di  $10^{-3} \text{ s}$ . Attraverso il modello del *rotatore obliquo*, vengono accelerati elettroni e nuclei presenti nello spazio circostante, proprio grazie a questa rotazione estrema (Fig. 2.4).

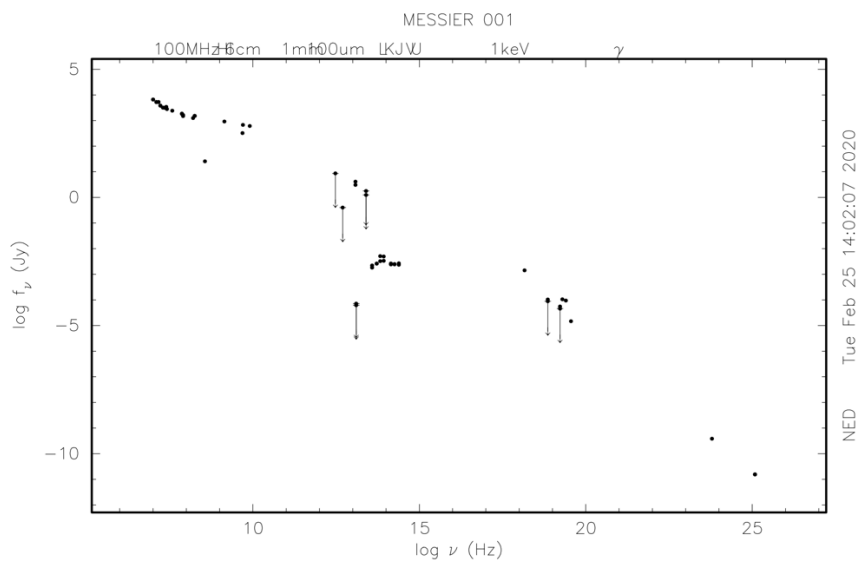


Fig. 2.3: Spettro della Crab Nebula (Nasa/Ipac Extragalactic Database).

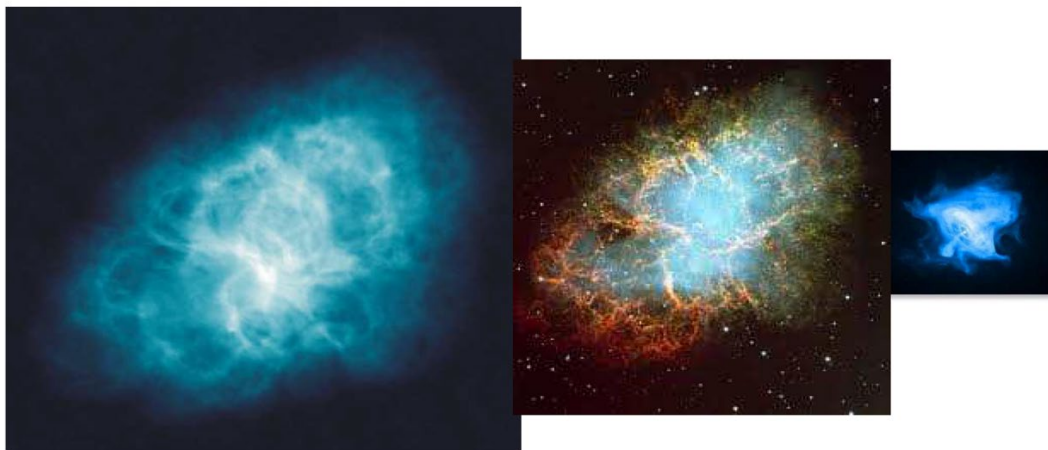


Fig. 2.4: Immagini della Crab Nebula nella banda radio (sinistra), nella banda ottica (centro) e ai raggi X (destra). Nella prima e ultima immagine è visibile la Pulsar e la materia accelerata dalla stessa. Nella seconda i filamenti di gas ionizzato. (Una finestra sull'universo invisibile C. & R. Fanti).

# Bibliografia

Fanti, C., R., *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*, Bologna, 2012.

Longair M. S., *High Energy Astrophysics*, Third Edition, Cambridge, University of Cambridge, 2011.

Bradt H., *Astrophysics Processes*, Massachusetts, Cambridge University Press, 2008.

Ghisellini G., *Radiative Processes In High Energy Astrophysics*, Inaf – Osservatorio Astronomico di Brera, 2012.

Dallacasa D., slide corso di Processo di radiazione e MHD, 2018.