

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica e Astronomia

Emissione di sincrotrone e applicazioni astrofisiche

Tesi di Laurea

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Presentata da:
Luca Ganassi

Anno Accademico 2019-2020

Sommario

La radiazione di sincrotrone è uno dei principali processi radiativi astrofisici. Questo tipo di emissione è dovuta al moto di particelle cariche, prevalentemente elettroni, dentro un campo magnetico. L'emissione di sincrotrone è stata osservata per la prima volta nel 1947 nei laboratori della General Electric (New York). Inizialmente osservata nel visibile, con l'aumento dell'energia degli acceleratori si è riusciti a rilevarla nei raggi X.

In astrofisica solitamente i campi magnetici sono deboli e la radiazione viene osservata principalmente nella banda radio. L'analisi dell'emissione di sincrotrone permette di studiare il campo magnetico delle sorgenti e di ricavare informazioni sulla distribuzione energetica delle particelle che l'hanno generata.

Indice

1	Radiazione di sincrotrone	3
1.1	Moto di una particella nel campo magnetico	3
1.2	Emissione da singola particella	4
1.3	Emissione da insieme di elettroni	7
1.4	Autoassorbimento	8
1.5	Energetica delle radiosorgenti	9
1.6	Evoluzione Temporale	10
1.6.1	Nessun rifornimento di particelle	11
1.6.2	Con rifornimento di particelle	11
1.7	Polarizzazione	12
1.8	Synchrotron Self-Compton	13
2	Applicazioni astrofisiche	14
2.1	Radiogalassie	14
2.2	Resti di supernovae	15
2.3	Pulsar	16

Capitolo 1

Radiazione di sincrotrone

1.1 Moto di una particella nel campo magnetico

Una particella carica accelerata 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 è la sua accelerazione.

Nel caso in cui l'accelerazione è causata dalla presenza di un campo magnetico, essa è determinata dalla forza di Lorentz

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (1.2)$$

da cui si ricava

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{c} v H \sin(\theta) = \frac{q}{c} v_{\perp} H \quad (1.3)$$

dove θ è l'angolo tra il vettore velocità e il campo magnetico ed è chiamato angolo di pitch.

Se la particella si muove parallelamente alle linee di campo magnetico ($\theta = 0^\circ$) non risente della forza di Lorentz, viceversa, se la sua direzione è perpendicolare al campo ($\theta = 90^\circ$), essa risente della forza e si muove di moto circolare uniforme. Generalmente θ assume valori compresi tra questi due estremi e il moto è elicoidale, poichè combinazione delle componenti parallela e perpendicolare della velocità.

Nel caso in cui il campo magnetico è uniforme il passo dell'elica è costante. Al contrario, quando il campo non è uniforme, può succedere che le particelle rimangano intrappolate in quella regione di spazio. Infatti, aumentando il campo magnetico aumenta la componente di velocità perpendicolare al campo, a discapito di quella parallela. Dato che la forza di Lorentz non compie lavoro, la variazione di energia dovrà risultare nulla. Nel momento in cui $v_{\perp} = v$ si ha che $v_{\parallel} = 0$ e $\theta = 90^\circ$, quindi la particella viene riflessa. Questo fenomeno prende il nome di specchio magnetico. Una bottiglia magnetica è una regione compresa tra due specchi magnetici.

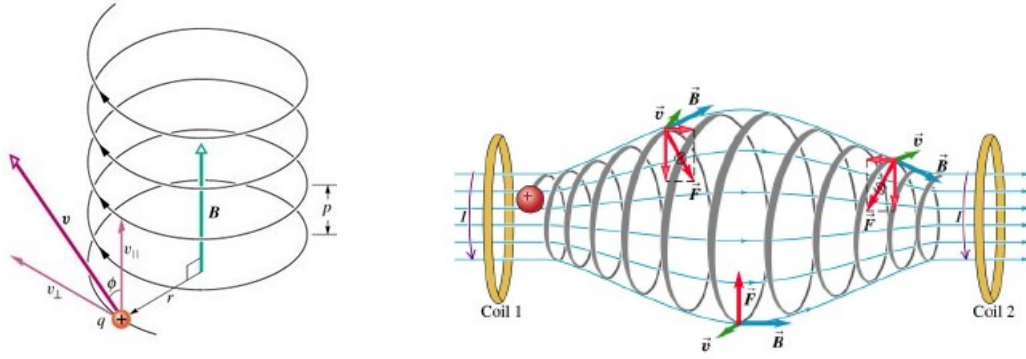


Figura 1.1: a sinistra moto di una particella in un campo magnetico uniforme e a destra in uno non uniforme.

1.2 Emissione da singola particella

Sostituendo la Formula 1.3 nella 1.1 riusciamo a ricavare la potenza emessa da una singola particella

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

dove $\beta = \frac{v}{c}$.

Essendo la potenza inversamente proporzionale al quadrato della massa, si deduce che l'emissione è dovuta principalmente a particelle leggere. In un plasma possiamo quindi trascurare il contributo dei protoni e considerare gli elettroni come gli unici emettitori. La distribuzione angolare della radiazione è quella tipica di dipolo, per cui la potenza irradiata per unità di angolo solido è caratterizzata dal fattore $\sin^2(\theta)$, dove θ è l'angolo considerato rispetto al vettore accelerazione della particella.

La frequenza a cui avviene l'emissione è singola ed è la frequenza di girazione o di Larmor

$$\nu_L = \frac{qH}{2\pi mc} \quad (1.5)$$

La radiazione prodotta in questo modo è detta radiazione di ciclotrone.

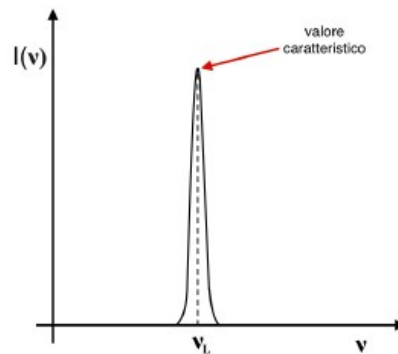


Figura 1.2: Emissione di ciclotrone.

Nel caso in cui la particella si muova a velocità relativistiche la formula di Larmor da usare è

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (1.6)$$

dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ è il fattore di Lorentz.

L'energia in questo caso è irradiata in varie armoniche della frequenza di girazione e non più ad un solo valore caratteristico.

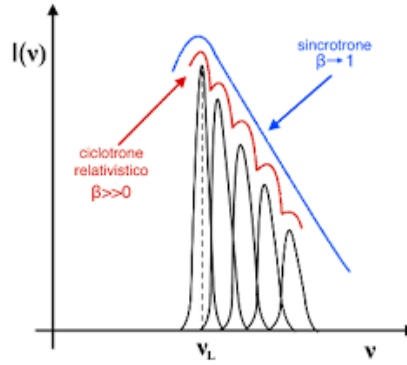


Figura 1.3: Emissione di ciclotrono relativistico e di sincrotrone nel caso in cui le particelle siano ultra-relativistiche.

Questo è dovuto agli effetti di aberrazione relativistica che modificano il diagramma polare della legge $\sin(\theta)$. L'energia nelle varie armoniche segue la legge

$$\left[\frac{dW}{dt} \right]_{k+1} \approx \beta^2 \left[\frac{dW}{dt} \right]_k \quad (1.7)$$

Nel caso in cui una particella si muova a velocità ultra-relativistiche, con $\beta \sim 1$, le armoniche sono infinitamente vicine e formano un continuo, come mostrato in Figura 1.3 in blu.

L'aberrazione modifica l'angolo sotto cui viene emessa la radiazione, isotropa nel riferimento della particella ma non più isotropa per un osservatore esterno.

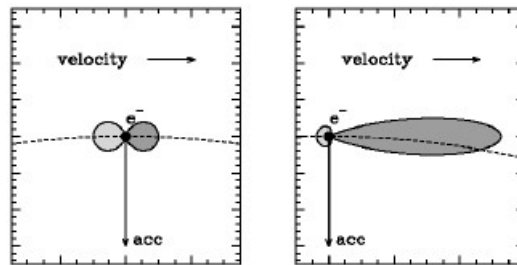


Figura 1.4: Beaming relativistico su una carica sottoposta ad accelerazione centripeta.

In generale si ha

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin(\alpha') \sqrt{1-\beta^2}}{\cos(\alpha') + \beta} \quad (1.8)$$

dove α' è l'angolo di un raggio di luce nel riferimento dell'elettrone, mentre α è l'angolo sotto il quale lo stesso raggio viene osservato nel riferimento di un osservatore esterno. Se si considera $\alpha' = 90^\circ$, la Formula 1.8 diventa

$$\tan(\alpha) = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \simeq \frac{1}{\gamma} \quad (1.9)$$

Poichè $\gamma \gg 1$, il valore della tangente è approssimabile con il valore dell'angolo. L'aberrazione, dunque, concentra la radiazione emessa nella direzione del moto della particella in un cono di semiapertura $1/\gamma$. Questo effetto prende il nome di beaming relativistico.

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2(\theta) \quad (1.10)$$

essendo $\beta \sim 1$ e $\varepsilon = \gamma m_0 c^2$

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m_0^4 c^7} \varepsilon^2 H^2 \sin^2(\theta) \quad (1.11)$$

Ricordando l'espressione della sezione d'urto Thomson dell'elettrone

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.12)$$

allora la potenza emessa può essere espressa come

$$-\frac{dW}{dt} = 2c\sigma_T \gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2(\theta) \quad (1.13)$$

Dalle equazioni precedenti si deduce che:

- Gli elettroni più energetici emettono più radiazione di quelli meno energetici.
- Un campo magnetico elevato fa perdere più energia agli elettroni.

Nel sistema di riferimento dell'elettrone la durata dell'impulso è

$$\Delta t = \frac{2}{\omega_L} \quad (1.14)$$

dove $\omega_L = 2\pi\nu_L$ è la frequenza angolare di ciclotrone.

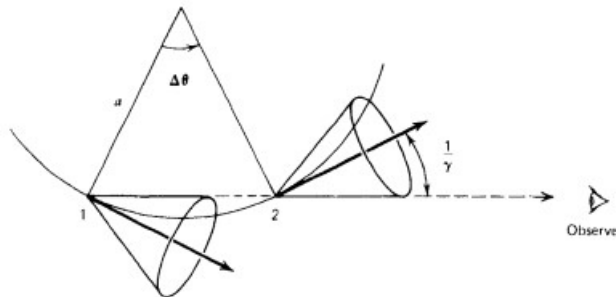


Figura 1.5: Schema della durata dell'impulso nel sistema di riferimento dell'elettrone.

Nel sistema dell'osservatore la durata dell'impulso viene modificata a causa della velocità relativistica degli elettroni e diventa

$$\Delta\tau \approx \frac{\Delta t}{2\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^2\omega_L} \quad (1.15)$$

L'analisi di Fourier dell'impulso porta allo spettro dell'energia irradiata che risulta lo stesso del ciclotrone relativistico ma con un infinito numero di armoniche. La frequenza caratteristica è

$$\nu_s \simeq \frac{3}{4\pi}\gamma^2\omega_L \quad (1.16)$$

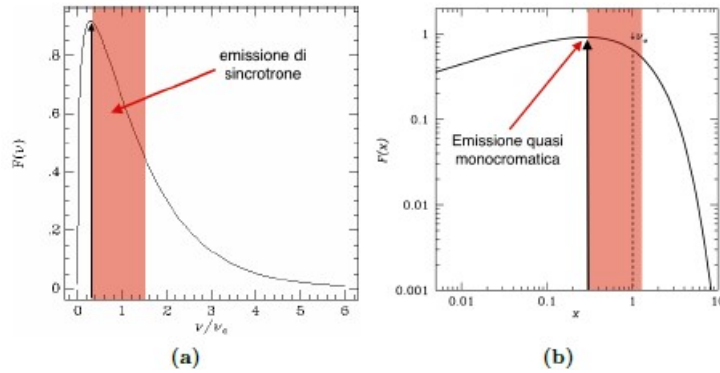


Figura 1.6: Distribuzione spettrale dell'emissione di sincrotrone. In entrambe le figure la frequenza caratteristica è indicata come ν_c .

A causa di effetti quantistici il picco di emissione è $\nu \sim 0.3\nu_s$

1.3 Emissione da insieme di elettroni

Il sincrotrone è un processo di emissione non termico. La distribuzione energetica delle particelle che lo genera non segue dunque una distribuzione di Maxwell-Boltzmann, ma può essere approssimata da una legge di potenza. La distribuzione di energia degli elettroni relativistici che generano la radiazione è

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0\epsilon^{-\delta}d\epsilon \quad (1.17)$$

dove $N(\epsilon)d\epsilon$ è il numero di elettroni con energia compresa tra ϵ e $\epsilon + d\epsilon$.

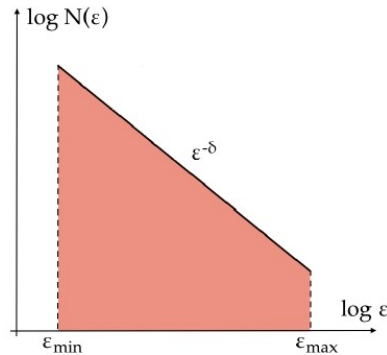


Figura 1.7: Distribuzione energetica a legge di potenza degli elettroni relativistici.

L'emissività specifica dell'intera popolazione è quindi

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dW_s(\nu, \varepsilon)}{dt} N(\varepsilon)d\varepsilon \quad (1.18)$$

Considerando che tutta l'energia venga irradiata alla frequenza caratteristica, si può approssimare che $\nu_s \approx \nu \approx \gamma^2 \nu_L$. Integrando su tutte le frequenze si ha

$$J_s(\nu) = \frac{dW_s(\nu, \varepsilon)}{dt} N(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{d\nu} \sim N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\frac{\delta-1}{2}} \quad (1.19)$$

Si introduce allora un indice spettrale α definito come

$$\alpha = \frac{\delta - 1}{2} \quad (1.20)$$

e sostituendolo nella 1.19 si ha

$$J_s(\nu) \propto N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (1.21)$$

Lo spettro di emissione è determinato dalla pendenza δ dello spettro energetico degli elettroni, piuttosto che dalla forma dello spettro di emissione di un singolo elettrone.

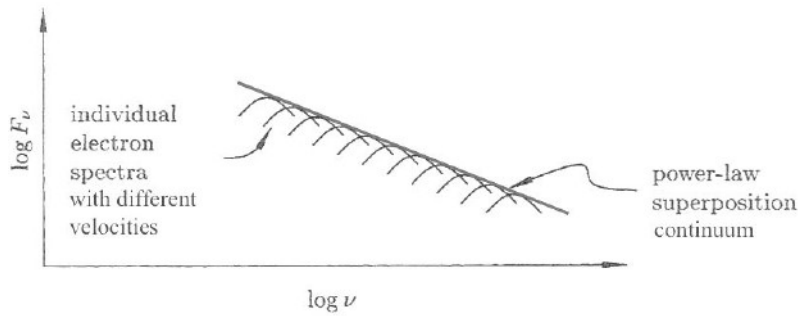


Figura 1.8: Spettro di sincrotrone di un insieme di particelle.

1.4 Autoassorbimento

Un plasma che emette per sincrotrone può risultare parzialmente opaco alla propria radiazione. Può succedere, in alcuni casi, che i fotoni prodotti vengano assorbiti dagli stessi elettroni responsabili dell'emissione. Questo fenomeno è detto autoassorbimento di sincrotrone.

Il sincrotrone, essendo un processo non termico, non rende applicabile la legge di Kirchhoff. Si sfruttano quindi i concetti di temperatura cinetica T_e e temperatura di brillantezza T_B . L'autoassorbimento si verifica quando $T_e \sim T_B$.

La brillantezza è data da

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

dove $\mu_s(\nu)$ è il coefficiente di assorbimento, $\tau_s(\nu) = \mu_s(\nu)l_0$ è lo spessore ottico e l_0 è la dimensione del plasma.

Il coefficiente di assorbimento è ottenuto tramite i coefficienti di Einstein ed è pari a

$$\mu_s \approx N_0 \nu^{-(\delta+4)/2} H_{\perp}^{(\delta+2)/2} \quad (1.23)$$

Si distinguono due regimi:

- Se $\tau \ll 1$ il regime è otticamente sottile e la radiazione non viene assorbita. La brillantezza è pari all'emissività

$$B_s(\nu) \approx \nu^{-\alpha} H_{\perp}^{\alpha+1} \quad (1.24)$$

- Se $\tau \gg 1$ il regime è otticamente spesso. Sostituendo $J_s(\nu)$ e $\mu_s(\nu)$ nella Formula 1.22 si ha

$$B_s(\nu) \approx \nu^{5/2} H_{\perp}^{-1/2} \quad (1.25)$$

La frequenza di picco del flusso è in corrispondenza del turn-over e si calcola con la seguente formula

$$\nu_{peak} \approx S_{peak}^{2/5} \theta^{-4/5} H_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (1.26)$$

dove θ è la dimensione angolare della sorgente, S è il flusso e z è il redshift.

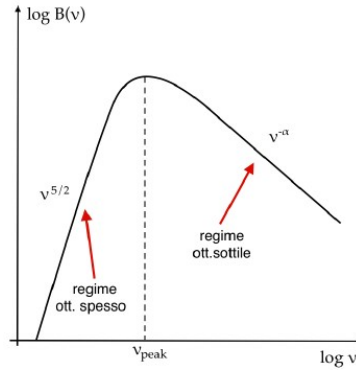


Figura 1.9: Spettro di emissione di sincrotrone in caso di autoassorbimento.

1.5 Energetica delle radiosorgenti

Per calcolare l'energia totale di un corpo che emette per sincrotrone bisogna considerare l'energia cinetica delle particelle e l'energia del campo magnetico.

$$U_{tot} = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pr} + U_H = (1+k)\varepsilon_{el} + U_H = U_p + U_H \quad (1.27)$$

dove k è legato all'energia associata ai protoni. In base alle caratteristiche del plasma, k può assumere diversi valori:

- $k=0$ se si tratta di un plasma leggero, cioè composto da elettroni e positroni.
- $k=1$ se si tratta di un plasma pesante, cioè composto da elettroni e protoni.
- $k>1$ se si tratta di un plasma anziano, cioè un plasma dove gli elettroni si sono già raffreddati.

L'energia del campo magnetico è

$$U_H = \int_V \frac{H^2}{8\pi} dV = C_H H^2 V \quad (1.28)$$

mentre quella associata alle particelle è

$$U_p = (1 + k)\varepsilon_{el} = (1 + k)C_{el}H^{-3/2}L \quad (1.29)$$

In queste formule C_H e C_{el} sono costanti e V è il volume occupato dal plasma. L'energia totale delle radiosorgenti risulta dunque

$$U_{tot} = (1 + k)C_{el}H^{-3/2}L + C_H H^2 V \quad (1.30)$$

Assumendo che l'energia delle radiosorgenti corrisponda al minimo dell'energia totale, si calcola il campo magnetico di equipartizione

$$H_{eq} = \left[\frac{3}{4}(1 + k) \frac{C_{el}}{C_H} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (1.31)$$

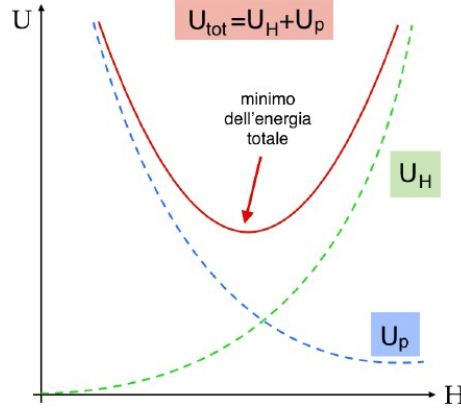


Figura 1.10: Energia totale di una regione che emette per sincrotrone.

Un metodo diretto per misurare il campo magnetico nelle radiosorgenti extragalattiche è quello derivato dal fenomeno dell'autoassorbimento. Il valore della frequenza di picco può essere ottenuto direttamente dallo spettro. Questo permette di calcolare il campo magnetico invertendo la Formula 1.26. Tuttavia questo metodo è soggetto alle incertezze nella misura delle componenti ed è poco accurato. Si preferisce perciò usare la condizione di equipartizione. Il campo magnetico di equipartizione è infatti in accordo con i dati ottenuti dalle misure dirette degli osservabili degli spettri.

1.6 Evoluzione Temporale

La distribuzione di energia di un plasma relativistico magnetizzato è

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

dove

- $\frac{\partial N(\varepsilon, t)}{\partial t}$ rappresenta il flusso delle particelle attraverso il volume.
- $\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} N(\varepsilon, t) \right)$ rappresenta le perdite energetiche dovute alla radiazione.
- $\frac{N(\varepsilon, t)}{T_{conf}}$ rappresenta la dispersione delle particelle.
- $Q(\varepsilon, t)$ rappresenta l'immissione di nuove particelle relativistiche.

1.6.1 Nessun rifornimento di particelle

Ricordando la Formula 1.11

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = C_{sync}\varepsilon^2 H^2 \sin^2(\theta)$$

notiamo come le particelle più energetiche perdono energia più velocemente. Da questa formula possiamo ricavare l'energia in funzione del tempo di ogni singola particella

$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_0}{1 + C_{sync}\varepsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)t} \quad (1.33)$$

e il tempo di raffreddamento

$$t^* = \frac{\varepsilon_0}{d\varepsilon/dt} = \frac{\varepsilon_0}{C_{sync}\varepsilon_0^2 H^2 \sin^2(\theta)} = \frac{1}{C_{sync}\varepsilon_0 H^2 \sin^2(\theta)} \quad (1.34)$$

Più le particelle sono energetiche minore sarà il loro tempo di vita medio. A ogni t^* corrisponde una frequenza ν^* di cut-off, oltre la quale non si osservano più particelle.

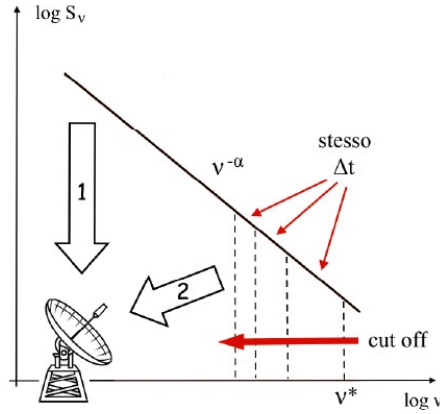


Figura 1.11: Spettro di sincrotrone modificato dalle perdite energetiche.

Come si può vedere dalla Figura 1.11, quando il plasma è appena formato, emetterà seguendo una distribuzione a legge di potenza. Mano a mano che il tempo passa le particelle più energetiche perdono energia e si forma il cut-off. Col passare del tempo il cut-off si sposta a frequenze più basse con una velocità sempre minore.

1.6.2 Con rifornimento di particelle

Nel caso in cui ci sia un continuo rifornimento di elettroni, bisogna considerare il termine $Q(\varepsilon, t) = A\varepsilon^{-\delta}$. Se il tempo di confinamento è estremamente grande ($T_{conf} \rightarrow \infty$) si forma un equilibrio tra particelle immesse e quelle che si spostano a energie più basse. Lo spettro presenta quindi un frequenza ν^* di break e non un cut-off netto. L'emissività di sincrotrone, oltre tale frequenza, diventa

$$J_s(\nu) \approx \nu^{-(\alpha+0.5)} \quad (1.35)$$

Anche la frequenza di break tenderà a spostarsi verso frequenze più basse col passare del tempo.

Se il rate di produzione di particelle rimane costante, si verifica un accumulo di elettroni più vecchi e quindi un aumento di fotoni poco energetici. In caso di autoassorbimento si verifica dunque un aumento del picco della frequenza di turn over. Questo fenomeno non è tuttavia osservabile a causa dei tempi scala estremamente lunghi nei quali avviene.

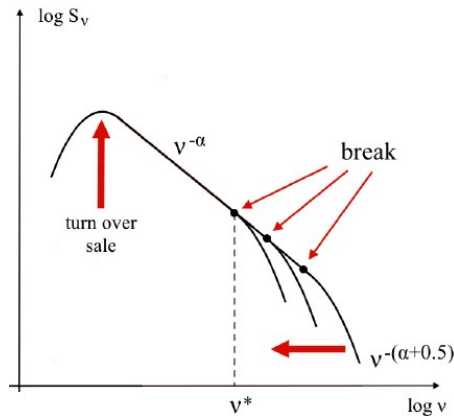


Figura 1.12: Spettro di sincrotrone autoassorbito, modificato dalle perdite energetiche e dall'iniezione continua di particelle.

L'individuazione della frequenza di break è utile per stimare l'età radiativa della popolazione di elettroni relativistici.

1.7 Polarizzazione

La radiazione di una singola particella carica è polarizzata ellitticamente. Per qualsiasi distribuzione di particelle che non cambia troppo con l'angolo di pitch, la componente ellittica viene annullata, poichè i coni contribuiscono equamente da entrambi i lati della linea di vista. Perciò la radiazione appare parzialmente polarizzata linearmente. Il grado di polarizzazione lineare è allora definito come

$$\Pi = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} \quad (1.36)$$

Nonostante il valore massimo raggiungibile teoricamente dal grado di polarizzazione sia $\Pi \sim 0.75$, generalmente il valore reale osservato nelle radiosorgenti è circa 0.2. Questo perchè la rotazione di Faraday e il campo magnetico non omogeneo possono diminuire il grado di polarizzazione.

L'emissione polarizzata di sincrotrone è uno strumento fondamentale per poter tracciare una mappa del campo magnetico presente nelle radiosorgenti.

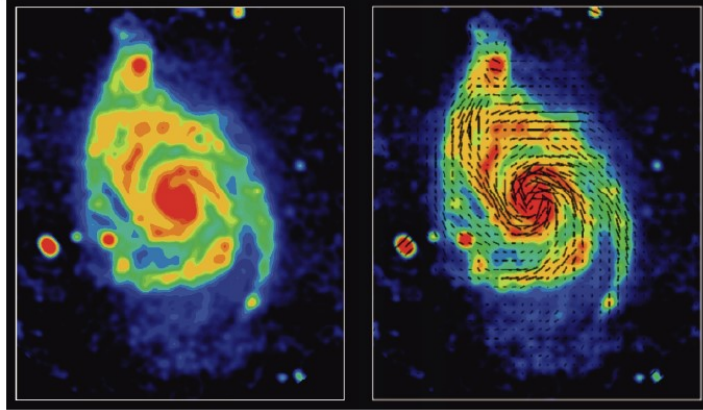


Figura 1.13: Immagine radio della galassia M51 a sinistra e rappresentazione del campo magnetico a destra

1.8 Synchrotron Self-Compton

Gli stessi elettroni relativistici che emettono fotoni poco energetici per sincrotrone sono anche i responsabili dello scattering di tali fotoni ad alte energie. I fotoni passano solitamente dalla banda radio ai raggi X o γ . Tale processo prende il nome di Synchrotron Self-Compton. Il rapporto tra le perdite per Inverse Compton e perdite per sincrotrone è

$$\eta = \frac{P_{IC}}{P_{sinc}} = \frac{U_{rad}}{H^2/8\pi} = \left(\frac{324e^2k^5}{\pi m_e^6 c^{13}} \right) \nu T_B^5 \quad (1.37)$$

Se la temperatura di una radiosorgente è superiore a $T_B \approx 10^{12}$, il rapporto η è maggiore di 1. In questo caso i fotoni poco energetici prodotti dal sincrotrone vengono scatterati verso i raggi X. Aumentando la frequenza aumenta anche il valore di η e quindi i fotoni X tenderanno a loro volta a essere scatterati a energie maggiori, diventando raggi γ . Mano a mano che η diventa maggiore di 1, i fotoni acquistano sempre più energia. Di conseguenza le sorgenti radio dovrebbero essere sorgenti molto potenti di raggi X e γ . Questo fenomeno è noto come catastrofe Compton. Le sorgenti più compatte studiate da VLBI hanno temperature di brillantezza dell'ordine dei $10^{11}K$. Ci sono però casi in cui le temperature risultano essere maggiori di $10^{12}K$. In queste radiosorgenti non si osservano tuttavia emissioni ad alta energia. Ciò è causato da effetti relativistici che concentrano la radiazione emessa in un cono di apertura $1/\gamma$, quindi i valori della frequenza e della temperatura risultano sovrastimati. Il valore osservato di T_B può quindi superare il limite di $10^{12}K$ senza provocare alcuna catastrofe Compton.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche

2.1 Radiogalassie

Un nucleo galattico attivo (AGN) è una regione compatta al centro di una galassia che possiede un'elevatissima luminosità non causata da stelle. Questa emissione è causata dalla presenza, nel centro della galassia, di un buco nero supermassiccio ($massa > 10^8 M_{\odot}$). Esistono due classi di AGN: i Seyfert e le radiogalassie. La prima è composta da galassie a spirale, la seconda da galassie ellittiche. Le radiogalassie, come suggerisce il nome, presentano una forte emissione nella banda radio prodotta dal sincrotrone. Esse presentano una struttura caratteristica

- Il core: la zona centrale dell'AGN.
- I getti: flusso di materiale espulso dai dischi di accrescimento attorno al buco nero. Possono avere ordini di grandezza del Kpc o anche del Mpc.
- I lobi: regioni estese formate dal plasma espulso dai getti. I lobi giacciono in direzioni opposte e sono separati da Mpc di distanza.
- Gli hot spot: zone molto luminose all'interno dei lobi in cui i getti interagiscono con il mezzo intergalattico.

Lo spettro di emissione che si osserva negli hot spot è compatibile con una legge di potenza. Allontanandosi da essi si inizia a osservare la presenza del break spettrale, che diventa sempre più ripido, fino a diventare un cut-off nelle regioni più esterne. Ciò è compatibile con l'ipotesi che gli elettroni vengano costantemente pompate all'interno degli hot spot. In questa zona, grazie alle onde d'urto cusate dai getti, subiscono l'ultima accelerazione.

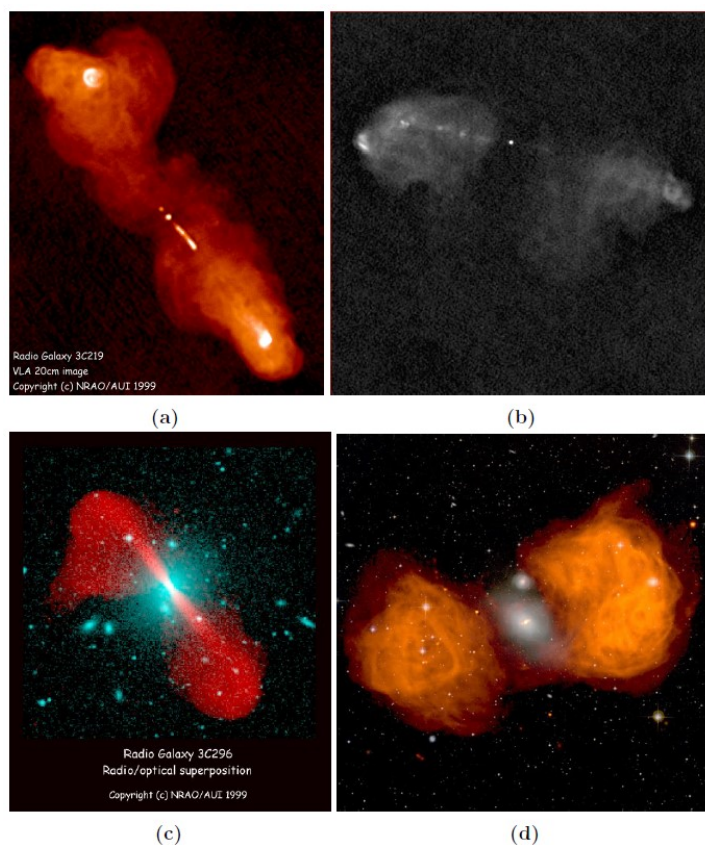


Figura 2.1: Radiogalassie (a) 3C219, (b) 3C285, (c) 3C296 e (d) Fornax A.

In Figura 2.1 vengono mostrati quattro esempi di radiogalassie a tempi evolutivi diversi. In Figura 2.1 (a) si notano tre regioni altamente brillanti. Quella centrale è il nucleo della galassia. Ai lati del nucleo ci sono i due getti di materia, che finiscono negli hot spot. La Figura 2.1 (b) ha hot spot abbastanza deboli e questo la rende una sorgente non più attiva. La Figura 2.1 (c) mostra un nucleo attivo e getti potenti. Nonostante ciò, gli elettroni più esterni risultano più vecchi di quelli al centro a causa della mancanza degli hot spot. In Figura 2.1 (d) ogni punto dell'indice spettrale è ripido, segno che non c'è alcuna immissione di elettroni giovani. In arancione sono visibili i resti dei lobi, che emettono nel radio. La galassia risulta quindi non attiva.

2.2 Resti di supernovae

Esistono due tipi principali di resti di supernovae (SNR) e sono collegati al tipo di supernovae che li ha generati. Le supernovae di tipo Ia si generano quando una nana bianca accresce materia da una stella compagna in un sistema binario. Quando la massa supera il limite di Chandrasekhar, la stella collassa e esplosa come supernova. Le supernovae di tipo II sono dette core collapse. Si generano quando una stella massiva espelle i suoi strati più esterni a causa dell'onda d'urto provocata dal collasso del nucleo. Le supernovae di tipo Ib e Ic sono simili a quelle di tipo II, con la differenza che gli envelope delle prime sono stati precedentemente persi a causa dei venti stellari o di una stella compagna a cui hanno ceduto materia. I resti di supernovae del tipo I hanno forme simili ad anelli, mentre quelli di tipo II sono irregolari e hanno al proprio interno una pulsar.



Figura 2.2: A sinistra la Nebulosa del Granchio ripresa dal telescopio Hubble. A destra la SN1572 o Supernova di Tycho osservata dal Chandra X-ray Observatory.

Tutti i resti di supernovae sono caratterizzati da un grande emissione per sincrotrone.

2.3 Pulsar

Le pulsar sono stelle di neutroni generate da esplosioni di supernovae di tipo II. Sono state scoperte nel 1967 da Anthony Hewish e Jocelyn Bell a Cambridge. Il diametro tipico di una stella di neutroni è di $10km$ e la densità del nucleo è maggiore di $10^{18}kg/m^3$. Una stella di neutroni appena formata ruota molto velocemente a causa della conservazione del momento angolare. Il periodo di rotazione delle pulsar varia da pochi millisecondi a 20 minuti. Anche il campo magnetico risulta molto elevato a causa della compressione dello stesso nel collasso. Questo campo magnetico ruota insieme alla stella e accelera a velocità relativistiche le particelle della magnetosfera. Le particelle emetteranno quindi radiazione di sincrotrone in un cono nella direzione del moto. Il movimento del cono è simile a quello di un faro e la radiazione sarà rilevata come una serie di rapidi impulsi. A causa delle perdite energetiche delle particelle, le pulsar tenderanno a ruotare più lentamente. L'emissione delle pulsar è utile per determinarne la distanza.

Il mezzo interstellare non è vuoto ma è composto da gas ionizzato globalmente neutro chiamato plasma. Alcune proprietà dei plasmii influenzano le proprietà di propagazione delle onde elettromagnetiche di un mezzo. Solo le onde con frequenza superiore alla frequenza di plasma ν_p possono attraversarlo

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \quad (2.1)$$

dove e , n_e e m_e sono rispettivamente la carica dell'elettrone, la densità elettronica e la massa dell'elettrone.

Anche la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche, detta velocità di gruppo v_{gr} , è influenzata dal plasma

$$v_{gr} = c n_r = c \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} \quad (2.2)$$

dove n_r è l'indice di rifrazione del plasma.

Frequenze più alte viaggiano a velocità più alte e viceversa.

Supponendo la densità elettronica costante lungo la linea di vista, il tempo necessario ad un'onda per viaggiare da A a B è dato da

$$T_{A,B}(\nu) = \int_0^L \frac{dl}{v_{gr}} \approx \frac{L}{c} + \frac{e^2}{2\pi c m_e \nu^2} \int_0^L n_e dl \quad (2.3)$$

Si definisce misura di dispersione il termine integrale

$$D.M. = \int_0^L n_e dl \quad (2.4)$$

Nel caso in cui sia possibile osservare la differenza di tempo di arrivo tra due frequenze diverse si riesce quindi a fare una stima della distanza delle pulsar.

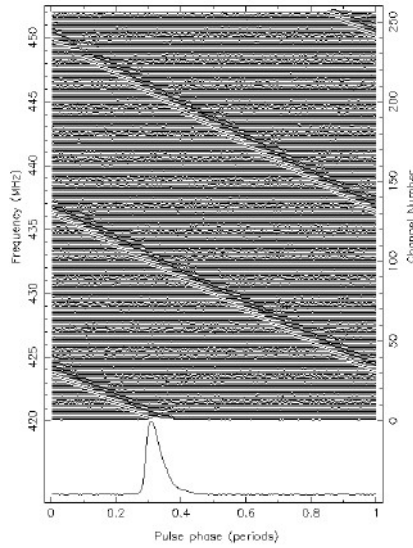


Figura 2.3: Esempio di misura di dispersione

Bibliografia

- [1] Karttunen, H. et.al, 1987, *Fundamental Astronomy*, Springer Verlag.
- [2] Dallacasa, D. *Processi di Radiazione e MHD*. Appunti e slide del corso.
- [3] Fanti C., Fanti R. (2012). *Una finestra sull'Universo "Invisibile". Lezioni di radioastronomia di Carla e Roberto Fanti*.
- [4] Ghisellini G. (2013). *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*. Springer Verlag.
- [5] Longair, M., S. (2011). *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press.
- [6] Rybicki, G. B., Lightman, A. P. (1979) *Radiative Processes in Astrphysics*. Wiley-VCH.