

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

Presentata da:
Giulia Cuomo

Relatrice:
Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Brusa

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

L'emissione di radiazione per sincrotrone costituisce un processo di grande rilevanza nello studio di numerosi oggetti astrofisici nella banda radio dello spettro elettromagnetico.

Attraverso la comprensione di tale fenomeno è possibile approcciarsi ai diversi ambiti ad esso associati, come lo studio dei campi magnetici nell'universo e delle particelle cariche in moto ad alte velocità.

Nel primo capitolo della seguente trattazione vengono fornite le basi teoriche necessarie per lo studio del sincrotrone con particolare attenzione allo spettro prodotto da tale fenomeno; sono stati omessi alcuni procedimenti matematici ai fini di una descrizione sintetica. Il secondo capitolo contiene l'esposizione di alcuni esempi di interesse astrofisico.

Indice

1	Fisica del sincrotrone	4
1.0.1	Accenno ai meccanismi di accelerazione	4
1.1	Radiazione di sincrotrone	5
1.1.1	Potenza di sincrotrone da singolo elettrone e distribuzione spettrale associata	5
1.1.2	Beaming relativistico e durata dell'impulso	7
1.1.3	Emissività da insieme di elettroni	8
1.1.4	Sincrotrone in un regime otticamente spesso	10
1.2	Energetica delle radiosorgenti e campo magnetico di equipartizione	11
1.3	Evoluzione temporale delle radiosorgenti	13
1.3.1	Perdite energetiche	13
1.3.2	Iniezione di particelle	14
2	Applicazioni astrofisiche	15
2.1	Calcolo delle dimensioni di una radiosorgente: supernova Ia 1983n ^[8]	15
2.2	Synchrotron-Self-Compton: esempi	16
2.2.1	Blazars - classe speciale di AGN ^[4]	16
2.2.2	Esempio di radiogalassia: Cygnus A ^[9]	17

Capitolo 1

Fisica del sincrotrone

Il fenomeno di sincrotrone è, riducendone la descrizione ai minimi termini, l'emissione di radiazione da parte di una particella carica la quale, entrando all'interno di una regione di campo magnetico \vec{H} a velocità \vec{v} ultra-relativistica, risente degli effetti della **forza di Lorentz**

$$F_{lor} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (1.1)$$

e descrive un moto elicoidale attorno alle linee di campo magnetico.

1.0.1 Accenno ai meccanismi di accelerazione

Di seguito viene fornito un breve accenno ai meccanismi responsabili dell'accelerazione delle particelle cariche presenti nell'universo a velocità ultra-relativistiche.

Essi possono essere di due tipi: *stocastico* e *sistematico*.

Il primo si basa sull'interazione fra una particella carica e una nube magnetizzata: urtando una nube la carica può essere accelerata secondo il **meccanismo di Fermi**, la cui descrizione dettagliata viene omessa. Il processo può essere ripetuto molte volte.

La seconda tipologia è invece causata dall'interazione della carica con un'**onda d'urto** o *shock wave*. Tali onde d'urto sono generate da eventi che sprigionano grandi quantità di energia, come ad esempio l'emissione di un *jet* relativistico da parte di un AGN (*Active Galactic Nucleus*), oggetto descritto nella sezione 2.2 di questa trattazione.

1.1 Radiazione di sincrotrone

L'accelerazione centripeta caratteristica di un moto elicoidale causa l'emissione di radiazione la cui potenza è descritta dalla **formula di Larmor**:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3}. \quad (1.2)$$

Nel caso in cui la velocità della particella sia molto minore di quella della luce si può utilizzare la 1.2 sostituendo ad a il valore dell'accelerazione centripeta: si parla allora di radiazione di **ciclotrone**, la cui potenza viene emessa secondo una distribuzione angolare di dipolo ($\sin^2(\theta)$) e presenta un massimo di emissione in corrispondenza della **girofrequenza di Larmor**

$$\nu_L = \frac{qH}{2\pi mc}. \quad (1.3)$$

Il sincrotrone costituisce il caso **ultra-relativistico** della radiazione di ciclotrone: si deve pertanto fare uso di una forma modificata della 1.2 che tenga conto di velocità prossime a quella della luce.

1.1.1 Potenza di sincrotrone da singolo elettrone e distribuzione spettrale associata

La potenza emessa nel caso relativistico è data, per un'accelerazione centripeta, dalla seguente equazione:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{m^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (1.4)$$

dove m indica la massa della carica e γ il fattore di Lorentz.

Considerata la quantità di moto \vec{p} associata alla forza di Lorentz che agisce sulla particella (si suppone che sia un elettrone) e un'inclinazione del vettore velocità rispetto alle linee di campo data dall'angolo θ (angolo di *pitch*), otteniamo la formulazione

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \gamma^2 \beta^2 H^2 \sin^2(\theta). \quad (1.5)$$

Nel caso della radiazione di sincrotrone il fattore $\beta = \frac{v}{c}$ è approssimabile a 1. L'equazione diventa quindi

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta) \quad (1.6)$$

la quale descrive la potenza emessa per sincrotrone da singolo elettrone. Tale espressione può essere riscritta facendo uso della definizione di **sezione d'urto Thomson** σ_T della carica. Supponendo che si tratti di un elettrone,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \simeq 6.65 \cdot 10^{-25} [cm^{-2}] \quad (1.7)$$

dove m_e ne indica la massa a riposo. Usando questa definizione, la potenza emessa diventa

$$P \simeq 1.62 \cdot 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta) [erg s^{-1}]. \quad (1.8)$$

Analizziamo ora la distribuzione spettrale associata al sincrotrone: a differenza del ciclotrone, per cui tutta la potenza viene emessa alla frequenza caratteristica di Larmor ν_L , l'energia del caso relativistico viene irradiata in corrispondenza di varie armoniche della girofrequenza di ciclotrone a causa di effetti di aberrazione relativistica.

Nel caso del sincrotrone si ha un numero infinito di armoniche: lo spettro è quindi caratterizzato da un continuo ed è possibile identificare al suo interno una **frequenza caratteristica** data da

$$\nu_s \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H_{[\mu G]} [GHz] = 1.5 \gamma^2 \nu_L [GHz]. \quad (1.9)$$

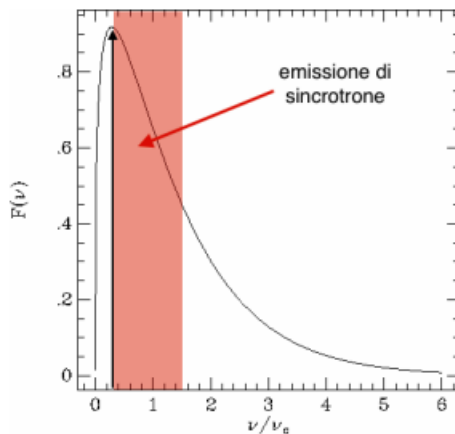


Figura 1.1: Spettro dell'emissione di sincrotrone da singola carica.

Le energie associate alle diverse armoniche sono date da

$$\frac{dW}{dt} \sim \frac{\sqrt{3}e^3 H \sin(\theta)}{8\pi^2 c m_e} F\left(\frac{\nu}{\nu_s}\right) \quad (1.10)$$

dove F indica la **funzione di Bessel modificata**.

Osservando la distribuzione spettrale di sincrotrone (Fig. 1.1) si notano due diversi regimi per la funzione $F(\nu)$:

- $F(\nu) \sim \nu^{\frac{1}{3}} \wedge \nu \ll \nu_s$
- $F(\nu) \sim e^{-\frac{\nu}{\nu_s}} \wedge \nu \gg \nu_s$

Il picco della funzione non si trova in corrispondenza di ν_s (a causa di effetti quantistici esso è spostato a $\nu \sim 0.3\nu_s$).

1.1.2 Beaming relativistico e durata dell'impulso

Una caratteristica notevole della radiazione di sincrotrone data dalle velocità elevate è il *beaming relativistico*: con questo termine si intende il passaggio da un'emissione di ciclotrone, spazialmente simmetrica, ad una radiazione che risulta concentrata per metà in un singolo cono di ampiezza angolare approssimabile ad un fattore $\frac{2}{\gamma}$.

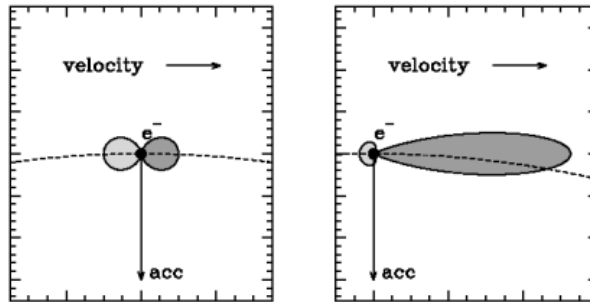


Figura 1.2: Distribuzioni angolari di ciclotrone (sinistra) e sincrotrone (destra).

Il *beaming* genera una radiazione **polarizzata**; tale polarizzazione risulta ellittica per il singolo elettrone (a causa dello sfasamento fra la componente del campo elettrico parallela alle linee di campo magnetico e quella ad esse perpendicolare), mentre l'integrazione su tutti gli elettroni presenti all'interno di un generico insieme di cariche genera una polarizzazione lineare.

Un'altra conseguenza portata dalle velocità relativistiche riguarda la durata dell'impulso: dato che la radiazione è concentrata in un cono, infatti, essa risulta visibile solo quando la direzione della velocità della particella e l'apertura del cono si trovano sulla linea di vista dell'osservatore, quindi per un intervallo di tempo limitato (**radiazione impulsiva**). In un sistema di riferimento solidale con la carica, la durata dell'impulso è

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} \quad (1.11)$$

dove $\Delta\theta$ indica l'ampiezza dell'angolo solido sotto il quale viene emessa la radiazione e $\omega_{rel} = \frac{qH}{mc\gamma}$ la **girofrequenza angolare relativistica** del moto elicoidale. In un sistema di riferimento inerziale è invece necessario considerare l'elevata velocità della carica in moto: essa causa infatti una riduzione dell'intervallo di tempo a un valore di

$$\Delta t_{rel} \simeq \frac{5 \cdot 10^{-8}}{\gamma^2 H_{[G]}} [s]. \quad (1.12)$$

1.1.3 Emissività da insieme di elettroni

Un plasma astrofisico, nube ionizzata e globalmente neutra contenente un numero molto elevato di cariche, rende utile lo studio dello spettro di sincrotrone prodotto nella banda radio da un insieme di particelle (nel caso proposto, elettroni).

Si suppone che le energie delle suddette siano distribuite secondo una legge di potenza:

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon. \quad (1.13)$$

L'emissività del plasma è quindi descritta da

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dW_s}{dt}N(\epsilon)d\epsilon. \quad (1.14)$$

Per affrontare il problema si utilizza un'approssimazione per cui tutta l'energia viene irradiata alla frequenza caratteristica ν_s attraverso l'emissione di sincrotrone.

Il primo passo consiste nell'esprimere l'energia in funzione della frequenza (quella caratteristica).

Per fare ciò si ricorre al legame $\nu_s \sim \gamma^2 \nu_L$ dato dalla 1.9: isolando γ e sostituendolo all'interno dell'espressione per l'energia $\epsilon = \gamma m_e c^2$ si ottiene

$$\epsilon = \left(\frac{\nu}{\nu_L}\right)^{\frac{1}{2}} m_e c^2 \sim \nu^{\frac{1}{2}} H^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.15)$$

dove il campo H deriva dalla dipendenza da ν_L . Il differenziale dell'energia calcolato rispetto alla frequenza è

$$d\epsilon = \frac{m_e c^2}{2\nu_L^{\frac{1}{2}}} \nu^{-\frac{1}{2}} d\nu \sim \nu^{-\frac{1}{2}} H^{-\frac{1}{2}} d\nu. \quad (1.16)$$

La potenza, infine, è data da

$$\frac{dW_s}{dt} \sim \epsilon^2 H^2 \sin^2(\theta) \sim \nu H. \quad (1.17)$$

Sostituendo i risultati di 1.15, 1.16 e 1.17 nell'equazione per l'emissività si ottiene

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{\frac{(\delta+1)}{2}} \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}}. \quad (1.18)$$

L'andamento della frequenza nella funzione $J_s(\nu)$ può essere semplificato introducendo la definizione di **indice spettrale** $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$. Dal grafico logaritmico in Fig. 1.3 è possibile notare come l'andamento a legge di potenza di $J_s(\nu)$ sia dato dalla sovrapposizione dei contributi dei singoli elettroni per diversi valori di γ .

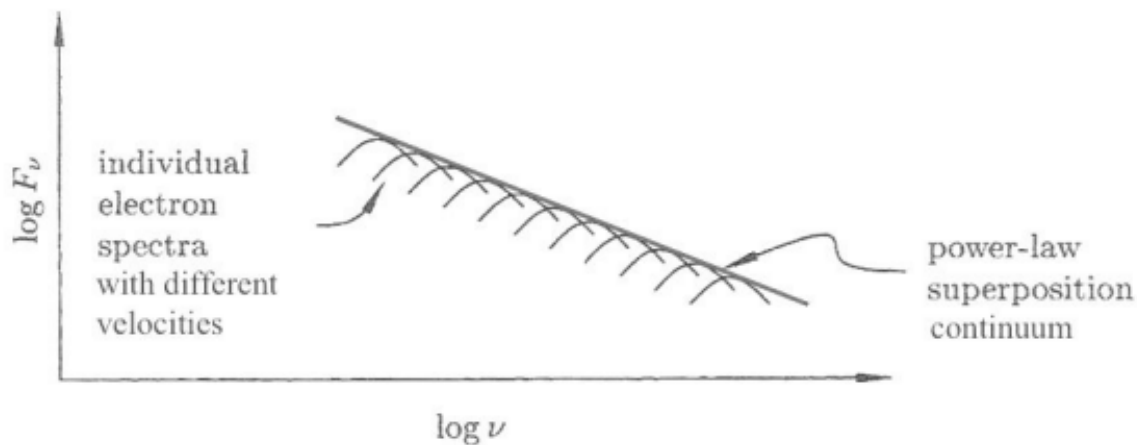


Figura 1.3: Spettro di emissione da insieme di elettroni.

1.1.4 Sincrotrone in un regime otticamente spesso

Una nube astrofisica che produce radiazione di sincrotrone può essere soggetta al fenomeno di **autoassorbimento**, per cui i fotoni emessi cedono la propria energia alle particelle cariche del plasma. Ciò accade in un regime **otticamente spesso**, a cui è associato un coefficiente di assorbimento:

$$\mu_s \sim N_0 \nu^{-\frac{\delta+4}{2}} H^{\frac{\delta+2}{2}}. \quad (1.19)$$

Ricorrendo all'equazione 1.19 e sapendo che l'espressione per la brillantezza di una sorgente con autoassorbimento è

$$B_s(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu_s(\nu)} (1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (1.20)$$

(dove $\tau(\nu) = \mu \cdot \text{dimensione}$ è lo spessore ottico della nube), si evidenziano due possibili regimi a partire dal valore di $\tau(\nu)$:

- $\tau(\nu) \ll 1 \rightarrow$ regime otticamente sottile: la radiazione non viene assorbita dagli elettroni; brillantezza ed emissività coincidono

$$B_s(\nu) \sim H^{\frac{(\delta+1)}{2}} \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}}; \quad (1.21)$$

- $\tau(\nu) \gg 1 \rightarrow$ regime otticamente spesso: sostituendo 1.18 e 1.19 nell'espressione della brillantezza si ottiene

$$B_s(\nu) \sim H^{-\frac{1}{2}} \nu^{\frac{5}{2}}. \quad (1.22)$$

I due andamenti, distinguibili in Fig. 1.4., sono separati dalla frequenza di picco definita come

$$\nu_{peak} \sim S_{peak}^{\frac{2}{5}} \theta^{-\frac{4}{5}} H^{\frac{1}{5}} (1+z)^{\frac{1}{5}} \quad (1.23)$$

dove S_{peak} è il flusso della sorgente alla frequenza di picco, θ la dimensione angolare e z il redshift della sorgente.

Conoscendo la frequenza di picco è quindi possibile calcolare il valore del campo magnetico, essendo tutte le altre quantità direttamente osservabili o ricavabili dallo spettro.

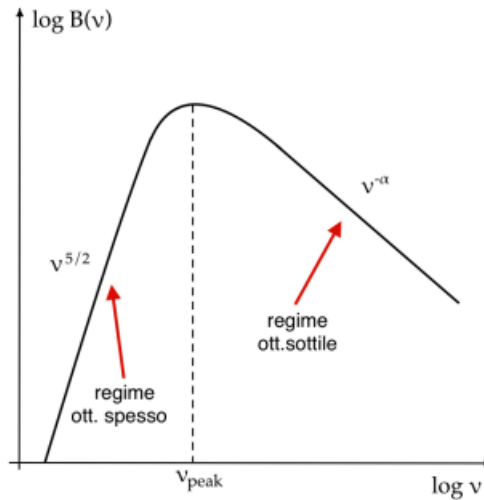


Figura 1.4: Spettro di sincrotrone in cui si nota l'andamento otticamente spesso a sinistra e quello otticamente sottile a destra.

1.2 Energetica delle radiosorgenti e campo magnetico di equipartizione

Per calcolare l'energia totale di un plasma astrofisico che emette per sincrotrone vanno considerati due diversi contributi:

- l'energia cinetica delle particelle cariche (generalmente elettroni e protoni);
- l'energia del campo magnetico.

La somma delle due energie si esprime come

$$U_{TOT} = U_{particelle} + U_H = (1 + k)\epsilon_e + U_H \quad (1.24)$$

dove U_H è l'energia del campo magnetico ed ϵ_e è l'energia cinetica degli elettroni.

Attraverso questa formulazione si possono evidenziare tre diversi casi a seconda del valore di k :

- plasma di elettroni con $k = 0$;
- plasma *pesante* (composto da elettroni e protoni) con $k = 1$;
- plasma *anziano* (in cui gli elettroni si sono raffreddati per emissione e i protoni hanno più energia) con $k > 1$.

Il contributo energetico fornito dagli elettroni relativistici viene calcolato utilizzando una quantità osservabile (la luminosità L della sorgente):

$$\epsilon_{el} = C_{el}H^{-\frac{3}{2}}L. \quad (1.25)$$

Con il termine C_{el} si raccolgono le varie costanti.

Considerando ora il contributo fornito dal campo magnetico,

$$U_H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV = C_H H^2 V \quad (1.26)$$

dove $C_H = \frac{1}{8\pi}$, si può arrivare all'espressione per l'energia totale del plasma:

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

Da questa equazione è altresì possibile ricavare un valore per il cosiddetto **campo magnetico di equipartizione** H_{eq} per cui il contenuto di energia della sorgente è minimo. Per ottenere tale valore si pone la derivata prima dell'energia totale rispetto al campo magnetico pari a 0: si ottiene l'equazione

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

Sostituendo i risultati trovati per ϵ_{el} e U_H e isolando il termine H si ha

$$H_{eq} = \left[\frac{3}{4}(1 + k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{\frac{2}{7}} \left(\frac{L}{V} \right)^{\frac{2}{7}}. \quad (1.29)$$

In seguito all'analisi di cinque radio-sorgenti giovani (HFPs o *High Frequency Peakers*), si è dimostrato che il valore di equipartizione è in accordo con le misurazioni effettuate a partire dallo spettro di sincrotrone (utilizzando la 1.23), ed è quindi possibile affermare che tali sorgenti si trovano in una condizione di minima energia per cui il campo di equipartizione è rappresentativo^[5].

1.3 Evoluzione temporale delle radiosorgenti

Le radiosorgenti subiscono, nel corso del tempo, delle modifiche causate dall'emissione di radiazione da parte delle particelle cariche e da altri fattori. La seguente equazione li raggruppa:

$$\frac{\partial N(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{d\epsilon}{dt} N(\epsilon, t) \right) + \frac{N(\epsilon, t)}{T_{confinamento}} = Q(\epsilon, t). \quad (1.30)$$

Si analizza il membro di sinistra: il primo termine, *particle flow*, indica il flusso di particelle attraverso il volume della sorgente; il secondo, *energy losses*, indica invece le perdite radiative; il terzo, infine, rappresenta il *leakage*, ovvero la dispersione delle particelle nello spazio dopo un certo valore temporale costante chiamato **tempo di confinamento**. Il singolo termine al secondo membro indica invece il 'rifornimento' di particelle cariche relativistiche. Si considerano separatamente gli effetti del primo e del secondo membro sulla distribuzione spettrale.

1.3.1 Perdite energetiche

Si parte dalla potenza emessa per sincrotrone, raccogliendo le costanti nel termine C_{sync} :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = C_{sync} \epsilon^2 H^2 \sin^2(\theta). \quad (1.31)$$

Integrando l'equazione differenziale per separazione delle variabili si ottiene una legge evolutiva per l'energia della sorgente,

$$\epsilon(t) = \frac{\epsilon_0}{1 + \epsilon_0 C_{sync} H^2 \sin^2(\theta) t}, \quad (1.32)$$

dove ϵ_0 rappresenta il valore dell'energia al tempo iniziale t_0 .

A partire da questa legge si può ricavare un **tempo caratteristico** di raffreddamento della sorgente che emette per sincrotrone:

$$t^* = \frac{\epsilon_0}{\frac{d\epsilon}{dt}} = \frac{1}{C_{sync} \epsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)} \propto \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (1.33)$$

Da questa equazione capiamo come le particelle inizialmente molto energetiche tendano ad emettere più velocemente di quelle meno energetiche.

L'effetto del raffreddamento sul grafico è la comparsa di una frequenza ν^* di *cut-off*, ovvero una brusca interruzione dello spettro causata dallo spostamento delle cariche più energetiche alle zone meno energetiche in seguito all'emissione di radiazione. Osservando il grafico (Fig. 1.5) si nota come la frequenza di *cut-off* si sposti su intervalli di frequenza differenti per lo stesso intervallo temporale Δt : ciò è dovuto alla proporzionalità inversa del tempo caratteristico rispetto all'energia iniziale delle cariche.

1.3.2 Iniezione di particelle

Consideriamo per questo caso un sincrotrone con autoassorbimento. L'effetto dell'iniezione di cariche all'interno del plasma è uno 'smussamento' del grafico (Fig. 1.6) in corrispondenza della frequenza di *cut-off* (si parla quindi di una frequenza di *break*) e un innalzamento della frequenza di picco (o *turn-over*): nell'intervallo che quest'ultima impiega a spostarsi a energie minori, infatti, il plasma viene rifornito e le particelle 'vecchie' si accumulano nella parte sinistra del grafico, aumentando il flusso corrispondente alla frequenza di picco. L'emissività è descritta da due diversi andamenti separati da ν^* :

- $J_s(\nu) \sim \nu^{-\frac{\delta-1}{2}}$ per $\nu \ll \nu^*$;
- $J_s(\nu) \sim \nu^{-\frac{\delta}{2}}$ per $\nu > \nu^*$.

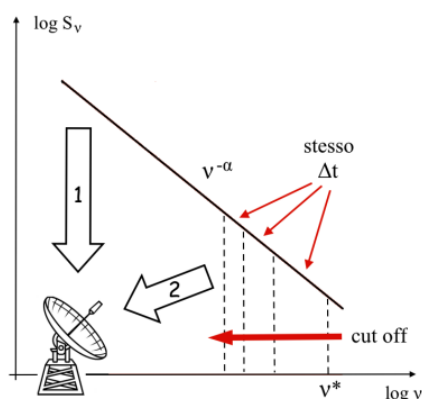


Figura 1.5: Spettro modificato dalle perdite energetiche.

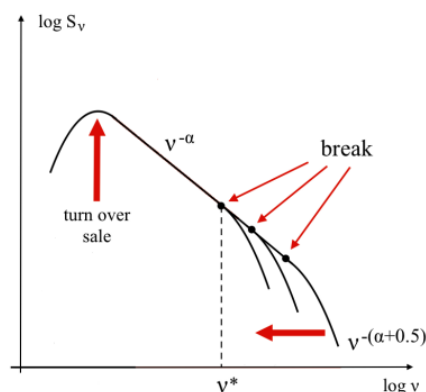


Figura 1.6: Spettro nel caso di iniezione di nuove particelle.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Calcolo delle dimensioni di una radiosorgente: supernova Ia 1983n^[8]

Prendiamo in analisi la supernova di tipo Ia 1983n nella galassia M83.

Il grafico ricavato tramite osservazione nel radio è attribuibile a un'emissione di sincrotrone affetta da auto-assorbimento.

A partire dallo studio dello spettro possiamo ricavare la dimensione angolare della radiosorgente tramite

$$\theta \sim \nu_{peak}^{-\frac{5}{4}} S_{peak}^{\frac{1}{2}} H^{\frac{1}{4}} (1+z)^{\frac{1}{4}} \quad (2.1)$$

come imposto dall'equazione 1.23. Il flusso S_{peak} viene misurato in Jy , il campo in $10^{-6}G$ e la frequenza di picco in MHz .

Utilizzando i valori misurati per redshift, flusso alla frequenza di picco e campo magnetico si ottiene come risultato un'ampiezza angolare pari a $\theta = 10^{-4} arcsec$. Questo valore ha causato perplessità riguardanti la distanza dell'oggetto, ricavabile a partire dalle sue dimensioni angolari: essa risulta molto ridotta rispetto ad altre misurazioni effettuate per lo stesso parametro a partire da osservazioni nell'ottico. Per motivare questo valore, si è supposto che la velocità di espansione del materiale che emette nel radio fosse molto maggiore di quella del materiale che emette nell'ottico. Il 'guscio' di materiale che irradia per sincrotrone sarebbe quindi più ampio rispetto a quello osservato nel visibile.

2.2 Synchrotron-Self-Compton: esempi

Il Compton inverso (*Inverse Compton*) è un processo di scattering per cui un elettrone relativistico trasferisce una parte della sua energia a un fotone poco energetico.

Nel caso in cui gli elettroni che generano fotoni poco energetici per sincrotrone siano anche responsabili del fenomeno di Inverse Compton con questi ultimi, si parla di Synchrotron-Self-Compton.

L'emissione di SSC caratterizza numerose sorgenti astrofisiche, tra cui le radiogalassie e gli AGN.

Una **radiogalassia** è un oggetto astrofisico caratterizzato da un'intensa emissione nel radio; un **AGN** (*Active Galactic Nucleus*), invece, è la regione centrale e più luminosa di una galassia. Il 'motore' che produce le enormi quantità di energia necessarie per generare la radiazione di un AGN è il **buco nero supermassivo** (SMBH) situato al suo interno.

2.2.1 Blazars - classe speciale di AGN^[4]

In alcuni casi, che costituiscono all'incirca il 10% degli AGN osservati, il nucleo di una galassia emette dei **getti relativistici** (*relativistic jets*) di materia e radiazione che si estendono nello spazio intergalattico; il buco nero rimane invece oscurato da una nube molecolare di forma toroidale.

Questi due fattori rendono asimmetrica la struttura di un AGN.

Nel caso in cui i *jets* si muovano a velocità prossime a quella della luce e la direzione su cui vengono emessi si discosti per un angolo θ abbastanza ridotto da quella dell'osservatore ($\theta < 20^\circ$), si può parlare di un **Blazar**.

Un Blazar è un tipo di AGN in cui le velocità relativistiche e la direzione del *jet* prossima alla linea di vista dell'osservatore danno l'impressione che la materia del *jet* si stia muovendo a velocità **superluminali** ($v > c$): ciò avviene a causa di un fenomeno denominato *Doppler boosting* o *beaming*.

Queste sorgenti sono variabili ed emettono radiazione su tutto lo spettro elettromagneti-

co. Le elevate velocità danno luogo a processi di radiazione non termici come sincrotrone e IC.

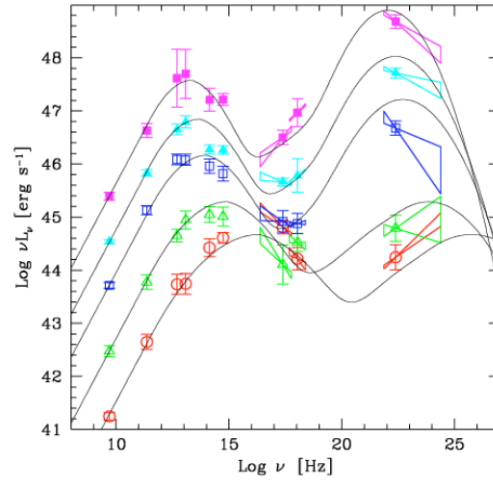


Figura 2.1: Distribuzione spettrale in scala logaritmica di un campione di *blazars* con diverse luminosità. Il contributo del sincrotrone è a sinistra, quello dell'Inverse Compton a destra.

Lo spettro prodotto da questi oggetti è quindi governato dall'emissione causata da un fenomeno di Synchrotron-Self-Compton.

2.2.2 Esempio di radiogalassia: Cygnus A^[9]

Un altro esempio di SSC si trova nello spettro X della radiogalassia Cygnus A.

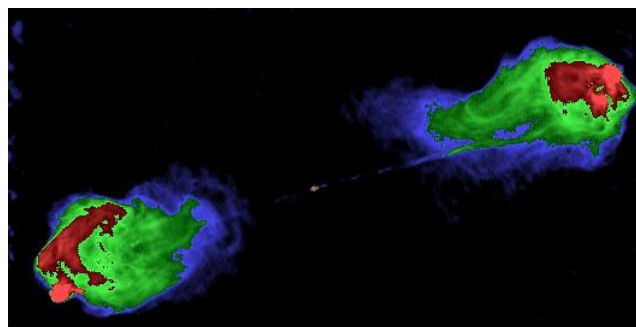


Figura 2.2: Cygnus A osservata alla frequenza di 5GHz.

Cygnus A, la prima radiogalassia a essere scoperta, è caratterizzata dalla presenza di un AGN e di due 'lobi' generati da *jets* che si estendono dal nucleo galattico verso l'esterno. All'interno di tali protuberanze si trovano quattro *hot-spots* (regioni con produzione di radiazione più intensa) denominati A, B, D, E.

Gli spettri X ricavati per due dei quattro *hot-spots* sono stati riprodotti in maniera fedele da un modello di emissione per SSC, il quale si dimostra essere in accordo anche con il valore di campo magnetico di equipartizione della sorgente.

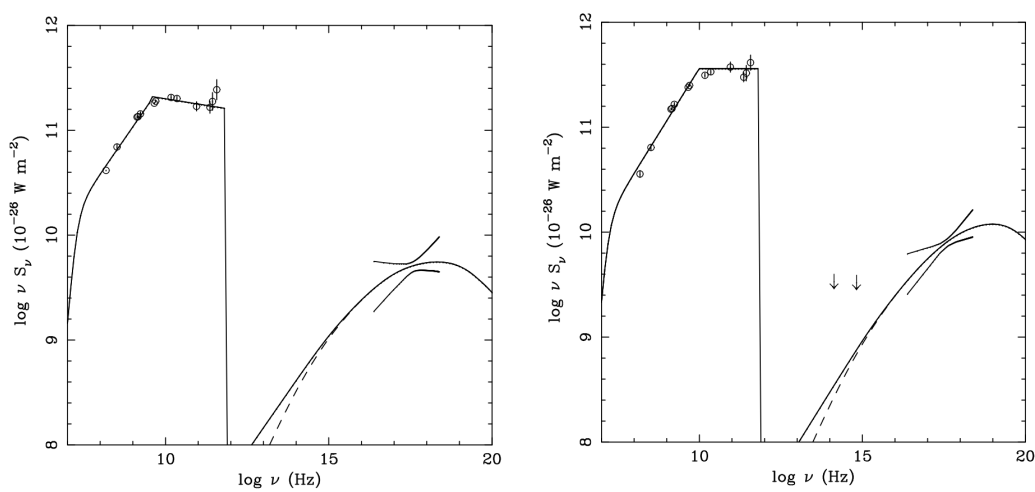


Figura 2.3: Spettri degli *hot-spot* A (sinistra) e D (destra).

Bibliografia

- [1] CECCOTTI, E. '*Processi di radiazione e MHD*'. appunti, 2017, pp. 79–116.
- [2] DALLACASA, D. '*Processi di radiazione e MHD*'. slides del corso, 2021.
- [3] KLEIN, U., F. A. '*Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*'. Springer, 2015, pp. 26–54.
- [4] NIEPPOLA, E. '*Synchrotron Emission from Blazar Jets - Energy Distributions and Radio Variability*'. Phd Thesis Aalto University School of Science and Technology, 2010.
- [5] ORIENTI, M., D. D. 'Are young radio sources in equipartition?'. *A&A* 487, 3 (2008), 885–894.
- [6] PRIEST, E. R., F. T. G. '*Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*'. Cambridge University Press, 2000, pp. 460–518.
- [7] RYBICKI, G. B., L. A. P. '*Radiative Processes in Astrophysics*'. Wiley-VCH, 1979, pp. 167–194.
- [8] SHKLOVSKII, I. S. 'Synchrotron self-absorption of the radio emission of supernova 1983. 51'. *Sov. Astron. Lett. (Engl. Transl.)* 11 (1985), 261–264.
- [9] WILSON, A. S. et al. 'Chandra Observations of Cygnus A: Magnetic Field Strengths in the Hot Spots of a Radio Galaxy'. *ApJL* 544, 1 (2000), 27–30.