

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Campi magnetici in astrofisica

Elaborato Finale

Candidato:
Sara Cesari

Relatore:
Prof. Daniele Dalla Casa



Introduzione

Lo scopo di questo elaborato è illustrare a grandi linee ciò che concerne i campi magnetici in ambiente astrofisico. Pertanto, sarà analizzato l'argomento seguendo uno schema molto semplice, il quale prevede il passaggio da due piani fondamentali: si parte dal dare un'infarinatura di fluidodinamica del plasma magnetizzato per poi passare alla parte più corposa, cioè l'aspetto radiativo, imprescindibile in presenza di cariche elettriche accelerate. In particolar modo si approfondirà il sincrotrone.

Contents

1	Magnetoidrodinamica di un plasma	4
1.1	Cenni introduttivi	4
1.2	Approssimazione MHD	4
2	Sincrotrone	5
2.1	Definizione	5
2.2	Potenza emessa	6
2.3	Spettro del singolo elettrone	9
2.4	Spettro complessivo degli elettroni	13
2.5	Un esempio di radiosorgente: 3C 219	16
3	Bibliografia	17

1 Magnetoidrodinamica di un plasma

1.1 Cenni introduttivi

La magnetoidrodinamica è lo studio delle interazioni macroscopiche con un campo magnetico di liquidi e gas che siano conduttori elettrici. Sebbene alcune caratteristiche si possano già studiare facendo muovere in campi magnetici fluidi che sono conduttori elettrici, come il mercurio o il sodio liquido, le applicazioni più significative si hanno solo in presenza di gas altamente ionizzati. In pratica questa condizione si realizza solo ad altissime temperature, quando la materia diviene sufficientemente ionizzata da formare un gas costituito di elettroni e ioni distinti. Per i gas ordinari la ionizzazione comincia a temperature dell'ordine di 10^4 K, quindi nell'intervallo di temperature tipico di molte situazioni astrofisiche ($10^6 \div 10^9$ K) tutta la materia è completamente ionizzata.

Un gas ionizzato si chiama *plasma* quando le dimensioni caratteristiche del fenomeno che si studia sono molto maggiori della *lunghezza di schermo di Debye*, l_D , che è la distanza alla quale il campo elettrico prodotto da una carica è completamente schermato dalle cariche circostanti di segno opposto. Poiché:

$$l_D \approx \left(\frac{k_B T}{e^2 n_e} \right)^{1/2}$$

dove T è la temperatura del mezzo, e n_e la sua densità elettronica, e la carica dell'elettrone e k_B la costante di Boltzmann, si vede che nei casi astrofisici i gas ionizzati possono sempre essere trattati come plasmi. Per esempio, per $T = 10^7$ K ed $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ si ha $l_D \sim 500$ m.

Campi magnetici si osservano per esempio nelle radiosorgenti, ma molti altri oggetti possono contenere dei campi che, se anche sono troppo piccoli per essere osservati direttamente, possono però essere sufficientemente intensi da alterare le caratteristiche del moto di un fluido. La generalizzazione della idrodinamica ad un fluido conduttore in presenza di campi magnetici costituisce la magnetoidrodinamica. Le equazioni che governano il comportamento del fluido si ottengono dalle equazioni di conservazione della massa e quella dell'energia per un elemento di fluido introducendovi gli effetti prodotti dal campo magnetico ed assumendo che le funzioni di distribuzione delle particelle siano molto vicine a quelle dell'equilibrio termodinamico.

1.2 Approssimazione MHD

L'approssimazione magnetoidrodinamica si basa sulle ipotesi seguenti:

- la velocità u con cui il fluido si muove è $\ll c$, per cui nello sviluppo delle equazioni si trascurano sempre i termini dell'ordine di $(u/c)^2$;
- la conducibilità σ del mezzo è altissima (infinita). Questo equivale a supporre che le correnti di spostamento siano trascurabili;
- le scale di interesse sono $\gg l_D$, quindi non possono esistere campi elettrici dovuti alla concentrazione di cariche nel plasma. Si assume quindi che la carica media sia nulla e tale si mantenga nel tempo;
- la fisica del fluido è dominata dalle collisioni, cioè la frequenza di collisione è molto maggiore della frequenza di Larmor e questa, a sua volta, è molto maggiore della frequenza caratteristica del fenomeno da descrivere, vale a dire:

$$\nu_c \gg \omega_L \gg \nu \sim U/L$$

ossia le dimensioni del fluido sono molto più grandi del raggio di Larmor r_L che è molto più grande del libero cammino medio per collisione, l , delle particelle.

Sotto queste condizioni un plasma può essere considerato un mezzo continuo dove gli elettroni e gli ioni si muovono in maniera tale che non si ha separazione di cariche. Intuitivamente questo si spiega considerando che se il cammino libero medio per collisione delle particelle fosse maggiore del raggio di Larmor gli effetti magnetici potrebbero diventare predominanti e causare anisotropie nella conducibilità del gas, che quindi non potrebbe più essere considerato in media elettricamente neutro.

2 Sincrotrone

2.1 Definizione

Ora che abbiamo introdotto come il plasma si comporta come insieme?? in presenza di campi magnetici, vediamo cosa succede a livello di interazioni luminose. Come già detto, sappiamo per certo che molte sorgenti astrofisiche sono magnetizzate e contengono leptoni relativistici. Questi sono i due ingredienti principali per avere radiazione di sincrotrone, un processo non termico nella banda essenzialmente radio. Responsabile ne è la forza di Lorentz, che fa spiraleggiare le cariche lungo le linee del campo. Curiosamente, la forza non compie lavoro su di esse, ma le accelera anche se il loro modulo di velocità cambia in modo trascurabile o per nulla. Possiamo fare una distinzione

preliminare: per velocità non relativistiche la natura della radiazione è piuttosto semplice e chiamata *radiazione di ciclotrone*. La frequenza di emissione è solamente la frequenza di girazione nel campo magnetico. Mentre invece per particelle estremamente relativistiche lo spettro in frequenza è molto più complicato e può estendersi a multipli della frequenza giromagnetica. Questa è, appunto, la *radiazione di sincrotrone*.

2.2 Potenza emessa

Per calcolare le perdite totali per sincrotrone (= integrate su tutte le frequenze e angoli) ci mettiamo nel sistema di riferimento della particella (in modo che la velocità sia zero, ma l'accelerazione no). Ci serviamo del fatto che la potenza emessa è invariante per Lorentz:

$$P_e = P_e' = \frac{2e^2}{3c^3} a'^2 = \frac{2e^2}{3c^3} [a'_{\perp}{}^2 + a'_{\parallel}{}^2]$$

Questo fatto è naturale poiché la potenza non è altro che energia in unità di tempo, e sia l'una che l'altro si trasformano nello stesso modo. Ciò non significa che la potenza assorbita sia uguale a quella emessa!

Le componenti dell'accelerazione parallela (al vettore velocità) e perpendicolare trasformate con Lorentz sono le seguenti:

$$a'_{\parallel} = \gamma^3 a_{\parallel} \quad a'_{\perp} = \gamma^2 a_{\perp}$$

dove γ è il *fattore di Lorentz* dell'elettrone. La generalizzazione della *formula di Larmor* è:

$$P_e = P_e' = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 [\gamma^2 a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2]$$

Il γ^2 di fronte ad a_{\parallel}^2 non deve ingannare. Questa componente di potenza è essenzialmente trascurabile: dato che la velocità, per particelle relativistiche, è sempre vicina a c , ciò implica che si possa avere un'accelerazione molto infima nella direzione della velocità. Diversamente, cambiare continuamente la direzione della velocità porta ad un'accelerazione notevole, nonostante in modulo non ci siano variazioni.

Poiché queste particelle hanno un fattore di Lorentz altissimo, non è così banale tenerle confinate in una zona dello spazio. Vediamo più in dettaglio come agisce il campo magnetico: in base a se sia uniforme o meno l'elica si trasforma in una spirale nel secondo caso, il raggio di Larmor dell'elettrone si adatta sotto l'azione della forza di Lorentz. Possiamo visualizzare cosa succede con l'esempio della "bottiglia magnetica" illustrato in figura. Essa è

a tutti gli effetti una trappola che imprigiona gli elettroni nel moto a spirale prima in un senso e poi nell'opposto quando raggiungono uno dei due poli del campo. Quando attraversano il collo della bottiglia, sperimentano un campo più intenso e quindi la componente di velocità perpendicolare aumenta. Se

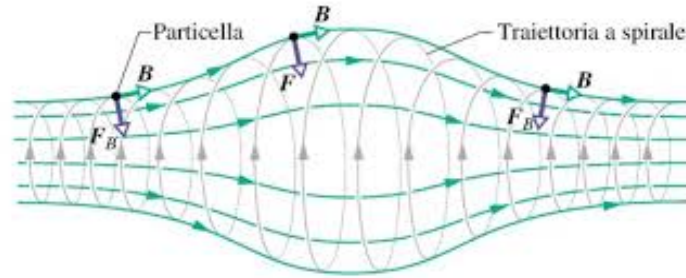


Figure 1: **Trappola magnetica**

consideriamo solo la parte di prodotto vettoriale della forza di Lorentz:

$$\vec{v} \times \vec{H} = (v_{\parallel} + v_{\perp}) \times (H_{\parallel} + H_{\perp}) = v_{\parallel} \times H_{\parallel} + v_{\perp} \times H_{\parallel} + v_{\parallel} \times H_{\perp} + v_{\perp} \times H_{\perp}$$

possiamo analizzare i vari termini:

- il primo si elide per una proprietà del prodotto vettoriale, ovvero vettori paralleli danno come risultato il vettore nullo;
- il secondo rappresenta la forza centripeta indotta dalla componente di campo lungo le linee;
- il terzo la componente tangente alla posizione istantanea della particella lungo la circonferenza che compie come orbita
- l'ultimo è responsabile del verso della velocità perpendicolare al campo. Nel momento in cui si raggiunge il polo e quindi la componente di campo perpendicolare sparisce, si ha l'inversione del moto.

Proseguendo, dobbiamo calcolare le componenti dell'accelerazione. L'angolo compreso tra il vettore velocità e le linee di campo magnetico è denominato *angolo di pitch*, θ . Con campo magnetico omogeneo e nessuna variazione di intensità (da cui nessun campo elettrico indotto), il modulo della velocità non cambia: come già accennato, il campo magnetico non compie lavoro, quindi non c'è variazione di energia, eccetto per le perdite dovute al sincrotrone stesso. Un'assunzione importante è dunque che, almeno durante una singola

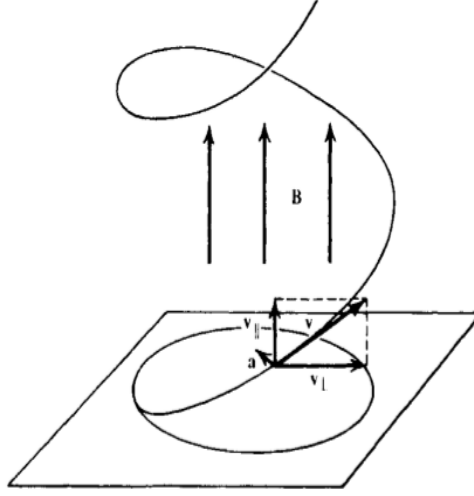


Figure 2: **Moto di una particella carica in campo magnetico uniforme**

orbita, le perdite non siano importanti. In ambiente astrofisico è quasi sempre vero, anche se ci sono casi in cui non si verifica.

In assenza di campo elettrico, l'unica forza agente è quella di Lorentz relativistica:

$$F_L = \frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{e}{c} v \times B$$

di componenti

$$F_{L\parallel} = ev_{\parallel}B = 0 \rightarrow a_{\parallel} = 0$$

e

$$F_{L\perp} = \gamma m \frac{dv_{\perp}}{dt} = e \frac{v_{\perp}}{c} B \rightarrow a_{\perp} = \frac{evB \sin \theta}{\gamma mc}$$

Si può ricavare il raggio di Larmor imponendo $a_{\perp} = v_{\perp}/r_L$, quindi

$$r_L = \frac{v_{\perp}^2}{a_{\perp}} = \frac{\gamma mc^2 \beta \sin \theta}{eB}$$

La frequenza fondamentale è l'inverso del tempo che occorre per completare una girazione, ovvero $\nu_B = c\beta \sin \theta / (2\pi r_L)$, che dà

$$\nu_B = \frac{eB}{2\pi\gamma mc} = \frac{\nu_L}{\gamma}$$

dove ν_L è la *frequenza di Larmor*. Più è intenso B , più piccolo è r_L , da cui maggiori frequenze giromagnetiche. Viceversa, grandi γ danno maggiore

inerzia, e perciò maggiore r_L , più minori ν_B . Sostituendo la suddetta a_\perp nella formula generalizzata di Larmor, otteniamo:

$$P_S = \frac{2e^4}{3m^2c^3} B^2 \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \theta$$

Possiamo riformulare l'espressione tenendo a mente che l'intensità del campo magnetico è $U_B = B^2/(8\pi)$, il raggio classico dell'elettrone è $r_0 = e^2/mc^2$ e la sezione d'urto Thomson è proporzionale al quadrato di tale raggio, ovvero $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$. Con queste sostituzioni, la potenza emessa per sincrotrone da un singolo elettrone con dato angolo di pitch è:

$$P_S(\theta) = 2\sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \theta$$

In caso di distribuzione isotropica degli angoli possiamo mediare il termine $\sin^2 \theta$ sull'angolo solido. Il risultato è $2/3$, indi per cui

$$\langle P_S \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2$$

Si vede chiaramente che più il campo è intenso, più fa dissipare energia. Stesso discorso se si considera la velocità dell'elettrone.

2.3 Spettro del singolo elettrone

Esiste una frequenza tipica associata ai processi di sincrotrone. Questa è correlata all'inverso di un tempo caratteristico. Se l'elettrone è relativistico, esso non è il periodo di rivoluzione. È invece la frazione di tempo, per ogni orbita, durante il quale l'osservatore riceve la radiazione. Per semplificare, consideriamo un elettrone di angolo di pitch 90 gradi; la figura sottostante illustra il modello tipico di radiazione prodotta da elettroni sub-relativistici con velocità parallela (prima riga) o perpendicolare (seconda riga) all'accelerazione. Nell'ultima abbiamo un elettrone relativistico ($v \perp a$): è fortemente amplificata nella direzione del moto. Ciò è conseguenza diretta dell'aberrazione della luce, per cui metà dei fotoni vengono emessi all'interno di un cono di semi apertura γ^{-1} (detto angolo di beaming). Ma questo non implica che metà della potenza sia emessa entro γ^{-1} , poiché i fotoni nel cono di beaming sono più energetici di quelli al di fuori e in pacchetti più fitti (l'effetto Doppler è considerevole).

Tramite analisi di Fourier, possiamo dire che la potenza viene emessa ad una frequenza che è l'inverso del tempo scala tipico durante il quale riceviamo la maggior parte del segnale. L'elettrone irraggia lungo tutta la sua orbita, ma

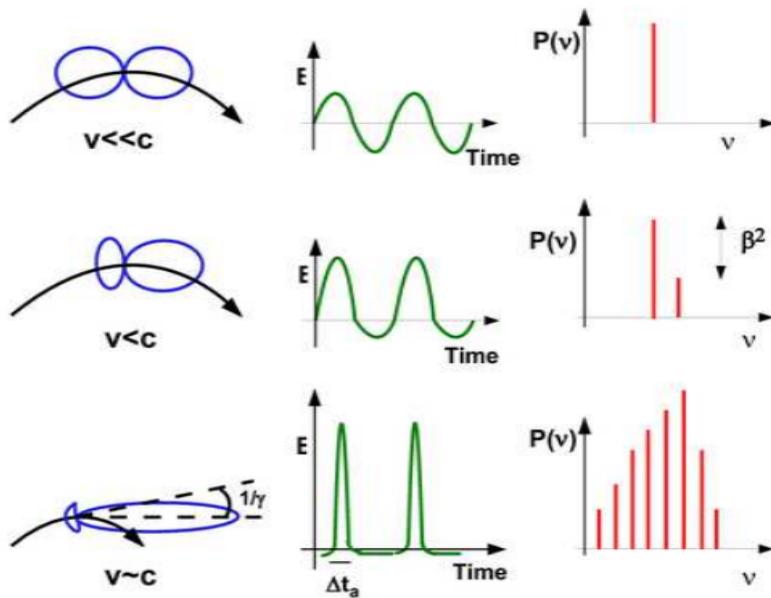


Figure 3: Passaggio da ciclotrone a sincrotrone

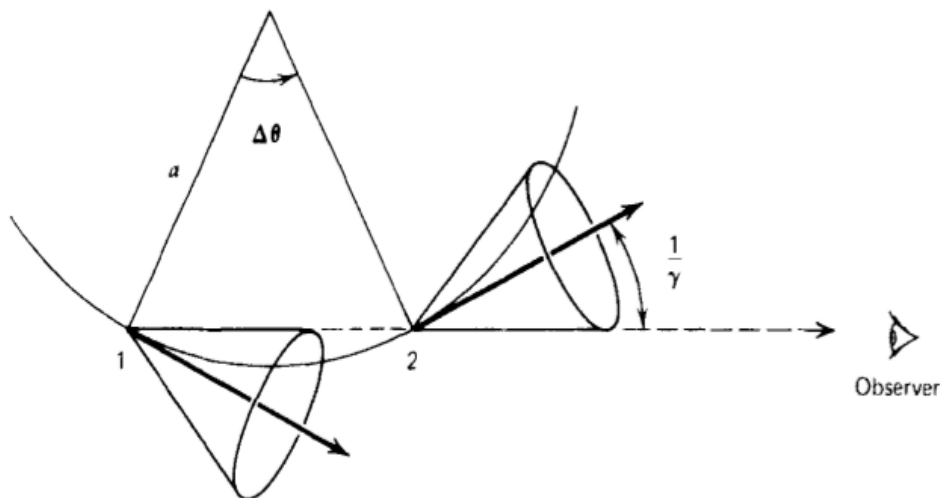


Figure 4: Coni di emissione in diversi punti della traiettoria

“sparerà” fotoni solo in una direzione particolare durante il tempo

$$\Delta t \sim \frac{\arccos 1/2}{v} = \frac{1}{v} r_L \frac{\gamma}{2} = \frac{1}{v} \frac{2mcv}{eB} = \frac{2}{2\pi} \frac{1}{\gamma\nu_B}$$

Approssimiamo l’arco che va da 1 a 2 ad un segmento nel caso di elettrone relativistico, in modo che l’osservatore misuri un tempo più breve di quello sopracitato:

$$\Delta t' = \Delta t(1 - \beta) = \Delta t \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta} \sim \frac{\Delta t}{2\gamma^2} = \frac{1}{2\pi\gamma^3\nu_B}$$

Facendo l’inverso, otteniamo la tipica *frequenza angolare di sincrotrone* $\omega_s = 2\pi\nu_s$, da cui

$$\nu_s = \frac{1}{2\pi\Delta t'} = \gamma^3\nu_B = \gamma^2\nu_L = \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e c}$$

Dal momento che questa frequenza è di un fattore γ^3 maggiore di quella fondamentale ci aspettiamo che la potenza sia tutta concentrata qui.

Per essere più precisi nei conti, si deve sfruttare una particolare equazione di Bessel modificata per arrivare poi al risultato seguente di potenza emessa in unità di frequenza con dati fattore di Lorentz e angolo di pitch:

$$P_S(\nu, \gamma, \theta) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \theta}{m_e c^2} F(\nu/\nu_c)$$

in cui la funzione F dà lo spettro di sincrotrone per il singolo elettrone e la *frequenza critica* $\nu_c = \frac{3}{2}\nu_s \sin \theta$ è tale per cui il picco della funzione è a $\nu \sim 0.29\nu_c$ (emmissione quasi monocromatica), il quale fa da confine tra due zone di diversa approssimazione: per $\nu \ll \nu_c$ l’andamento è all’incirca una legge di potenza di pendenza 1/3, mentre per $\nu \gg \nu_c$ si ha un decadimento esponenziale.

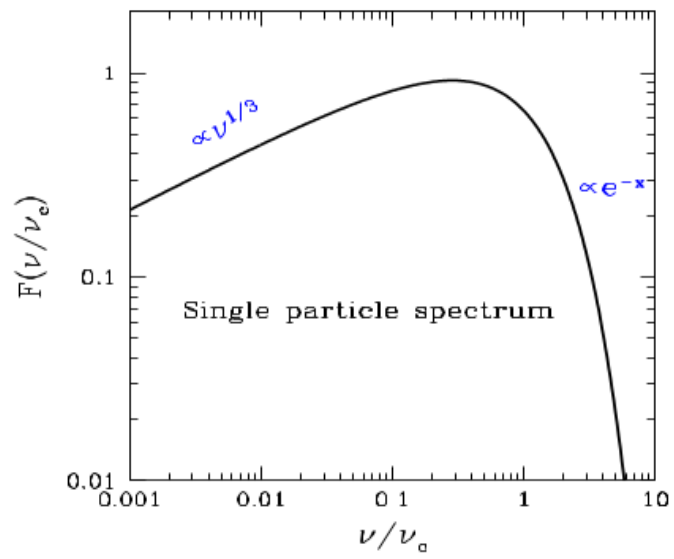


Figure 5: Spettro normalizzato alla frequenza critica

2.4 Spettro complessivo degli elettroni

Dato che abbiamo un processo non termico, la distribuzione delle energie in gioco non può essere una Maxwell-Boltzmann. La regina incontrastata delle distribuzioni in energia delle particelle in astrofisica delle alte energie è la *legge di potenza*:

$$N(\gamma) = K\gamma^{-\delta} = N(E)\frac{dE}{d\gamma}; \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$$

Ora, assumendo che la distribuzione degli angoli di pitch sia la stessa sia a bassa che alta energia, vogliamo l'*emissività* di sincrotrone prodotta dalle particelle. Essa è la potenza per unità di angolo solido entro 1 cm^3 . Quella specifica è anche in unità di frequenza. Perciò, se l'equazione precedente rappresenta una densità, si deve integrare su tutto il ventaglio delle γ la potenza di un singolo elettrone di data γ per $N(\gamma)$ volte, da dividere per 4π per radiazione isotropica:

$$J_s(\nu, \theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N(\gamma)P(\gamma, \nu, \theta) d\gamma \propto KB^{(\delta+1)/2}\nu^{-(\delta-1)/2}$$

Importante è specificare che una legge di potenza per le energie produce a sua volta uno spettro in frequenza a legge di potenza, sono collegati i due *indici spettrali*. Chiamiamo per comodità quello della radiazione α per poter scrivere

$$\alpha = \frac{\delta - 1}{2}$$

e di conseguenza

$$J_s \propto \nu^{-\alpha}$$

Se il singolo spettro è piccato alla propria frequenza caratteristica $\nu_s = \gamma^2\nu_L$ e sovrapponiamo tutti quelli di una stessa radiosorgente - escludendo gli effetti di autoassorbimento - come grafico in scala logaritmica dello spettro abbiamo semplicemente una retta di pendenza $-\alpha$. Il flusso di sincrotrone ricevuto da una sorgente omogenea e otticamente sottile di volume $V \propto R^3$ e posta a distanza d_L è:

$$F_s(\nu) = 4\pi J_s(\nu) \frac{V}{4\pi d_L^2} \propto \frac{R^3}{d_L^2} KB^{1+\alpha}\nu^{-\alpha} \propto \theta_s^2 R KB^{1+\alpha}\nu^{-\alpha}$$

dove θ_s non è da confondere con l'angolo di pitch, ma è il raggio angolare della sorgente. Osservare la sorgente a solo due diverse frequenze permette di determinare l'indice spettrale, cioè la pendenza della distribuzione; la legge di potenza è *scale free*. Se in più conosciamo R e la distanza, la normalizzazione dipende dalla densità di particelle e dal campo magnetico. Avendo

due incognite in un'unica equazione, serve un'altra relazione per chiudere il cerchio e risolvere il problema.

Tutti i processi in emissione hanno una controparte in assorbimento, il sincrotrone non fa eccezione. Siccome la distribuzione non è maxwelliana, non si può sfruttare la legge di Kirchoff sul rapporto tra emissività e assorbimento del corpo nero, quindi non possiamo ricavarci subito il coefficiente di assorbimento. Bisognerebbe passare a considerare la relazione tra i coefficienti di Einstein A e B con l'assorbimento. Con uno stratagemma si può semplificare il discorso: si pensi la legge di potenza come una sovrapposizione di maxwelliane ognuna alla sua temperatura, per legare l'energia $\gamma m_e c^2$ di un dato elettrone all'energia kT della distribuzione corrispondente. Forti del fatto che emissione e assorbimento sono fortemente legati e avendo visto che lo sono anche frequenza e fattore di Lorentz, assumiamo che una particolare frequenza ν sia preferenzialmente assorbita dagli elettroni che emettono fotoni proprio a quella ν . In questo modo associamo la "finta temperatura" alla frequenza:

$$kT \sim \gamma m_e c^2 \sim m_e c^2 \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{\frac{1}{2}}$$

La relazione seguente è valida per una superficie assorbita e definisce la *temperatura di brillantezza* T_B

$$I(\nu) \equiv 2kT_B \frac{\nu^2}{c^2}$$

che deve eguagliare la "temperatura cinetica" degli elettroni, perciò

$$I(\nu) \equiv 2kT \frac{\nu^2}{c^2} \sim 2m_e \nu^2 \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{\frac{1}{2}} \propto \frac{\nu^{5/2}}{B^{1/2}}$$

Il fatto che abbiamo ottenuto una dipendenza da $\nu^{5/2}$ è da notare come importante conseguenza di aver usato due diverse temperature. La dipendenza dalla densità è invece sparita. Appare naturale pensando semplicemente che più elettroni ci sono, più emissione si ha e quindi anche più assorbimento. Tutto ciò si può considerare valido fintantoché si possa associare a ogni ν una specifica γ . Non è sempre il caso, come per una distribuzione con cut-off.

Che cosa significa questo termine? Partiamo da più indietro. Se abbiamo un plasma con elettroni relativistici, non si può sperare che questi mantengano la propria energia finché vogliamo. Essa è destinata a finire appunto per opera del sincrotrone. Quelli che ne posseggono di più la estinguono più in fretta degli altri, data la proporzionalità con la frequenza (e le alte frequenze sono quelle delle maggiori energie). Questo significa che le radiosorgenti sono condannate a spegnersi? No, altrimenti non saremmo nemmeno in grado di

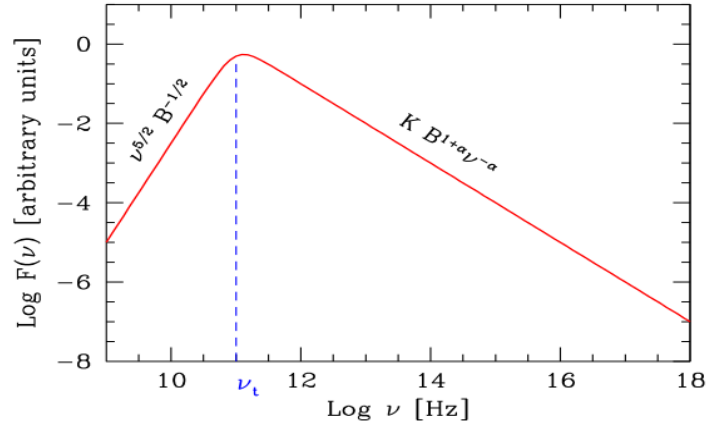


Figure 6: **Spettro in frequenza di una sorgente che emette per sincrotrone con autoassorbimento. La maggiore efficienza è alle basse frequenze**

osservarle perché sarebbero sparite tutte dal cielo! Bisogna considerare che ci sono fenomeni di accelerazione di nuove particelle (che esulano da questa trattazione) e quindi ne iniettano sempre di nuove. Quando gli elettroni perdono la loro energia traslano in uno stato con energia minore, ovviamente, che "allunga la vita". I punti in cui si generano nuovi elettroni relativistici sono dove lo spettro è ancora a legge di potenza, poi si irripidisce spostandosi piano piano dalla "zona giovane". L'irripidimento prende il nome di *cut-off* dello spettro, il quale definisce una misura dell'età delle particelle. La parte di minori frequenze, quindi, si popola sempre più di elettroni. Dalla potenza possiamo ricavare il tempo con cui l'elettrone dissipa la propria energia. Questa quantità molto importante è detta *tempo di cooling* per il sincrotrone. Al solito con distribuzione di θ isotropica, è definito come:

$$t_{sin} = \frac{E}{\langle P_S \rangle} = \frac{\gamma m_e c^2}{(4/3)\sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2} \sim \frac{7.75 \times 10^8}{B^2 \gamma} s = \frac{24.75}{B^2 \gamma} yr$$

Da notare la proporzionalità inversa con il campo magnetico. In prossimità di un buco nero di un AGN arriviamo a $B = 10^3 B_3$ Gauss e un γ tali per cui $t_{sin} = 0.75/(B_3 \gamma_3)$ s. Lo stesso elettrone che si trovi nel lobo radio di un quasar con $B = 10^{-5} B_{-5}$ Gauss, si raffredda in $t_{sin} = 246$ milioni di anni.

2.5 Un esempio di radiosorgente: 3C 219

Riportiamo un esempio calzante di emissione di sincrotrone: la radiogalassia 3C219 ha la tipica struttura del quasar centrale con i due getti laterali che formano i radio lobi. I getti sono fenomeni fluidodinamici complessi, ma in sintesi accelerano gli elettroni tramite onde d'urto, che mano a mano si allontanano sempre di più dal centro. Si vede bene che gli hot spot (il nome non implica siano "caldi" per la radiazione, visto che siamo partiti dal presupposto che non sia termica) non sono subito adiacenti alle macchioline centrali (buco nero con il suo campo molto intenso). Sono le cosiddette zone giovani di cui si è parlato nel paragrafo precedente, mentre quelle più vecchie sono lo spazio che intercorre tra esse e il centro. Questa galassia è però indubbiamente più giovane di quelle in cui la zona vecchia non ha nemmeno più la nube diffusa (meno intensa) che si vede in foto. L'enorme quantità di elettroni e l'orientazione del campo magnetico, che non sarà regolare come una bottiglia magnetica o un qualsiasi schema di campo omogeneo, permettono di avere la radiazione in grado di raggiungere l'osservatore in modo diffuso e non a impulsi come si potrebbe immaginare da ciò che si è detto in precedenza.

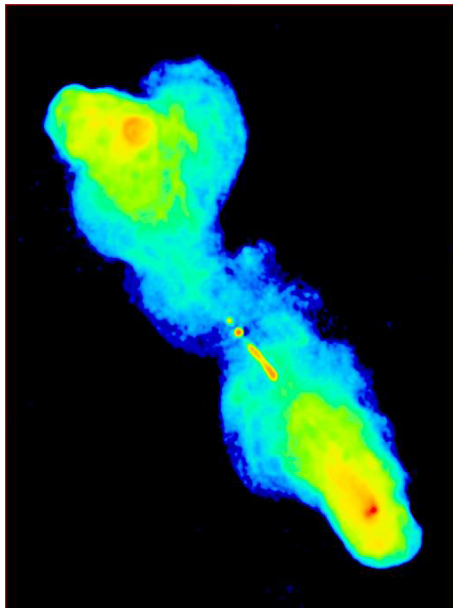


Figure 7: Immagine a 20 cm in falsi colori di 3C 219 con VLA, dal catalogo NED del Caltech

3 Bibliografia

1. Una finestra sull'Universo "invisibile", Lezioni di Radioastronomia, *Carla e Roberto Fanti*, 2012
2. Radiative Processes in High Energy Astrophysics, *Gabriele Ghisellini*, 2012
3. Radiative Processes in Astrophysics, *George B. Rybicki, Alan P. Lightman*, 2004