

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

IL CAMPO MAGNETICO NELLA RADIO

GALASSIA 3C219

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa

Presentata da:
Filippo Malvolti

Anno Accademico 2020/2021

Abstract

Le radio galassie sono una particolare classe di galassie attive, caratterizzate dalla presenza di plasma relativistico magnetizzato espulso dal nucleo galattico, che si raccoglie in strutture dette lobi. Questi possono raggiungere dimensioni molto elevate, di centinaia di kpc e fino a qualche Mpc, quindi anche superiori a quelle della galassia da cui sono originati. All'interno dei lobi l'interazione tra gli elettroni relativistici ed il campo magnetico produce radiazione di sincrotrone, tipicamente osservabile nella banda radio. La tesi ha l'obiettivo di esporre la teoria e i risultati della misurazione del campo magnetico nei lobi di una particolare radio galassia, conosciuta con il nome di 3C219. Questa galassia ha una importante emissione nella banda X, la quale viene ricondotta per la quasi totalità a processi di scattering Compton inverso degli stessi elettroni ultra-relativistici con la radiazione cosmica di fondo. Confrontando l'energia emessa per sincrotrone con quella emessa per scattering è possibile ottenere una misura del campo magnetico nei due lobi.

Indice

Introduzione	3
1 Processi di Radiazione non Stellare	5
1.1 Radiazione Termica	7
1.1.1 Bremsstrahlung Termica	7
1.2 Radiazione non Termica	11
1.2.1 Radiazione di Sincrotrone	11
1.2.2 Effetto Compton Inverso	18
2 Introduzione ai Plasmi	21
2.1 Proprietà generali dei Plasmi	21
2.2 Plasmi Relativistici	23
2.2.1 Modalità di Formazione	24
3 Campi Magnetici	29
3.1 Il Problema dei Campi Magnetici in Astrofisica	29
3.2 Misura dei Campi Magnetici	29
3.2.1 Autoassorbimento di Sincrotrone	30
3.2.2 Radiazione simultanea da Sincrotrone ed IC	31
3.2.3 La rotazione di Faraday	32
3.2.4 Campo di Equipartizione	33
4 Applicazione Astrofisica: la Radio Galassia 3C219	35
4.1 Caratteristiche	37
4.2 Emissione X e Misure del Campo Magnetico	39
Conclusioni	44
Bibliografia	45

Introduzione

Le radio galassie sono oggetti astrofisici molto importanti, caratterizzati, come suggerisce il loro nome, da una intensa emissione radio. Tale emissione deriva, in particolare, da processi di sincrotrone dovuti ai campi magnetici presenti all'interno dei lobi. I lobi, insieme alle hot-spots e ai getti radio, vengono creati dai processi estremamente energetici che hanno origine nel nucleo attivo di queste galassie (in cui è presente un buco nero super massiccio).

L'obiettivo di questa tesi è mostrare come, a partire dalle osservazioni nelle bande radio ed X di una specifica radio galassia, 3C219, sia stato possibile ottenere le misure del campo magnetico all'interno dei suoi lobi.

Per arrivare a queste conclusioni è necessario introdurre e approfondire i fenomeni che determinano l'emissione della radiazione in tale radio galassia.

Per prima cosa, nel Capitolo 1 vengono descritti i tipici processi di radiazione da oggetti astrofisici non stellari. Tra questi, i più importanti per i nostri scopi sono i processi non termici, ovvero la radiazione di sincrotrone (responsabile dell'emissione radio) e l'effetto Compton inverso. Entrambi questi fenomeni avvengono all'interno di lobi, getti ed hot-spots di 3C219.

Successivamente, nel Capitolo 2, sono introdotti i plasmi astrofisici, in particolare quelli relativistici. Questi ultimi sono composti da particelle ultra-relativistiche e sono sede dei processi non termici visti nel Capitolo 1. Per questi plasmi sono esposte delle teorie per spiegare la loro formazione, come il meccanismo di Fermi e le onde di shock. Di questi fenomeni sono riportati i meccanismi principali, dato che una trattazione completa sarebbe molto complessa e andrebbe oltre lo scopo di questa tesi. I plasmi relativistici sono molto importanti perché si formano nelle radio strutture di galassie come 3C219. I plasmi relativistici con l'emissione più intensa si trovano nelle hot-spots che, all'osservazione, sono caratterizzate da radiazione estremamente brillante.

Nel terzo capitolo vengono trattati i campi magnetici astrofisici e vengono esposti nel dettaglio i principali metodi utilizzati per misurarli. Ci si concentra sui campi magnetici dei corpi estesi, come le nubi di gas e i lobi delle radio galassie, che hanno valori molto bassi, dell'ordine del μG . Altri campi più intensi, come quelli di stelle e pulsar, non hanno effetti alle grandi scale e non sono utili nello studio di 3C219. Per questa galassia sono fondamentali, per misurare il campo magnetico, il "metodo" dell'equipartizione e la

radiazione simultanea da sincrotrone e Compton inverso, data l'abbondanza di emissione radio e la presenza di emissione X.

Al termine della tesi, nel Capitolo 4, vengono applicate le nozioni esposte nei precedenti tre capitoli per studiare la radio galassia 3C219. La galassia viene introdotta, mostrando l'origine delle strutture da cui è formata, ovvero getti, lobi ed hot-spots. In queste zone avvengono i processi di sincrotrone responsabili dell'emissione radio e, in misura inferiore, processi di scattering Compton inverso con la radiazione cosmica di fondo. Infine, per mezzo dei risultati ottenuti nel testo [9], vengono descritte le osservazioni nella banda X e il modo in cui esse hanno permesso di ottenere valori precisi del campo magnetico nei due lobi della galassia.

Capitolo 1

Processi di Radiazione non Stellare

In astrofisica i processi che producono radiazione elettromagnetica sono molteplici. Essi vengono suddivisi in quelli che producono radiazione continua e quelli che originano radiazione discreta. I processi discreti sono quelli più semplici e sono associati ad emissione ed assorbimento di fotoni da parte di singoli atomi e molecole. Gli spettri discreti dipendono molto dal tipo di oggetto osservato: nubi di gas caldo hanno linee associate ad atomi ionizzati e mancano di linee molecolari (le molecole sono state separate nei loro atomi dalle alte temperature). Regioni più fredde emettono o assorbono linee molecolari e di gas neutro, oltre a presentare fenomeni di assorbimento dovuti alla polvere. In aggiunta, lo spettro di emissione/assorbimento di un corpo celeste può cambiare in funzione della temperatura e dell'effetto Doppler relativistico.

I processi continui hanno in generale una origine più complessa. Non si possono ricondurre al comportamento di singoli atomi ed emergono da sistemi composti da molte particelle. Per alcuni processi è necessario che siano presenti campi di radiazione oppure campi magnetici.

Dalla radio galassia 3C219 riceviamo uno spettro continuo, quindi per lo studio della galassia stessa è necessario concentrarsi sui processi che determinano una radiazione di questo tipo.

La radiazione continua può essere suddivisa in due fondamentali categorie, con proprietà diverse: la radiazione termica e quella non termica.

Prima di affrontare in dettaglio questi processi di radiazione, introduciamo una espressione ricorrente nelle computazioni nel prosieguo del capitolo.

La formula di Larmor

La formula di Larmor permette di calcolare la potenza emessa da una carica sotto l'effetto di una accelerazione. Tale formula si dimostra molto importante per studiare diversi processi astrofisici. Ad esempio, quando gli atomi del mezzo interstellare sono ionizzati, elettroni e nuclei liberi possono interagire e produrre una perdita di energia cinetica che

viene trasformata in radiazione elettromagnetica. Questo fenomeno deriva da semplici considerazioni elettromagnetiche: quando una carica viene accelerata, essa dà origine ad un campo elettrico variabile da cui può generarsi un'onda elettromagnetica.

Vediamo come si ricava la formula di Larmor.

Dalle equazioni di Maxwell si possono ottenere le espressioni di due grandezze: il potenziale scalare ϕ ed il potenziale vettore \vec{A} (per una la derivazione completa vedere [7]). Essi devono essere invarianti per trasformazioni di Gauge e, così come sono definiti, non sono univocamente determinati. Un modo per determinarli soddisfacendo l'invarianza di Gauge è imponendo la condizione:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$

A partire da questa espressione si ottengono due equazioni le cui soluzioni sono i potenziali alla posizione \vec{r} e al tempo t generati da una distribuzione di carica in movimento:

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, t) &= \int \rho_e \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \\ \vec{A}(\vec{r}, t) &= \frac{1}{c} \int \vec{j} \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \end{aligned}$$

dove ρ_e è la densità di carica, \vec{j} la densità di corrente e gli integrali sono svolti sugli elementi di volume della distribuzione di carica ($d^3 r'$). Le grandezze appena riportate sono dette *potenziali ritardati* perché le quantità ρ_e e \vec{j} sono considerate ad un tempo precedente a t a causa del tempo che la luce necessita per propagarsi.

Ipotizziamo che la distribuzione sia una semplice carica q e che essa si muova lungo una traiettoria $\vec{r}_0(t)$ con la velocità $\vec{u} = \dot{\vec{r}}_0(t)$. Possiamo introdurre il fattore $\vec{R}(t) = \vec{r} - \vec{r}_0(t)$ e, con la sua norma $R(t) = |\vec{R}(t)|$, il versore $\vec{n}(t) = \vec{R}(t)/R(t)$. Esplicitando il tempo ritardato \tilde{t} e portando avanti i calcoli¹ si ottengono i *potenziali di Liénard-Wiechert*:

$$\phi = \frac{q}{R(\tilde{t}) \kappa(\tilde{t})} \quad (1.1)$$

$$\vec{A} = \frac{q \vec{u}}{c R(\tilde{t}) \kappa(\tilde{t})} \quad (1.2)$$

Essi sono specifici per le cariche in movimento e contengono il fattore $\kappa(\tilde{t}) = 1 - \frac{1}{c} \vec{n}(\tilde{t}) \cdot \vec{u}(\tilde{t})$. Questo termine assume valori considerevoli quando le velocità sono prossime a quelle della luce ed è responsabile dei fenomeni di *beaming* (o aberrazione).

¹Per le soluzioni complete consultare [5] e [6].

Dalla differenziazione delle (1.1), (1.2) si ottiene il campo elettrico (e di conseguenza anche quello magnetico) in un punto \vec{r} ed un tempo t , calcolato alla corrispondente posizione ritardata \tilde{r} e tempo ritardato \tilde{t} .

Dal campo elettrico si può ricavare la potenza emessa utilizzando il vettore di Poynting:

$$\langle S \rangle = \frac{c}{4\pi} |E|^2 = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{q\dot{u}}{Rc^2} \sin \theta \right)^2$$

Da cui, integrando il termine $\sin^2 \theta$ su tutto l'angolo solido, si ottiene la formula di Larmor:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q\dot{u}^2}{c^3} \quad (1.3)$$

1.1 Radiazione Termica

La radiazione termica è caratteristica dei sistemi localmente all'equilibrio termico. Il caso più comune di radiazione termica è quella di corpo nero.

La radiazione di corpo nero è tipica dei corpi (celesti) otticamente spessi. In questi sistemi, che non necessariamente si trovano all'equilibrio termico, la radiazione emessa originariamente viene riprocessata mentre attraversa il mezzo. Se al termine di questo processo il corpo si trova, almeno localmente, all'equilibrio termico, si osserva la classica distribuzione Planckiana:

$$B(\nu, T) = 2 \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.4)$$

dove ν è la frequenza e T è la temperatura del sistema. Quindi la radiazione di corpo nero non per forza è emessa direttamente, ma può derivare dal riprocessamento di una radiazione di tipo diverso.

Dato che sono descritti dalla legge di Planck, per i corpi neri è possibile calcolare in modo semplice la temperatura. Ad esempio, è in questo modo che si riescono a calcolare le temperature superficiali delle stelle.

I corpi all'equilibrio termico possono emettere anche tramite processi diversi da quello del corpo nero. Un caso importante è rappresentato dalla Bremsstrahlung termica.

1.1.1 Bremsstrahlung Termica

Si consideri un tipico plasma termico astrofisico a temperatura T . Il plasma sarà composto per la quasi totalità da elettroni e protoni in movimento, più una minima percentuale di nuclei più pesanti

Durante i loro moti, gli elettroni si trovano a passare nelle vicinanze degli ioni positivi, fino ad una distanza alla quale l'interazione coulombiana non è più trascurabile. Gli elettroni vengono quindi deviati e cedono una parte della loro energia cinetica sotto

forma di radiazione, rallentando. Questo fenomeno è detto Bremsstrahlung o emissione free-free.

La Bremsstrahlung è uno dei processi tipici mediante i quali le nubi di gas caldo si raffreddano.

Cerchiamo ora di approfondire il processo di emissione free-free e di ricavare lo spettro di un fenomeno di questo tipo. In questa descrizione trascureremo la radiazione emessa dai protoni, considerando solamente l'energia emessa dagli elettroni. Nella realtà anche i protoni vengono accelerati, ma la loro potenza emessa è una minima frazione rispetto a quella degli elettroni. Infatti, a causa della loro massa, in una interazione i protoni sono accelerati circa 2000 volte meno degli elettroni. Dato che nella formula di Larmor (1.3) si utilizza il quadrato dell'accelerazione, la potenza emessa dai protoni risulta quattro milioni di volte inferiore a quella emessa dagli elettroni e perciò si trascura.

Oltre a questa, altre approssimazioni sono utilizzate durante i calcoli allo scopo di raggiungere un risultato generale ed utilizzabile senza scendere in eccessivi dettagli.

Con queste premesse è possibile, utilizzando la teoria classica, ricavare la potenza emessa da una singola interazione e da un plasma con molte particelle.

Una generica interazione è caratterizzata da alcuni importanti parametri^[1], oltre alla temperatura T :

- b : parametro di impatto, ovvero la minima distanza tra elettrone e protone;
- v : velocità dell'elettrone;
- n_e : densità degli elettroni;
- n_p : densità dei protoni.

Innanzitutto, si approssima il tempo caratteristico durante il quale avviene la collisione, ovvero il tempo in cui elettrone e protone sono più vicini:

$$\tau \approx \frac{b}{v}$$

A questo tempo corrisponde una frequenza caratteristica:

$$\omega = \frac{1}{\tau} \approx \frac{v}{b}$$

Il parametro di impatto può essere dedotto dalla densità di protoni come:

$$b \approx n_p^{-1/3}$$

anche se, in generale, esso non avrà valore costante ma potrà variare tra un valore minimo b_{min} ed uno massimo b_{max} oltre il quale l'interazione è trascurabile.

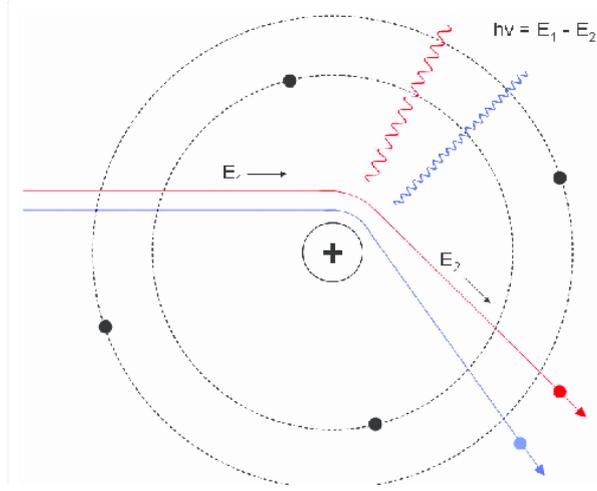


Figura 1.1: Rappresentazione grafica di una interazione elettrone-protona. Minore è la distanza di interazione, maggiore è l'energia ceduta dall'elettrone. Fonte: [13].

La forza coulombiana causa una accelerazione che è massima in corrispondenza della distanza minima tra elettroni e protoni e che corrisponde a:

$$\vec{a} = \frac{e^2}{m_e b^2}$$

Riprendendo la formula di Larmor (1.3), inserendo il valore di \vec{a} e trascurando le costanti moltiplicative, otteniamo la potenza emessa da una singola interazione:

$$P \approx \frac{e^6}{m_e^2 c^3 b^4} \quad (1.5)$$

Ora è possibile scrivere la potenza emessa da un singolo elettrone in funzione della frequenza:

$$P(\omega) = \frac{P}{\omega} \approx \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v b^3} \quad (1.6)$$

Vediamo come, da questa espressione, se ne può ottenere una analoga per un fascio di elettroni^[6]. Consideriamo un caso non fisico dove due distribuzioni termiche, una di elettroni con densità n_e ed una di protoni con densità n_p , interagiscono. In una unità di tempo, un elettrone che si muove a velocità v rispetto ai protoni subirà un numero di 'collisioni' $dN/dt = 2\pi n_p v b db$. Integrando questa espressione tra i parametri di impatto² b_{min} e b_{max} si ottiene l'emissività dell'elettrone per unità di volume V :

$$J(v, \nu) = \frac{dW}{dv dV dt} = \frac{32\pi e^6}{3m_e^2 c^3 v} n_e n_p \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (1.7)$$

²La stima dei valori dei parametri di impatto è discussa nel dettaglio in [4].

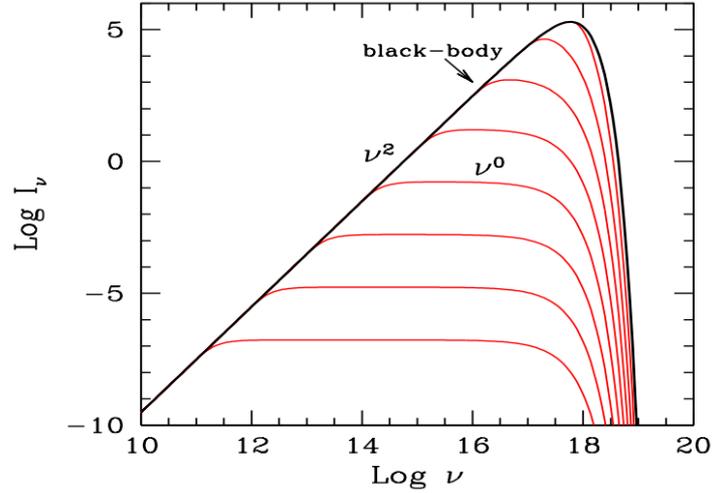


Figura 1.2: Intensità, in funzione della frequenza, dell'emissione via Bremsstrahlung di una sorgente di raggio $R = 10^{15}$ cm e temperatura $T = 10^7$ K. Le curve rosse indicano l'intensità per densità $n_e = n_p$ crescenti da 10^{10} cm $^{-3}$ a 10^{18} cm $^{-3}$. Ogni curva, dal basso, rappresenta un incremento di un fattore 10. Si possono notare gli effetti della densità che fa aumentare l'emissività di un valore proporzionale a n^2 e che rende progressivamente più importante l'autoassorbimento. Al crescere della densità, l'intensità si avvicina fino a combaciare con quella di corpo nero (curva nera). Fonte: [1].

La dipendenza dalla frequenza di questa espressione è nascosta all'interno del rapporto tra i parametri d'impatto. Ma tale rapporto è l'argomento di un logaritmo quindi, approssimando, si può dire che l'emissività non dipende da ν .

Per passare ad un caso "fisico", possiamo considerare un plasma all'equilibrio termico. Questo vuol dire che stiamo considerando una distribuzione "termica" a temperatura T , cioè la velocità degli elettroni segue la distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_e v^2 / 2kT} v^2 dv \quad (1.8)$$

Possiamo ora scrivere l'emissività totale per la distribuzione di elettroni:

$$J(\nu, T) = \int_{\nu_{min}}^{\infty} J(\nu, v) f(v) dv = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_p \bar{g}_{ff} \quad (1.9)$$

dove $\nu = \omega/2\pi$ e \bar{g}_{ff} è il fattore di Gaunt. Esso racchiude la dipendenza dal parametro di impatto. Si trova che quando il parametro di impatto è minimo la frequenza di emissione è massima.

Prima di ricavare lo spettro della Bremsstrahlung, è necessario ricordare che essa può anche determinare fenomeni di assorbimento.

Il coefficiente di assorbimento, nel caso termico, può essere terminato dalla legge di Kirchoff, usando l'emissione di corpo nero B_ν :

$$S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

dove j_ν è l'emissività calcolata in (1.9). Da questo si ricava il coefficiente di assorbimento:

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{j_\nu}{B_\nu} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{n_e n_p e^6}{h m_e^2 c^3} \left(\frac{m_e c^2}{kT} \right)^{1/2} \frac{1 - e^{-h\nu/kT}}{\nu^3} \bar{g}_{ff} \quad (1.10)$$

È evidente come il massimo assorbimento avvenga per basse frequenze e questo si ripercuote sullo spettro. L'intensità in funzione della frequenza per un plasma termico che si raffredda via Bremsstrahlung è riportato in Figura 1.2.

È possibile osservare come, all'aumentare della densità del plasma, l'intensità si avvicini sempre di più a quella di un corpo nero. Questo comportamento è riconducibile ai tipici fenomeni di assorbimento di un mezzo opaco.

Quando il mezzo è rarefatto quasi tutti i fotoni riescono a lasciare la sorgente e ciò corrisponde al cosiddetto regime *optically thin*. Qui l'assorbimento è trascurabile e si osserva la caratteristica intensità da Bremsstrahlung. Quando il mezzo è denso si entra nel caso *optically thick* in cui l'assorbimento è totale anche a poca distanza dalla regione di emissione. In questo caso da fuori è impossibile osservare direttamente la regione esterna, e gli unici fotoni che fuoriescono dalla regione sono quelli emessi dagli strati più esterni. Essi hanno però già subito diversi assorbimenti e riemissioni e risultano distribuiti come un corpo nero.

1.2 Radiazione non Termica

La radiazione continua non termica è associata a sistemi non all'equilibrio termico. Un esempio sono i plasmi relativistici, le cui proprietà verranno espone nella sezione 2.2.

I fenomeni non termici più importanti per lo studio della galassia 3C219 sono la radiazione di sincrotrone e quella dovuta allo scattering Compton inverso, e verranno trattati di seguito.

Vale la pena citare l'esistenza di un processo non termico analogo alla Bremsstrahlung: la Bremsstrahlung relativistica. In natura tale fenomeno si riscontra in plasmi relativistici nei quali le cariche hanno una distribuzione di energia E che segue la legge di potenza $N(E) = E^{-\delta}$. Lo spettro risultante è molto diverso dalla (1.9) e assume la forma di una legge di potenza.

1.2.1 Radiazione di Sincrotrone

Il radiazione di sincrotrone è un fenomeno che avviene quando particelle relativistiche cariche si muovono in uno spazio permeato da un campo magnetico.

In queste condizioni le particelle risentono della forza di Lorentz e si muovono (in generale) di moto elicoidale attorno alle linee del campo magnetico. Durante il moto le cariche perdono energia sotto forma di radiazione a causa dell'accelerazione dovuta alla forza di Lorentz.

I luoghi in cui avviene il sincrotrone sono i plasmi relativistici, nei quali sono presenti sia elettroni che protoni. Analogamente a quanto già osservato nel caso della Bremsstrahlung, è possibile trascurare il contributo fornito dai protoni alla potenza emessa per sincrotrone. Sebbene sia gli elettroni che i protoni risentano della stessa forza di Lorentz, la massa dei protoni determina, per questi ultimi, un'accelerazione 2000 volte inferiore rispetto agli elettroni. Riportando questo valore nella (1.3), il contributo dei protoni alla potenza emessa risulta ampiamente trascurabile.

Per calcolare la perdita totale di energia all'emissione di sincrotrone, ci poniamo nel sistema di riferimento a riposo con la particella considerata (nel nostro caso, l'elettrone). La potenza emessa è un invariante di Lorentz e può essere calcolata richiamando la (1.3):

$$P_e = P'_e = \frac{2e^2}{3c^3} a'^2 = \frac{2e^2}{3c^3} [a'_{\parallel}{}^2 + a'_{\perp}{}^2] \quad (1.11)$$

dove le componenti dell'accelerazione sono riferite alla direzione della velocità. I valori delle accelerazioni sono ottenuti dalla teoria della relatività ristretta ([8]) e ci limitiamo a riportarli:

$$\begin{aligned} a'_{\parallel} &= \gamma^3 a_{\parallel} \\ a'_{\perp} &= \gamma^2 a_{\perp} \end{aligned}$$

Con essi la (1.11) diventa:

$$P_e = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 [\gamma^2 a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2] \quad (1.12)$$

Possiamo esprimere le accelerazioni in funzione dei parametri del sistema tramite la forza di Lorentz. Per farlo, riconduciamo l'analisi al caso del ciclotrone, il sistema analogo al sincrotrone in cui le particelle si muovono a velocità tali per cui $\gamma \approx 1$. La forza si ottiene dalla relazione:

$$F_L = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{d}{dt}(mv) \quad (1.13)$$

dove \vec{B} è il campo magnetico all'interno della regione. L'analisi del problema permette di ricavare i valori delle componenti dell'accelerazione sostituendo alla (1.13) le componenti della velocità rispetto alle linee del campo magnetico (v_{\parallel} e v_{\perp}). Quest'ultimo agisce solo sulla componente della velocità ad esso perpendicolare: la forza applicata è ortogonale alla velocità, che rimane costante in modulo. Ciò che varia è solo la direzione. Dato che il modulo della velocità rimane costante, la relativa accelerazione avrà valore nullo.

Tornando ora al caso del sincrotrone, in cui le particelle sono relativistiche, si ottengono le relazioni:

$$a_{\parallel} = 0 \quad (1.14)$$

$$a_{\perp} = \frac{evB \sin\theta}{\gamma m_e c} \quad (1.15)$$

dove θ è l'angolo formato dalle direzioni della velocità e del campo magnetico, detto angolo di *pitch*. Se $\theta = 90^\circ$ la particella si muove di moto circolare, mentre se $\theta \neq 90^\circ$ il moto è elicoidale.

Possiamo ora definire due grandezze che descrivono il moto dell'elettrone e che torneranno utili più avanti: il raggio e la frequenza relativistica.

$$r_{rel} = \frac{mc}{qB} v_{\perp} \gamma = r_L \gamma \quad (1.16)$$

$$\nu_{rel} = \frac{qB}{2\pi\gamma mc} = \frac{\nu_L}{\gamma} \quad (1.17)$$

Qui r_L e ν_L sono il raggio e la frequenza di Larmor e si riferiscono al moto di una particella non relativistica.

Ora, riprendendo la (1.12), la potenza emessa risulta:

$$P_e = \frac{2e^4}{3m^2 c^3} B^2 \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \theta \quad (1.18)$$

Questo risultato può essere semplificato ricordando alcuni valori noti:

- La densità di energia magnetica: $U_B = B^2/8\pi$
- Il raggio classico dell'elettrone: $r_0 = e^2/m_e c^2$
- La sezione d'urto Thomson: $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$

Per ottenere il risultato finale occorre un ultimo dettaglio. Consideriamo un insieme di elettroni ultra-relativistici che si muovono nel campo magnetico e supponiamo che il loro angolo di pitch sia casuale. Tale assunzione richiede di mediare il termine $\sin^2 \theta$ sull'angolo solido, da cui si ottiene un fattore $2/3$.

Possiamo infine scrivere la potenza emessa:

$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2 \quad (1.19)$$

Conoscere la potenza emessa non consente di ricavare in modo preciso lo spettro misurato da un osservatore esterno. Il motivo è da attribuire alla velocità degli elettroni.

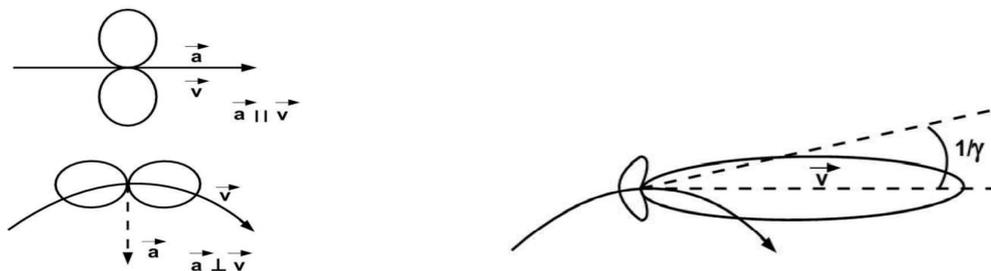


Figura 1.3: Diagrammi della radiazione emessa da una particella carica accelerata. A *sinistra*: particella non relativistica soggetta ad una accelerazione parallela o ortogonale alla sua velocità. A *destra*: una particella relativistica soggetta ad una accelerazione ortogonale alla sua velocità. In questo caso i fotoni emessi in avanti sono collimati in un cono di semiampiezza $1/\gamma$ (fenomeno del *beaming* relativistico). Fonte: [1].

I corpi in moto relativistico sono soggetti agli effetti di aberrazione, i quali modificano la percezione delle onde elettromagnetiche.

Per comprendere in che modo avviene l'emissione e soprattutto come essa viene ricevuta dall'osservatore, è utile analizzare il caso non relativistico del sincrotrone: il ciclotrone.

La radiazione emessa da un elettrone all'interno di un ciclotrone è determinata dalla teoria classica ed è mostrata in Figura 1.3. L'emissione è regolare e ciò che è effettivamente osservato è un campo elettrico sinusoidale la cui frequenza è proporzionale a quella di rotazione all'interno del ciclotrone³. Questo campo elettrico oscillante definisce un'onda elettromagnetica. Così lo spettro di emissione risulta composto da una singola frequenza molto intensa.

Quando la velocità delle particelle aumenta e raggiunge valori relativistici si presenta il fenomeno del *beaming* relativistico (Figura 1.3). Questo effetto deriva dalle trasformazioni di Lorentz a cui è soggetta la particella: passando dal sistema di riferimento dell'elettrone ad uno a riposo, gli angoli di emissione della radiazione vengono modificati. Questo si traduce in una emissione fortemente asimmetrica. In particolare l'emissione nella direzione istantanea del moto dell'elettrone è concentrata in un cono di semiampiezza $1/\gamma$ con asse la velocità istantanea.

Una radiazione di questo tipo viene ricevuta in modo particolare da un osservatore lontano. Dato che la maggior parte della radiazione è emessa in un cono di ampiezza $2/\gamma$, essa non può raggiungere l'osservatore in ogni fase del moto. Gli unici intervalli

³Questa frequenza è anche nota come *girofrequenza* o frequenza di Larmor ed è spesso indicata con ν_L .

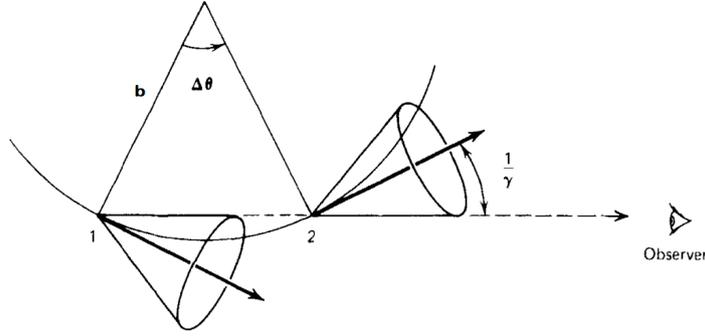


Figura 1.4: Schema dell'emissione da parte di un elettrone relativistico. Il valore di b è quello del raggio relativistico r_{rel} . Fonte: [3].

di tempo in cui può essere ricevuta sono quelli in cui il cono punta verso l'osservatore stesso.

È possibile stimare questo intervallo temporale e per farlo consideriamo la Figura 1.4.

Il tratto di traiettoria nel quale l'elettrone emette radiazione che poi raggiungerà l'osservatore è quello che è compreso tra i punti 1 e 2. Dato che elettrone e radiazione si muovono quasi nella stessa direzione, con velocità quasi uguale, la durata dell'impulso sarà molto accorciata. Approssimando l'arco con la corda sottesa, si ha $l = \Delta\theta \times b$, dove b , indicato in Figura 1.4, è in realtà il raggio relativistico r_{rel} . Ora è necessario considerare due tempi: quelli che occorrono alla luce e all'elettrone per percorrere la distanza l . Tali valori risultano:

$$\begin{aligned}\Delta t_1 &= \Delta\theta \times b/c = \Delta\theta \times r_{rel}/c \\ \Delta t_2 &= \Delta\theta \times b/v = \Delta\theta \times r_{rel}/v\end{aligned}$$

L'impulso totale ha durata:

$$\tau \approx \Delta t_2 - \Delta t_1 = \Delta\theta \times r_{rel} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} (1 - \beta) \approx \frac{\Delta\theta}{\omega_{rel}} \left(\frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \right) \quad (1.20)$$

Dove $\omega_{rel} = 2\pi\nu_{rel}$ e l'ultimo risultato è ottenuto ponendo $\beta \approx 1$. Dato che $\beta \approx 1$, il valore di τ sarà molto piccolo. Ciò implica che l'emissione non è regolare nel tempo come nel caso del ciclotrone, ma è invece di tipo impulsivo, visibile quando il cono di apertura $2/\gamma$ intercetta la linea di vista. Il campo elettrico osservato è composto da intensi e brevi picchi intervallati da una debole emissione.

Ora Vediamo come risulta lo spettro della radiazione di sincrotrone data da molti elettroni. Per studiarlo si utilizza l'analisi di Fourier.

Nel caso del ciclotrone l'unica frequenza osservata fa sì che lo spettro sia monocromatico con frequenza ν_L . Mano a mano che la velocità degli elettroni aumenta, la potenza

emessa si sposta verso le armoniche superiori, secondo la relazione:

$$P_{n+1} = \beta^2 P_n$$

dove n è l'ordine dell'armonica e P_n la potenza emessa da tale armonica. Il sincrotrone è il caso limite in cui $\beta \sim 1$ e la potenza è distribuita su moltissime armoniche.

Inoltre gli effetti di aberrazione spostano le frequenze a valori più alti. Lo spettro finale risulta poi continuo se si considerano i tipici effetti di allargamento delle righe.

Lo spettro ottenuto (Figura 1.5) si estende fino ad una frequenza dell'ordine di $1/\gamma$, con γ il fattore di Lorentz degli elettroni. Si definisce la frequenza critica:

$$\nu_s \sim \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\tau} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eB}{m_e c} \approx 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 \left(\frac{B}{\mu G} \right) \quad (1.21)$$

dove, dopo l'ultima approssimazione, ν_s risulta espresso in GHz. Sotto questa frequenza la potenza emessa è proporzionale a $(\nu/\nu_s)^{1/3}$, al di sopra è proporzionale a $e^{-(\nu/\nu_s)}$ e cala rapidamente.

L'emissione massima si ha per $\nu_m = \nu_s/3$, che è maggiore di quella tipica del ciclotrone ν_L . Questo dimostra come gli effetti di aberrazione siano in grado di spostare verso frequenze più alte gli impulsi elettromagnetici.

La radiazione di sincrotrone è solitamente emessa nella banda radio dello spettro. Tale comportamento è dovuto al fatto che i campi magnetici astrofisici che la generano sono estremamente deboli, dell'ordine del μG . Osservando il risultato ottenuto nella (1.21), un semplice calcolo può mostrare come per $\gamma = 10^4$, tipico di elettroni molto energetici, la frequenza critica (e quindi la maggior parte dell'emissione) risulta ~ 0.4 GHz, pienamente nella banda radio.

Radiazione di Sincrotrone per una distribuzione di elettroni relativistici

L'energia emessa per sincrotrone da un singolo elettrone è molto piccola e non misurabile in contesti astrofisici. Pertanto le misure che si possono effettuare si riferiscono ad un insieme di elettroni ultra-relativistici in un plasma magnetizzato. È molto utile ricavare lo spettro che questi possono produrre.

Per prima cosa è necessario determinare la distribuzione energetica degli elettroni. Possiamo assumere che essi abbiano una distribuzione di questo tipo:

$$N(E) = N_0 E^{-\delta} \quad (1.22)$$

dove E è l'energia, $N(E)$ è la frazione di elettroni ad energia E e N_0 è una costante di normalizzazione. Il perché di questa scelta sarà riportato nel Capitolo 2. È sufficiente sapere che questa assunzione permette di ottenere risultati in grado di spiegare le osservazioni.

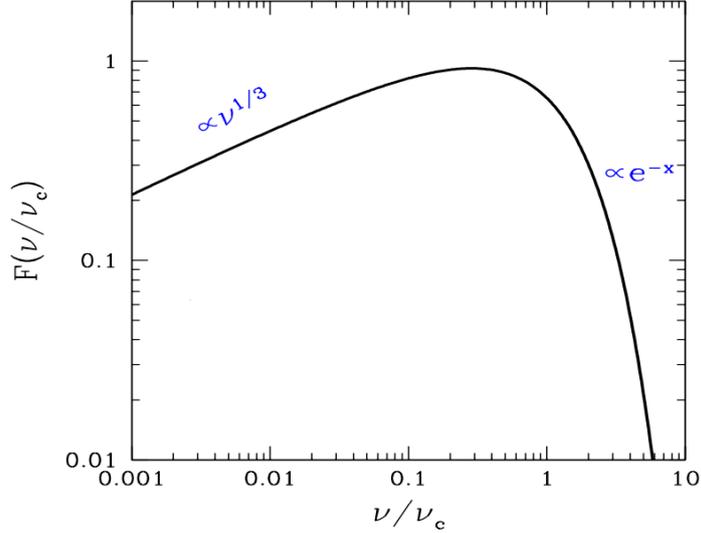


Figura 1.5: Distribuzione spettrale della potenza emessa da un singolo elettrone in scala logaritmica. La frequenza è espressa rispetto alla frequenza critica ν_s . Si può notare come la potenza emessa raggiunga il massimo per frequenze minori della frequenza critica. Fonte: [1].

L'emissività specifica $J_s(\nu)$, cioè la potenza monocromatica irradiata per unità di volume da queste particelle, è data da:

$$J_s(\nu) = \int_{E_1}^{E_2} w_s(\nu, E) N(E) dE$$

dove $w_s(\nu, E)$ è lo spettro di emissione di un singolo elettrone. Gli estremi di integrazione, inseriti per evitare che l'integrale diverga, hanno una precisa interpretazione fisica. Al di sotto di E_1 l'energia ha valori troppo piccoli per avere un effetto sul risultato, mentre oltre E_2 il numero delle particelle considerate è trascurabile, grazie alla legge di potenza. Inserendo la (1.22) nella espressione precedente si ottiene⁴:

$$J_s(\nu) = N_0 \int_{E_1}^{E_2} w_s(\nu/\nu_s) E^{-\delta} dE \propto N_0 B^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} = N_0 B^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha} \quad (1.23)$$

dove $\alpha = -\frac{\delta-1}{2}$. Questo risultato è molto diverso da quello ottenuto nel caso generale di emissione da singolo elettrone. Appare chiaro come la distribuzione iniziale delle particelle influenzi la modalità di emissione: le due hanno la stessa forma (legge di potenza) e il parametro α che definisce l'emissione è strettamente legato a quello δ relativo alle particelle relativistiche.

⁴Per calcoli più esaustivi si veda [4].

Il risultato appena ottenuto può essere interpretato in un modo più intuitivo. Lo spettro totale può essere visto come la sovrapposizione dei tanti spettri singoli degli elettroni nel sistema. Ogni elettrone emette, approssimativamente, alla propria frequenza critica e sono tutti soggetti allo stesso campo B. Si ottiene così una distribuzione a legge di potenza.

1.2.2 Effetto Compton Inverso

L'effetto Compton inverso è un caso particolare del più classico scattering Compton.

L'effetto Compton fu scoperto nel 1923 da Arthur Holly Compton. Egli dimostrò, con i suoi esperimenti, che la luce non può essere trattata solo come un'onda poiché presenta comportamenti corpuscolari.

Lo scattering Compton classico descrive la perdita di energia da parte di un fotone molto energetico a causa della collisione con un elettrone libero. Lo scattering Compton inverso è invece il processo opposto, durante il quale un fotone acquista energia a causa dell'urto con un elettrone molto energetico, solitamente ultra-relativistico. L'effetto è ben osservabile specialmente quando i fotoni hanno, originariamente, una energia molto bassa.

Vediamo come calcolare l'energia che guadagnano i fotoni e la potenza emessa da una regione in cui avviene lo scattering Compton inverso.

Cominciamo, innanzitutto, analizzando ciò che avviene durante un singolo urto. Osservando la Figura 1.6 si può notare come, a causa della aberrazione della luce, gli angoli in gioco nell'interazione non siano gli stessi nei sistemi di riferimento dell'elettrone e del laboratorio.

Decidiamo di svolgere i calcoli nel sistema (S') dell'elettrone, per poi riportare i risultati nel sistema (S) del laboratorio.

Data la frequenza ν' del fotone in (S'), assumiamo che $h\nu' \ll m_e c^2$. Ciò ci permette di utilizzare la sezione d'urto di Thomson e di trascurare gli effetti relativistici.

La frequenza del fotone in (S') è data dall'effetto Doppler relativistico:

$$\nu' = \nu\gamma(1 - \beta \cos \theta)$$

Il fotone diffuso avrà la stessa frequenza $\nu'' = \nu'$.

Tornando nel sistema del laboratorio, ν'' cambierà a causa, di nuovo, dell'effetto Doppler:

$$\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'') = \nu\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)(1 + \beta \cos \theta'') \propto \nu\gamma^2 \quad (1.24)$$

La geometria del sistema determina la massima e la minima energia del fotone diffuso, che si ottengono rispettivamente quando il fotone arriva frontalmente rispetto all'elettrone o quando arriva di spalle. In caso di distribuzione isotropa di fotoni ed elettroni,

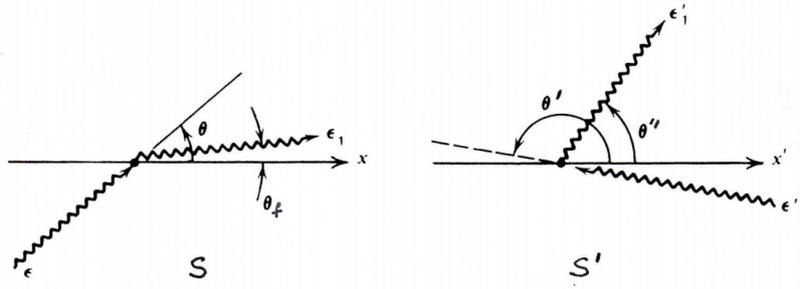


Figura 1.6: Geometria dell'effetto Compton Inverso nel sistema di riferimento di laboratorio (S) e dell'elettrone (S'). Il fotone incidente è indicato con i simboli ϵ ed ϵ' , quello diffuso con ϵ_1 ed ϵ'_1 . Fonte [4].

questi ultimi vengono diffusi con una energia maggiore di un fattore γ^2 rispetto a quelli incidenti (risultato ottenuto nell'ultima approssimazione della (1.24)).

Date tutte le approssimazioni appena fatte, la potenza emessa da un urto nel sistema di riferimento dell'elettrone può essere espressa usando la sezione d'urto di Thomson:

$$P' = -\sigma_T c U'_{rad} \quad (1.25)$$

dove U'_{rad} è la densità di radiazione che incide sull'elettrone nel suo sistema di riferimento.

Come noto, la potenza è un invariante di Lorentz e possiamo affermare che $P' = P$. Rimane solo da trasformare U'_{rad} nel sistema di riferimento del laboratorio. Questo può essere svolto con diversi approcci, che sono esposti esaustivamente in [2]. Qui riporteremo solamente il risultato finale:

$$U'_{rad} = [\gamma(1 + \beta \cos \theta)]^2 U_{rad}$$

Inserendo questa espressione nella (1.25) e integrando il risultato su tutto l'angolo solido (si assume che il campo di radiazione sia isotropo in S) si ottiene:

$$P = \sigma_T c U_{rad} \gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2\right) \quad (1.26)$$

Per calcolare la potenza emessa nel processo di scattering dobbiamo sottrarre alla (1.26) la potenza iniziale dei fotoni incidenti $\sigma_T c U_{rad}$. Questo perché la (1.26) esprime la potenza finale dei fotoni diffusi.

Il risultato finale è:

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \beta^2 \gamma^2 \quad (1.27)$$

È importante osservare come questa espressione sia pressoché identica alla (1.19) per la radiazione di sincrotrone. Una applicazione di questa similitudine sarà esposta nel paragrafo 3.2.2.

Le energie dei fotoni diffusi sono generalmente molto elevate: consideriamo degli elettroni relativistici con $\gamma \sim 10^3$. Possiamo approssimare ([4]) la (1.27) scrivendo:

$$E_{IC} \approx \gamma^2 E_{fotone} \quad (1.28)$$

L'energia del fotone, se di origine termica, si può ricavare dalla temperatura scrivendo $E_{fotone} \approx k_B T$. Sostituendo valori tipici si ottengono raggi gamma nel caso di radiazione stellare ($T \sim 10^4$ K) e raggi X per la radiazione cosmica di fondo ($T \approx 3$ K).

CMBR e l'Effetto Sunyaev–Zeldovich

La radiazione cosmica di fondo o, in inglese, *Cosmic Microwave Background Radiation* (*CMBR*), è la radiazione che permea l'intero universo e che viene ritenuta la traccia più importante del big bang.

La CMBR è stata, dal momento della sua scoperta nel 1964, molto studiata. Oggi sappiamo che essa è compatibile con la radiazione di corpo nero alla temperatura di circa $3K$ e che è, in prima approssimazione, identica in tutte le direzioni (se non si considerano piccole variazioni di $\sim 10^{-5}K$).

Il fatto che questa radiazione sia isotropa e ad energia molto bassa è alla base dell'effetto Sunyaev–Zeldovich. Questo fenomeno si presenta quando la radiazione cosmica di fondo attraversa una regione, solitamente un plasma intergalattico, dove sono presenti elettroni termici a $10^{7\sim 8}$ K e va incontro ad effetto Compton inverso. Dato che queste regioni sono molto estese⁵, la CMBR subisce molteplici interazioni e, nonostante il valore di γ poco superiore a 1, il guadagno energetico diventa significativo (si veda l'equazione (1.28)). Data la nostra profonda conoscenza della CMBR, non è difficile determinare quando lo spettro di quest'ultima è stato modificato da tale fenomeno.

Lo spettro della radiazione cosmica di fondo viene così spostato verso frequenze più alte che fanno apparire la regione interessata leggermente più calda.

⁵I plasmii intergalattici si trovano all'interno degli ammassi di galassie e hanno dimensioni dell'ordine del Mpc.

Capitolo 2

Introduzione ai Plasmi

I plasmi sono sistemi astrofisici molto diffusi e sono responsabili di buona parte della radiazione non stellare dell'universo, soprattutto per quanto riguarda i fenomeni più energetici. Nello studio del campo magnetico della galassia 3C219 la radiazione analizzata proviene da una precisa classe di plasmi: quelli relativistici. In essi si determinano le condizioni per i due fenomeni più importanti nello studio di questa galassia: il sincrotrone e lo scattering Compton inverso.

2.1 Proprietà generali dei Plasmi

Un fluido che è composto interamente da particelle cariche e, allo stesso tempo, rimane nel suo complesso elettricamente neutro, è un plasma. In un plasma termico di tipo astrofisico, le particelle hanno temperatura molto alta o, equivalentemente, si muovono a velocità elevate. La fisica di un sistema di questo tipo è determinata dagli urti (in senso lato) tra le particelle e non dalle loro interazioni elettrostatiche.

Nello spazio interstellare o intergalattico i plasmi possono formarsi con relativa semplicità. Il mezzo che si trova in questi luoghi è molto rarefatto e le fonti energetiche che possono ionizzarlo sono ampiamente disponibili, ad esempio una stella oppure un nucleo galattico attivo.

Nello studiare i plasmi astrofisici si fanno diverse assunzioni ed approssimazioni. Per esempio, si assume che i plasmi siano fluidi ideali e che, quindi, siano incompressibili e privi di frizione interna.

Tale assunzione permette di utilizzare le conoscenze "classiche" della magnetoidrodinamica per studiare i fenomeni che vi avvengono all'interno.

Per completezza, va riportato che l'approssimazione di fluido ideale è valida solo se il fenomeno studiato ha una scala maggiore della lunghezza di Debye λ_D . Questo fattore assicura che l'energia cinetica delle particelle del plasma sia molto maggiore del

potenziale elettrostatico tra le cariche e che la dinamica del sistema non sia determinata da quest'ultimo.

Data la presenza di particelle cariche in movimento, nei plasmi possono generarsi campi magnetici e questi, a loro volta, possono dare luogo a vari fenomeni più complessi, come la radiazione di sincrotrone.

I plasmi si dividono in due grandi classi: i plasmi termici e quelli non termici. I plasmi relativistici fanno parte della seconda categoria.

I plasmi termici sono caratterizzati dalla condizione di equilibrio termico, la loro distribuzione di energia obbedisce alla distribuzione di Maxwell-Boltzmann ed hanno una temperatura definita. Si formano solitamente vicino a stelle giovani oppure molto calde che, con la loro energia, riescono a scaldare il gas in modo uniforme. I plasmi termici sono solitamente anche quelli più densi. La densità è infatti un fattore fondamentale per permettere alle particelle di urtare e ridistribuire la loro energia, in modo da mantenere l'equilibrio termico.

Fenomeni tipici associati ai plasmi termici sono l'emissione di corpo nero e la Bremsstrahlung.

I plasmi non termici non obbediscono alla distribuzione di Boltzmann e non gli si può associare una temperatura. Rispetto a quelli termici, in essi avvengono fenomeni energetici e più complessi, come il sincrotrone o l'effetto Compton inverso. La loro formazione deriva da fenomeni particolari, alcuni dei quali saranno esposti nella sezione 2.2.1.

Ai plasmi sono solitamente associate delle grandezze caratteristiche, utili per semplificare i calcoli quando si trattano i fenomeni elettromagnetici. Si definiscono:

- la densità di elettroni liberi n_e ;
- la frequenza del plasma: $\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}}$;
- l'indice di rifrazione $n_r = \sqrt{\epsilon_r} \simeq \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}$;

Una semplice applicazione delle grandezze appena elencate si ottiene studiando come le onde elettromagnetiche possano essere trasmesse attraverso il plasma. Data un'onda di frequenza ν , se $\nu < \nu_p$ allora n_r risulta immaginario e ciò implica che l'onda, non potendo essere trasmessa, viene riflessa. Quando $\nu > \nu_p$ l'onda si può propagare attraverso il plasma.

Nel caso del mezzo interstellare le densità sono così basse che anche le onde radio si propagano senza problemi.

Analizziamo un'altra applicazione delle quantità sopra mostrate, la *misura di dispersione* (M.D.). Quando un plasma è attraversato da un'onda elettromagnetica conosciuta

è possibile ottenere una stima della densità di elettroni lungo la linea di osservazione servendosi della misura di dispersione.

Data un'onda elettromagnetica, con $\nu > \nu_p$, essa si propagherà nel plasma con la cosiddetta velocità di gruppo v_g , approssimabile come:

$$v_g \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

Quando un pacchetto d'onda, composto da diverse frequenze, attraversa il plasma, viene alterato a causa della diversa velocità di trasmissione delle diverse frequenze.

Per una data frequenza il tempo necessario ad attraversare una nube di lunghezza L è:

$$t(\nu)_L = \int_0^L \frac{dl}{v_g} \approx \frac{L}{c} + \frac{1}{2c} \left[\frac{e^2}{\pi n_e \nu^2} \right] \Theta$$

dove Θ è la misura di dispersione ed è data dall'integrale:

$$\Theta = \int_0^L n_e dl \quad (2.2)$$

L'intervallo di tempo da cui sono separate due onde di frequenza diversa una volta uscite dal plasma è:

$$\Delta T_{\nu_1, \nu_2} = \frac{\Theta}{2c \pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad (2.3)$$

Conoscendo la sorgente luminosa dietro il plasma è possibile misurare il valore di $\Delta T_{\nu_1, \nu_2}$ e ricavare la misura di dispersione. Da quest'ultima si può ottenere una stima della densità di elettroni all'interno del plasma. Per poter ottenere la misura di dispersione è necessaria una emissione di tipo impulsivo, in modo tale da poter tracciare la propagazione del fronte d'onda. Un esempio astrofisico è costituito dalle pulsar. Viceversa, in caso di emissione continua (nel tempo) da parte della sorgente, non è possibile misurare la M.D. .

2.2 Plasmi Relativistici

Una componente molto importante dei plasmi non termici è composta dai plasmi relativistici. Sono chiamati in questo modo perché le velocità delle particelle al loro interno sono relativistiche o ultra-relativistiche.

Questo tipo di plasmi ha una distribuzione energetica nella forma di una legge di potenza, del tipo

$$N(E) = E^{-x} \quad (2.4)$$

con $x = 2 \sim 3$ ed E l'energia.

Tutti i plasmi relativistici che osserviamo hanno una distribuzione di questo tipo. Tale distribuzione è ritrovata, ad esempio, anche nei raggi cosmici, che sono un caso particolare di plasmi relativistici.

Va ricordato che i plasmi relativistici devono necessariamente essere rarefatti, in modo che al loro interno avvenga il minor numero possibile di urti. In caso contrario l'energia verrebbe ridistribuita, si perderebbe la forma della distribuzione e dopo poco tempo il plasma relativistico diventerebbe un plasma termico.

Le elevate velocità delle particelle all'interno di questi plasmi obbliga a considerare gli effetti relativistici nello studio dei fenomeni che vi avvengono. Per questa ragione i plasmi relativistici sono sorgenti primarie di fenomeni, studiati nel Capitolo 1, in cui sono necessarie particelle relativistiche. I più importanti sono il sincrotrone e l'effetto Compton inverso, ma possono avvenire anche processi di Bremsstrahlung relativistica.

Nel caso della radio galassia 3C219, plasmi relativistici sono stati identificati nelle regioni che emettono per sincrotrone, grazie alla presenza di campi magnetici. Tali plasmi sono il luogo da cui proviene la maggiore emissione radio e si ritiene che al loro interno avvenga emissione per sincrotrone e per scattering Compton inverso con la radiazione cosmica di fondo.

2.2.1 Modalità di Formazione

I plasmi relativistici sono noti agli astrofisici da molto tempo, ma lo stesso non si può dire della loro modalità di formazione. Di seguito vengono introdotti due meccanismi che sono stati presentati come possibili modalità di formazione di questo tipo di plasmi.

L'accelerazione di Fermi

Il primo a proporre una teoria consistente per spiegare la formazione dei plasmi relativistici fu Enrico Fermi nel 1949. La sua teoria è relativamente semplice e si basa sull'interazione tra particelle cariche e nubi magnetizzate in movimento.

Secondo questo schema esistono particelle cariche che viaggiano libere nello spazio interstellare. Quando incontrano una nube magnetizzata possono "urtare" contro di essa e cambiare direzione. Fermi riuscì a dimostrare come, dopo un certo numero di urti, una particella potesse raggiungere velocità relativistiche.

Vediamo come si articola il meccanismo di Fermi. Per farlo dobbiamo studiare il caso degli urti tra nube e particella. Possiamo farlo in una dimensione, così da semplificare i calcoli ma ottenendo comunque un risultato analogo a quello tridimensionale.

Sia data una nube di massa M e velocità \vec{u} , caratterizzata da un campo magnetico interno \vec{B} . Sia data poi una particella carica di massa m e velocità \vec{v} , con $\vec{v} \gg \vec{u}$.

L'urto tra questi due oggetti è in realtà un fenomeno fisico abbastanza complesso, governato dalle leggi dell'elettromagnetismo. Per gli scopi di questa analisi è sufficiente

osservare che, quando il campo magnetico \vec{B} è abbastanza elevato, la particella che tenta di attraversare la nube viene riflessa.

Dato che la nube è composta da una moltitudine di particelle, in condizioni generali ha senso assumere che $M \gg m$. Ciò ci permette di trascurare gli effetti elettromagnetici dell'urto e di trattarlo come un urto elastico classico. Si ricava così la velocità finale \vec{v}' della particella dopo un urto:

$$\vec{v}' = -\vec{v} \pm 2\vec{u} \quad (2.5)$$

La fisica dell'urto determina quale segno deve essere utilizzato nella (2.5). Facendo riferimento alla Figura 2.1: se l'urto è di prima specie andrà preso il segno $-$ mentre se è di seconda specie si utilizzerà il $+$. È chiaro che nel primo caso si avrà il valore maggiore di \vec{v}' in valore assoluto.

Una breve analisi statistica mostra come, per una serie di urti, sarà più probabile che avvengano urti di I^a specie rispetto a quelli di II^a e la particella, dopo una lunga serie di interazioni, verrà in generale accelerata.

Calcolando la distribuzione energetica di un fascio di particelle dopo un certo numero di urti si ottiene poi una legge di potenza come quella riportata in (2.4), compatibile con i dati sperimentali.

Il problema di questo meccanismo è che le scale temporali entro cui verrebbero raggiunte le velocità relativistiche sono estremamente elevate, addirittura maggiori dell'età dell'universo. Questo dato è chiaramente in contrasto con le osservazioni, visto che i plasmi relativistici sono molto diffusi.

Pur non essendo in grado di spiegare l'origine dei plasmi relativistici, l'accelerazione di Fermi rimane una teoria importante. Nonostante la sua scarsissima efficienza, è in grado di riprodurre distribuzioni in energia delle particelle cariche che seguono una legge di potenza, come effettivamente osservato, per esempio, nei raggi cosmici. Ha segnato l'inizio dello studio profondo dei plasmi relativistici e ha portato alla luce un problema importante dell'astrofisica che rimane, in parte, ancora irrisolto.

La teoria delle onde di shock

Un'altra teoria proposta come in grado di generare plasmi relativistici è quella delle onde di shock. Le onde di shock si verificano in un fluido quando esso viene perturbato da un fenomeno impulsivo. In astrofisica può accadere che un fluido ad alta velocità proveniente da una sorgente molto energetica, come un AGN o una supernova, si scontri con un gas più freddo e meno denso, come il mezzo interstellare. In questo caso possono formarsi onde di shock che sono responsabili dell'accelerazione delle particelle.

Analizziamo brevemente cosa avviene in un fenomeno di questo tipo.

Prendiamo in considerazione il caso di una supernova. Quando avviene l'esplosione la materia calda della stella viene espulsa a grande velocità verso lo spazio interstellare. Qui si trova del gas freddo che può essere considerato in quiete.

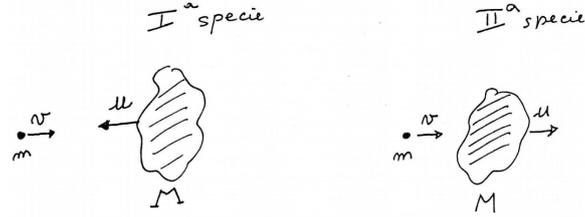


Figura 2.1: Rappresentazione grafica degli urti che possono avvenire tra la particella (m, \vec{v}) e la nube magnetizzata (M, \vec{u}). L'urto di I^a specie vede i due oggetti collidere con velocità in direzioni opposte. Nell'urto di II^a specie le velocità dei corpi hanno la stessa direzione e la particella, che ci trova dietro la nube, ha velocità maggiore rispetto a quest'ultima. Fonte: [4].

I due fluidi, dopo poco tempo, sono destinati ad incontrarsi. La natura della loro interazione dipende dal valore della costante c_s , la velocità del suono nel mezzo interstellare:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_H}}$$

dove γ è la costante adiabatica, m_H la massa dell'idrogeno e μ è il peso molecolare medio. Quando la velocità del gas proveniente dalla supernova è maggiore di c_s si forma uno shock, analogo all'onda d'urto creata da un oggetto che sulla terra si muove più veloce del suono.

L'onda di shock generata tra lo scontro dei due fluidi si comporta in modo particolare. Essa si muove attraverso il fluido con una velocità molte volte più grande di c_s (analogamente diremo che lo shock si muove con un alto numero di Mach), che indicheremo con \vec{u}_s . Al suo passaggio la materia subisce forti sollecitazioni e i valori di temperatura e densità presentano una forte discontinuità.

Studiare come gli shock riescano ad accelerare le particelle è piuttosto complesso. Una trattazione adeguata è svolta nei testi [2] e [10]. Per questa esposizione ci limiteremo ai concetti principali senza scendere nei calcoli. Ad oggi si ritiene che il fronte d'onda non sia il diretto responsabile dell'accelerazione delle particelle. Secondo la teoria attuale le particelle acquistano energia tramite un meccanismo molto simile al già analizzato meccanismo di Fermi. Vediamo come le particelle vengono accelerate fino a formare i plasmi relativistici.

Al suo passaggio, l'onda d'urto trascina dietro di sé delle nubi magnetizzate che si muovono ad una velocità $\vec{u} = \frac{3}{4}\vec{u}_s$ nella stessa direzione dello shock. Considerando un elettrone, che al passaggio dello shock rimane sostanzialmente imperturbato, esso interagisce con queste nubi secondo il meccanismo di Fermi. La velocità \vec{v}_0 dell'elettrone è molto minore di quella della nube e dalla relazione (2.5) si trova che la velocità finale

dell'elettrone è:

$$\vec{v}' = 2 \cdot \frac{3}{4} \vec{u}_s = \frac{3}{2} \vec{u}_s$$

L'elettrone ha ora una velocità superiore a quello dello shock ed è in grado di superarlo. Fatto questo, si trova in una zona del mezzo interstellare non ancora raggiunta dall'onda d'urto e in cui sono presenti nubi di materiale che si muovono a velocità dell'ordine di v_0 , quindi molto bassa. L'elettrone interagisce con queste nubi tramite, di nuovo, il meccanismo di Fermi, ma in questo caso "rimbalza" contro di esse, ritorna verso lo shock e la sua energia rimane inalterata. Questa serie di processi può avvenire diverse volte e l'elettrone, dato che raddoppia la sua velocità ad ogni interazione con le nubi dietro lo shock, può raggiungere velocità relativistiche. Quando la sua energia raggiunge un valore abbastanza elevato, le nubi non riescono più a trattenerlo e viene liberato nel mezzo interstellare.

È possibile calcolare la distribuzione energetica di un fascio di elettroni che sono accelerati tramite questo fenomeno. Come per il caso dell'accelerazione di fermi, la distribuzione ottenuta è una legge di potenza (2.4) e il termine all'esponente dipende in modo importante dal numero di Mach del fronte d'onda.

Per le supernove possiamo stimare qual è l'energia massima che può essere raggiunta per mezzo delle onde di shock.

Il materiale di una supernova è espulso a circa 10^4 km s^{-1} , ben al di sopra della velocità del suono nel mezzo interstellare, circa 10 km s^{-1} . Le onde di shock si formano e proseguono il loro moto fino a che l'espansione non ne prosciuga l'energia. L'accelerazione delle particelle avviene nella fase iniziale dell'esplosione, quando le onde non hanno ancora perso energia. Questa fase dura all'incirca 10^3 anni. Assumendo che nel mezzo interstellare il campo magnetico sia di 10^{-10} T , l'energia massima raggiungibile dalle particelle è di 10^{14} eV . Ma gli spettri delle particelle relativistiche osservate nelle supernove raggiungono almeno i 10^{15} eV . È necessario che entrino in gioco altri meccanismi per spiegare energie così elevate.

Va poi ricordato che in casi particolari, come i raggi cosmici, le massime energie rilevate sono di 10^{20} eV . Tali energie sono così elevate che queste particelle non riescono ad essere confinate nemmeno all'interno della nostra galassia (l'energia massima sarebbe di 10^{15} eV). Per tali particelle i meccanismi di accelerazione sono più complessi e avvengono nel mezzo intergalattico.

Un altro problema legato a questa teoria è che i tempi in cui si dovrebbero raggiungere le velocità relativistiche sono di decine di anni, ma nella realtà le emissioni radio tipiche dei plasmi relativistici si osservano, nelle supernove, già nelle prime settimane dopo la loro esplosione.

Il meccanismo degli shock rimane valido anche quando si parla di plasmi derivanti da AGN.

Gli AGN (Active Galactic Nuclei o Nuclei Galattici Attivi) sono fenomeni ad altissima energia che riscaldano ed espellono grandi quantità di materia. Sono osservati in circa il 10% delle galassie.

Negli AGN la materia viene lanciata al di fuori del piano galattico in strutture coniche che partono dal nucleo e si estendono perpendicolarmente al piano galattico. Tali strutture sono dette *jet* e sono caratterizzate da forte emissione radio (indice di plasmi relativistici).

I jet possono percorrere distanze molto elevate prima di scontrarsi con il mezzo intergalattico, dove formano le *hot-spots*. In particolare, queste sono le regioni in cui si formano le onde di shock ed esse si muovono nel mezzo a velocità supersoniche. Le regioni delle hot-spots sono caratterizzate da emissione estremamente intensa, perché qui gli elettroni ultra-relativistici del jet vengono ulteriormente accelerati. Quando gli elettroni sfuggono alla regione di accelerazione, si allontanano e formano i *lobi*.

Le onde di shock hanno meno criticità nel contesto dei jet e dei lobi. L'intervallo temporale in cui sono in attività è ampiamente sufficiente a spiegare la nascita dei plasmi¹.

In più, il fatto che dal nucleo galattico provenga continuamente materia può sostenere diverse e continue onde di shock.

¹Si stima che un AGN rimanga in attività per circa 500 Mys.

Capitolo 3

Campi Magnetici

3.1 Il Problema dei Campi Magnetici in Astrofisica

L'astrofisica è forse l'unica branca della fisica nel quale si è obbligati ad effettuare esperimenti e misurazioni solo a distanza. Spesso non è nemmeno possibile svolgere misure dirette, ma bisogna accontentarsi di analisi indirette.

Per misurare il campo magnetico di un oggetto astrofisico è necessario ricorrere a tecniche particolari. Queste tecniche si basano su fenomeni, come l'emissione di sincrotrone o la radiazione polarizzata, che non sempre accompagnano gli oggetti studiati. Inoltre, il valore del campo magnetico che si riesce ad ottenere può essere limitato alla componente lungo la sola linea di vista.

Questi fattori, insieme al fatto che i campi magnetici che si riescono a misurare sono in generale molto piccoli, dell'ordine del microGauss, spiegano perché i campi magnetici siano così difficili da studiare, in astrofisica. Siamo in grado di misurarli solo in particolari regioni e, dove riusciamo a farlo, le incertezze sono spesso importanti.

3.2 Misura dei Campi Magnetici

Le misurazioni dei campi magnetici negli oggetti astrofisici può essere ottenuta in due modalità diverse: tramite misure dirette oppure indirette. Le prime consentono di avere una "vera" misura del campo magnetico, mentre le seconde offrono solo una stima di tale grandezza.

Le misure dirette possono essere effettuate utilizzando lo spettro di sincrotrone oppure quest'ultimo insieme ad una simultanea emissione per Inverse Compton. Le misure indirette sfruttano invece la polarizzazione della radiazione elettromagnetica, come per la rotazione di Faraday, oppure il bilancio energetico del sistema studiato, come per il metodo dell'equipartizione.

In generale più di un metodo per la misura o la stima del campo magnetico può essere usato per lo stesso oggetto. Ciò permette di avere una maggiore sicurezza riguardo alla misura e anche di poter osservare se alcuni metodi, sotto certe condizioni, sono più precisi di altri.

3.2.1 Autoassorbimento di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è un chiaro indice della presenza di un campo magnetico, come visto nel Capitolo 1.2.1.

È possibile, in alcuni casi particolari, ottenere una misura diretta del campo magnetico nella regione che emette per sincrotrone sfruttando spettro di questo fenomeno. Per farlo è necessario che la regione, ad esempio una nube di gas caldo, sia molto densa. Ciò causa l'emergere di fenomeni di assorbimento della radiazione da parte della nube stessa.

Facendo uso dei coefficienti di Einstein, è possibile ottenere il valore del coefficiente di assorbimento:

$$\mu_s \approx \nu^{-(\delta+4)/2} B_{\perp}^{(\delta+2)/2} \quad (3.1)$$

dove δ è il coefficiente della legge di potenza secondo cui sono distribuiti gli elettroni relativistici (2.4). Inserendo questa espressione nell'equazione del trasporto radiativo, si ottengono due diversi comportamenti. A basse frequenze, ovvero nel regime otticamente spesso, l'emissione è proporzionale a $\nu^{5/2}$; a frequenze più elevate, quando il mezzo è otticamente sottile, l'emissione segue l'andamento $\nu^{-\frac{\delta-1}{2}}$ e rimane inalterato (rispetto all'emissione vista in (1.23)).

Osservando un esempio di spettro autoassorbito in Figura 3.1, possiamo vedere che il flusso ha un massimo, come ci si aspetta dalla derivazione teorica. Tale massimo, o picco, corrisponde al valore S_t del flusso e a quello di ν_t per la frequenza.

Tralasciando i calcoli completi (che possono essere trovanti in [4]), è possibile ottenere una relazione che lega queste due grandezze:

$$\nu_t \approx 2 S_t^{2/5} \theta^{-4/5} B_{\perp}^{1/5} (1+z)^{1/5} \quad (3.2)$$

dove θ è la dimensione angolare della sorgente in mas, ν_p è misurato in GHz, S_p in Jy, B_{\perp} in mG e z è il redshift della sorgente.

In alcune radiosorgenti compatte è possibile misurare tutti i parametri energetici della (3.2), tranne il valore di B . In particolare, ν_t e S_t sono determinati dal profilo dello spettro della radioemissione, mentre θ deve essere misurato grazie ad osservazioni di interferometria intercontinentale, che consente risoluzioni dell'ordine di qualche millisecondo d'arco, necessaria per determinare le dimensioni angolari della regione radioemittente.

Quindi, dalla (3.2), si ottiene che $B_{\perp} \propto \nu_t^5$. Questa relazione permette di trovare il campo magnetico, ma spesso ha una precisione limitata. Un piccolo errore sulla frequenza di picco viene amplificato sulla misura del campo magnetico e, nella maggior parte dei casi, le misure sono accurate solo entro un ordine di grandezza.

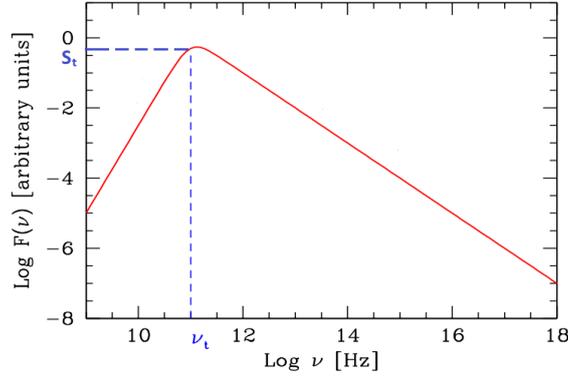


Figura 3.1: Spettro, in scala logaritmica, di una sorgente di sincrotrone soggetta ad autoassorbimento. Il massimo dello spettro corrisponde ad una frequenza ν_t . Fonte: [1].

Questo metodo è forse quello più importante tra quelli che citeremo e si dimostra molto efficace nello studio delle radio sorgenti compatte.

3.2.2 Radiazione simultanea da Sincrotrone ed IC

Quando un oggetto emette, oltre che radiazione di sincrotrone, anche per Inverse Compton, è possibile ottenere una misura diretta del campo magnetico in maniera piuttosto semplice.

I due processi considerati presentano spettri, calcolati nei paragrafi 1.2.1 e 1.2.2, concentrati in due bande distinte, quella radio per il sincrotrone e quella X per l'Inverse Compton. È per questo che si possono studiare contemporaneamente per ottenere informazioni aggiuntive.

Considerando le espressioni per le potenze emesse da tali processi, si può notare come la forma di tali espressioni sia identica (equazioni (1.19) e (1.27)). L'unica differenza riguarda il tipo di energia in gioco: nel sincrotrone si ha la densità di energia magnetica U_B mentre nell'effetto Compton inverso si ha quella di radiazione U_{rad} .

Calcolando le luminosità integrate dei due fenomeni (L_{sinc} per il sincrotrone e L_{IC} per il Compton inverso), vale la relazione ottenuta facendo il semplice rapporto delle luminosità:

$$\frac{L_{sinc}}{L_{IC}} \simeq \frac{L_{radio}}{L_X} \simeq \frac{U_B}{U_{rad}} \quad (3.3)$$

dove L_{radio} ed L_X sono le luminosità nelle bande radio ed X, corrispondenti alle emissioni di sincrotrone ed inverse Compton.

Le due luminosità, quando identificate, sono facilmente determinabili (l'unica problematica potrebbe essere il numero limitato di fotoni che si riescono a misurare, a causa della distanza della sorgente). La parte complessa risiede nel conoscere il valore della

U_{rad} all'interno dell'oggetto, cosa che in condizioni normali può essere estremamente difficile. Esiste un caso in cui il suo valore può essere determinato in modo molto semplice: quando la radiazione soggetta ad Inverse Compton è quella della radiazione cosmica di fondo. La CMBR è conosciuta e usando la sua densità di energia è possibile ottenere una misura del campo magnetico all'interno della sorgente.

Questo tipo di analisi è spesso utilizzata per studiare il campo magnetico di radio sorgenti. I lobi di questi oggetti sono un tipico luogo in cui avvengono entrambi i fenomeni necessari per applicare questo metodo.

3.2.3 La rotazione di Faraday

La rotazione di Faraday è un fenomeno che ruota l'angolo del vettore di polarizzazione quando si attraversa una regione occupata da un plasma magnetizzato.

Immaginiamo un'onda polarizzata di frequenza ν che attraversa un tale plasma. Essa può essere vista come la sovrapposizione di due onde, polarizzate circolarmente con verso di rotazione opposto. L'indice di rifrazione del plasma risulta diverso per le due onde circolari. La differenza tra i due indici è:

$$\Delta n = \frac{\nu_p^2 \nu_L}{\nu^3} \cos \theta \quad (3.4)$$

Qui ν_p è la frequenza del plasma (2.1), ν_L è quella di Larmor (già incontrata in 1.2.1) e θ è l'angolo formato tra la direzione del campo magnetico e quella di propagazione dell'onda.

Un indice di rifrazione diverso implica una diversa velocità di propagazione delle onde nel mezzo. Dopo aver attraversato tutta la regione, le due onde circolari avranno percorso una distanza l .

Dopo aver percorso questa distanza, le due onde risultano sfasate di una quantità $\Delta\phi$ e la direzione della polarizzazione lineare non sarà più la stessa di quella in entrata. È possibile calcolare di quale angolo è stata ruotata la polarizzazione:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\phi}{2} = \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2 \omega^2} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \approx \lambda^2 \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \quad (3.5)$$

dove $\lambda = c/\nu$ è la lunghezza d'onda di osservazione, n_e da densità degli elettroni nel plasma, $\omega = \frac{eB}{m_e c}$ e B_{\parallel} la componente del campo magnetico parallela alla linea di vista. Da questa espressione è possibile ricavare una grandezza, detta *misura di rotazione* (R.M.).

$$R.M. = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \quad (3.6)$$

Questa misura può essere usata, unitamente a quella di dispersione già vista nel Capitolo 2, per ricavare una stima della componente parallela alla linea di vista del campo magnetico all'interno del plasma.

Si ottiene la seguente relazione, in cui la misura di dispersione è indicata con D.M. :

$$\langle B_{\parallel} \rangle \propto \frac{R.M.}{D.M.} \propto \frac{\int n_e B_{\parallel} dl}{\int n_e dl} \quad (3.7)$$

Nella pratica questo metodo che fa uso della rotazione di Faraday è molto poco usato. Per svolgere le misure di dispersione sono necessarie fonti di radiazione definite e non continue, e tali sorgenti sono molto rare (un esempio sono le pulsar). Inoltre, il campo magnetico ottenuto è riferito solo alla componente lungo la linea di vista e non offre molte informazioni.

3.2.4 Campo di Equipartizione

Il campo di equipartizione deriva dallo studio dell'energetica di una regione che emette per sincrotrone.

Quando si vuole studiare l'energia di un gas che emette radiazione per sincrotrone, è necessario considerare l'energia derivante dalle particelle e quella derivante dal campo magnetico. Introducendo l'energia degli elettroni E_e , l'energia dei protoni E_p e quella del campo magnetico U_H , l'energia totale del sistema è data da:

$$U_{tot} = U_e + U_p + U_B = (1 + k)E_e + U_B$$

dove k rappresenta la frazione di energia dovuta ai protoni (solitamente si assume un valore di $k = 1$). Infatti i protoni non emettono radiazione che siamo in grado di misurare e rimangono praticamente invisibili.

L'energia degli elettroni è ottenuta integrando la loro distribuzione tra gli estremi energetici. Considerando poi la luminosità L della sorgente e svolgendo i complessi calcoli, si giunge al risultato:

$$U_e = C_e B^{-3/2} L \quad (3.8)$$

dove C_e è una costante che si ottiene nello sviluppo dei calcoli. L'energia del campo magnetico è, invece, legata semplicemente alla densità di energia magnetica nella sorgente ed al suo volume V :

$$U_B = C_B B^2 V \quad (3.9)$$

dove, anche qui, C_B è una costante frutto dei calcoli. Ora, l'energia totale del sistema è data dalla somma delle (3.8) e (3.9) (Figura 3.2):

$$U_{tot} = (1 + k)C_e B^{-3/2} L + C_B B^2 V \quad (3.10)$$

Non è possibile, a questo punto, stabilire esattamente come siano distribuite le due componenti della energia. (E, come già detto, neanche quanta energia è da attribuire ai protoni.) È possibile che una certa radiazione di sincrotrone sia determinata da particelle molto energetiche che si muovono in un campo magnetico debole o viceversa.

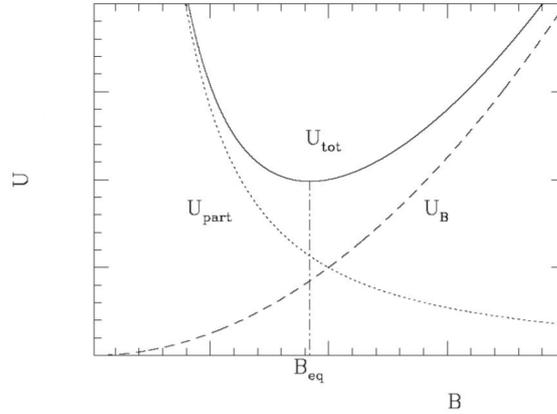


Figura 3.2: Energetica di una radio sorgente. le due linee tratteggiate rappresentano l'energia delle particelle $U_{part} = U_p + U_e$ e quella del campo magnetico U_B . L'energia presenta un valore minimo, al quale corrisponde il campo di equipartizione B_{eq} . Fonte: [6].

Ciò che è si può assumere, in questa situazione, è che il sistema sia in una condizione di equilibrio. Questo si traduce, studiando l'energetica del sistema, nel determinare l'energia minima del sistema. La condizione di equilibrio si ottiene ponendo a zero la derivata della (3.10) rispetto al campo magnetico. Il calcolo porta a:

$$(1 + k)E_e = \frac{4}{3}U_B \quad (3.11)$$

L'ultima equazione mostra come, in condizione di minima energia, le due componenti della (3.10) siano in valore piuttosto simili. La condizione appena trovata viene quindi detta di *equipartizione* e può essere utilizzata per ricavare il campo magnetico sotto la condizione di minima energia, che è detto campo di equipartizione:

$$B_{eq} = \left[\frac{3}{4}(1 + k) \frac{C_e}{C_H} \right]^{2/7} \left(\frac{L}{V} \right)^{2/7} \quad (3.12)$$

Il metodo appena riportato è ottimo per ottenere stime indirette del campo magnetico in una radio sorgente. Va però sottolineato che per raggiungere questo risultato sono state effettuate diverse approssimazioni.

In primo luogo non è affatto sicuro che l'ipotesi di minima energia totale sia verificata. Secondariamente, le caratteristiche della sorgente, assunte semplici ed omogenee, potrebbero essere molto più complesse. È incerto che il campo magnetico sia omogeneo e che lo sia anche la densità di elettroni. Inoltre il volume della regione, che incide sul valore dell'energia magnetica, può non essere misurato in modo preciso.

Capitolo 4

Applicazione Astrofisica: la Radio Galassia 3C219

In questo capitolo vediamo come i concetti introdotti in precedenza possono rivelarsi utili in un caso pratico. In particolare, consideriamo la radio-galassia 3C219 presentando le misure del campo magnetico all'interno dei suoi lobi.

La trattazione è basata sul testo [9] dove, grazie allo studio delle osservazioni nella banda X, è stato possibile determinare il campo magnetico confrontando questa radiazione con quella radio.

Prima di analizzare come è stato misurato il campo magnetico di 3C219, è utile esporre le principali caratteristiche delle galassie a lei simili.

Radio Galassie e Getti Radio

Le radio-galassie sono oggetti che hanno una luminosità radio ordini di grandezza maggiori rispetto alle galassie standard. In generale queste galassie possono essere di due tipi: estese o compatte. In quelle compatte la radiazione è emessa solo dalle regioni nucleari; quelle estese hanno emissione più diffusa e presentano una struttura più complessa, con lobi e getti radio. Ci concentreremo sulle seconde, dato che 3C219 appartiene a questa categoria

Le radio galassie estese possiedono strutture particolari: i getti radio (o radio jet). I getti sono identificati come le strutture che, a partire dal nucleo, si allontanano in direzione perpendicolare al piano della galassia in cui risiedono. Essi terminano formando i lobi. I jet sono sempre due e vengono emessi ai lati opposti del nucleo. A seconda dei casi i jet possono essere più o meno sottili e percorrere distanze molto varie prima di terminare nelle rispettive hot-spots, che poi generano i lobi. Questi ultimi sono poi estesi e luminosi ed è grazie a essi che, solitamente, le radio galassie vengono scoperte.

Vediamo ora come si formano i getti e i lobi e quali sono i processi che li accomunano. La teoria attuale sostiene che gli AGN siano responsabili di emettere, con una certa

continuità, materiale verso l'esterno della galassia e che questo determini la presenza dei jet ([4]). Le precise modalità di emissione di questi materiali sono molto complesse e attualmente non comprese fino in fondo e non saranno qui riportate. Possiamo affermare, senza allontanarci troppo dalla realtà, che la materia è espulsa a velocità molto alte, che possono arrivare a $\sim 0.2c$. I getti percorrono lunghe distanze, anche molti kpc, prima di incontrare il mezzo intergalattico. All'interno di essi sono presenti un campi magnetici e vi è quindi emissione di sincrotrone.

Quando il getto si scontra con il mezzo intergalattico, che può essere considerato in quiete, si formano delle onde di shock (già descritte nel Capitolo 2) con numero di Mach elevato. Le particelle, che già erano a velocità relativistiche, sono accelerate ulteriormente e ciò causa un forte aumento dell'emissione. Le regioni in questi fenomeni avvengono sono dette hot-spots e appaiono estremamente luminose. Quando l'energia delle particelle è abbastanza elevata, esse sfuggono alla regione dello shock e vanno a formare i lobi. In queste strutture, magnetizzate, avvengono i processi di sincrotrone e vengono emesse le onde radio che caratterizzano la radio galassia.

Le hot-spots non sono luoghi fissi, ma si muovono attraverso il mezzo intergalattico insieme alle onde di shock. Questo moto fa sì che i lobi siano in realtà composti da una scia di particelle relativistiche, sempre più vecchie man mano che ci si allontana dalle hot-spots. Le osservazioni hanno mostrato le prove di questa interpretazione.

Studiando l'emissione di sincrotrone dei lobi in parti progressivamente più lontane dalle hot-spots, si osservano spettri a legge di potenza (vedere la (1.23)) "troncati", o meglio con una pendenza che aumenta oltre una data frequenza. Ciò è compatibile con popolazioni di elettroni vecchi, nelle quali i più energetici hanno perso più energia rispetto gli altri, e sono presenti in una frazione inferiore a quella attesa.

Nelle galassie che li possiedono i getti radio non hanno mai una forma perfettamente simmetrica. Dei due jet uno è quello principale mentre l'altro è detto secondario o contro-getto. Le differenze tra i getti sono ampiamente variabili e il perché emergano è ancora incerto. La differenza può essere determinata da una intrinseca diversità di emissione da parte del nucleo, dalle diverse condizioni esterne incontrate dai due getti (dissipazione energetica differente) oppure da effetti relativistici che distorcono la nostra visione di uno dei due getti a seconda della sua velocità e orientazione rispetto alla linea di vista.

In generale il contro-getto è meno visibile per ragioni dovute all'aberrazione. Se il getto è emesso in direzione anche parzialmente opposta a quella di osservazione, il cono in cui viene emessa la maggior parte della radiazione non interseca la linea di vista. Il getto risulta quindi molto debole o invisibile.

4.1 Caratteristiche

La radio galassia 3C219 è una grande galassia ellittica a $z = 0.1744$ ¹ con una dimensione di 180 arcsec, che corrispondono a circa 680 kpc. Per dare un riferimento, la via lattea ha una dimensione stimata di circa 32 kpc.

Va considerato, quando si riporta il dato della dimensione, che la galassia non è orientata sulla sfera celeste (ovvero perpendicolarmente alla nostra linea di vista), quindi la dimensione misurata è la proiezione sul piano celeste della reale dimensione.

La denominazione di radio galassia è dovuta alla radiazione che 3C219 emette nella banda radio dello spettro. Sebbene 3C219 emetta anche nell'ottico e nella banda X, le emissioni sono decisamente più deboli e la galassia è stata identificata grazie alle misurazioni radio. Tra poco affronteremo più nel dettaglio come e da quali parti della galassia le onde radio (e non solo) sono emesse.

Vediamo le principali caratteristiche di 3C219 basandoci sulla sua catalogazione. Le galassie sono catalogate in diversi modi a seconda di alcune caratteristiche importanti: la forma nell'ottico, la dimensione o lo spettro di emissione. Nell'ottico 3C219 appare come una galassia ellittica, caratterizzata da una colorazione rossa-arancione ([12]). Inoltre fa parte di un gruppo ricco di galassie, del quale è l'oggetto più luminoso, ed è quindi indicata con la sigla 'cD' che sta per *central Dominant*.

Per quanto riguarda l'emissione radio, è catalogata come galassia FR II. La classificazione FR è stata introdotta dall'astronomo B. L. Fanaroff e dall'astrofisica J. M. Riley per schedare appositamente le radio galassie in base alla loro luminosità. La classificazione si divide in due categorie: FR I ed FR II. Nelle galassie FR I la luminosità diminuisce mano a mano che ci si allontana dal centro galattico, mentre per le FR II la luminosità aumenta all'aumentare della distanza.

La catalogazione più importante e che comprende la caratteristica più interessante di 3C219 è quella che le dà il nome. La galassia fa infatti parte del catalogo 3C (terzo catalogo di Cambridge), una raccolta di radio sorgenti astrofisiche. L'origine e le caratteristiche dell'emissione radio, dei getti e dei lobi ad essi associati sono state presentate precedentemente in questo stesso capitolo. Vediamo come si sviluppano in questa galassia.

Possiamo considerare la Figura 4.1, ottenuta nella banda radio, per orientarci nella discussione. 3C219 possiede due jet asimmetrici. Il principale è posto a sud del nucleo: è molto luminoso e appare, nelle osservazioni, rivolto parzialmente verso la terra. Questo getto possiede un grande lobo e, all'interno di questo, è presente una hot-spot. Il contro getto, a nord, è posizionato in linea con il primo ma dalla parte opposta rispetto al centro galattico. La sua forma a jet risulta meno identificabile, quasi invisibile, ed il lobo corrispondente ha una luminosità inferiore rispetto al lobo principale. Entrambi i lobi

¹La quantità z è una misura del redshift cosmologico ed è analoga ad una misura di distanza. In questo caso equivale a circa 770 Mpc.

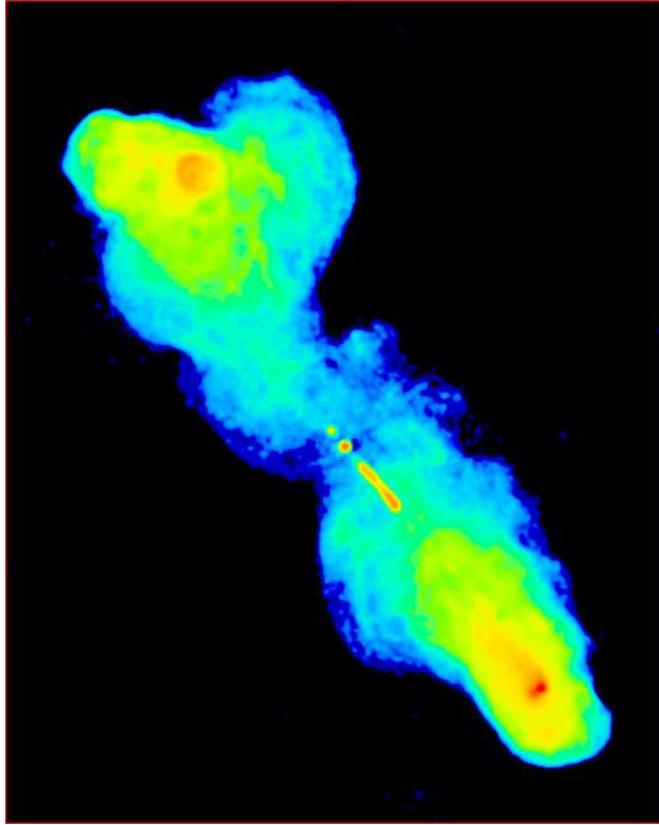


Figura 4.1: Immagine radio della galassia 3C219 ottenuta dal VLA. La colorazione della radiazione va da meno intensa, in blu, a più intensa, in rosso. Si possono distinguere i due lobi e, al loro interno, i relativi hot spot. L'emissione puntiforme al centro dell'immagine corrisponde al nucleo galattico. La traccia intensa ed allungata a sud del nucleo corrisponde al getto radio principale. Fonte: [11].

possiedono una hot-spot e quello a sud è il più luminoso, nella banda radio. Si possono notare piccole regioni luminose al centro dell'immagine. Quello più centrale corrisponde al nucleo galattico. La striscia più estesa, in direzione del lobo sud, corrisponde alla parte centrale del getto sud. La sua elevata luminosità può spiegare perché il relativo lobo risulti più potente di quello nord.

Ora che conosciamo la struttura della galassia è necessario capire quali sono i fenomeni che determinano l'emissione della radiazione. La galassia emette fortemente nella banda radio e ciò è ricondotto alla radiazione di sincrotrone. Questo fenomeno è diffuso in tutte le strutture e dimostra la presenza di un campo magnetico, non necessariamente costante, all'interno di esse. Si può notare come anche nel nucleo galattico sia presente una piccola regione di forte emissione, forse da imputare alla azione diretta dell'AGN.

Lo studio dello spettro della galassia, che verrà svolto in modo più approfondito nella prossima sezione, permette di scoprire che da essa proviene anche una modesta quantità di raggi X. Nonostante il basso numero di fotoni provenienti misurati, è possibile associare con buona confidenza questa emissione all'effetto Compton inverso con i fotoni provenienti dalla radiazione cosmica di fondo e dal nucleo galattico. Dato che sia la radiazione di sincrotrone che quella per effetto Compton inverso sono dovute a elettroni relativistici, possiamo affermare con sicurezza che all'interno di lobi, jet e hot spot siano presenti dei plasmi relativistici.

La radiazione nello spettro X risulterà molto importante nel determinare il campo magnetico della galassia. Osservazioni accurate dei raggi X hanno permesso di misurare il campo separatamente nei due lobi.

4.2 Emissione X e Misure del Campo Magnetico

Per comprendere come è stato possibile ottenere una misura del campo magnetico di 3C219 è necessario analizzarne lo spettro.

La SED della intera galassia, o Spectral Energy Distribution, è riportata in Figura 4.2. In essa si possono ben distinguere le regioni radio ed X dello spettro. La banda radio possiede un chiaro andamento a legge di potenza nel parametro della frequenza e, come abbiamo già osservato (sezione 1.2.1), questo è compatibile con la radiazione di sincrotrone da un insieme di elettroni relativistici. La regione X ha una forma meno semplice da interpretare ma risulta compatibile, per buona parte, con un'origine da effetto Compton inverso con la radiazione cosmica di fondo.

La SED non è in grado di offrire informazioni precise sulla struttura interna della galassia, motivo per il quale in [9] sono stati utilizzati dati più precisi per misurare il campo magnetico nei singoli lobi. Per quanto riguarda la banda radio, sono stati utilizzati dati provenienti dal VLA (Very Large Array, un radio interferometro costituito da 27 antenne paraboliche da 25 m, posto a Socorro, New Mexico, USA). Le osservazioni comprendono dati nella banda a 1.4 GHz un totale di 13.5 ore. Nella regione X sono stati utilizzati dati più recenti provenienti dal telescopio spaziale *Chandra*. Le osservazioni sono state svolte nel 2000 per un totale di circa 5 ore, nella banda che va da 0.5 a 7 keV. L'emissione X risulta piuttosto debole e diffusa e sono quindi state utilizzate diverse tecniche per separare la radiazione di background da quella realmente proveniente dalla galassia. Il risultato finale, a cui è stata sovrapposta all'immagine radio, è riportato in Figura 4.3. Vediamo che informazioni si possono trarre dal confronto di questi dati.

L'emissione X si sovrappone piuttosto bene a quella radio e ciò è una conferma della presenza di plasmi relativistici. A sud del nucleo è visibile una regione molto luminosa, in corrispondenza del getto più potente già osservato nell'immagine radio. A est del contro-getto (nord) si può osservare una regione in cui all'emissione X non è associata

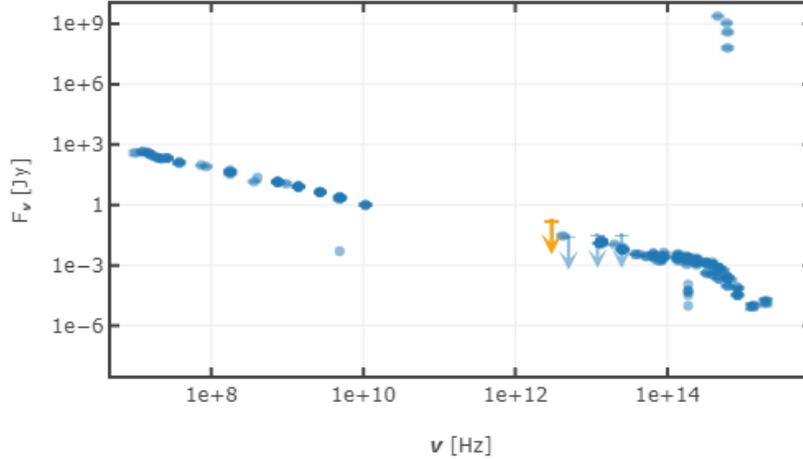


Figura 4.2: SED (Spectral Energy Distribution), in scala doppio logaritmica, della galassia 3C219. Si possono distinguere le due bande considerate nell'analisi. La X, a destra, e la radio, a sinistra, che mostra un andamento a legge di potenza. Fonte [11].

quella radio. Ciò è probabilmente dovuto ad inverse Compton con fotoni provenienti dal nucleo galattico (fenomeno, questo, più frequente proprio nei contro-getti).

Nella sua forma complessiva, l'emissione X ha una orientazione leggermente diversa rispetto a quella radio. È possibile notare come sia rivolta più verso est o, analogamente, ruotata in senso orario. La spiegazione di questo fenomeno è da ricercarsi nell'età degli elettroni relativistici: quelli responsabili dell'emissione radio (che sono molto veloci) perdono energia più in fretta rispetto a quelli responsabili dell'emissione per Compton inverso². Ciò fa sì che la radiazione X sia tuttora visibile mentre la radio non più, dato che non ci sono abbastanza elettroni con energia tale da emetterne a sufficienza. Questa interpretazione è supportata dal fatto che osservazioni nella banda radio a 74 MHz, dovuta a elettroni meno energetici di quelli responsabili per la banda a 1.4 GHz, mostrano lobi la cui estensione risulta significativamente più grande.

Passiamo infine all'analisi dei dati e alle misure del campo magnetico. Lo spettro radio, come abbiamo già accennato, è compatibile con una legge di potenza. Si ottiene un best fit con una pendenza di $\alpha \sim 0.8$ tra 178 e 750 MHz. Oltre 1 GHz si ha $\alpha \sim 1$. α è un coefficiente analogo alla x della (2.4), ma in questo caso la distribuzione è espressa in funzione della frequenza invece che dell'energia. Il fatto che la pendenza dello spettro aumenti a frequenze più elevate può essere una conferma del fatto, già riportato in precedenza, che la popolazione di elettroni molto energetici ($\gamma > 10^3$) sia ridotta a

²Vedere le relazioni per la potenza emessa di sincrotrone ed IC, sezioni 1.2.1 e 1.2.2.

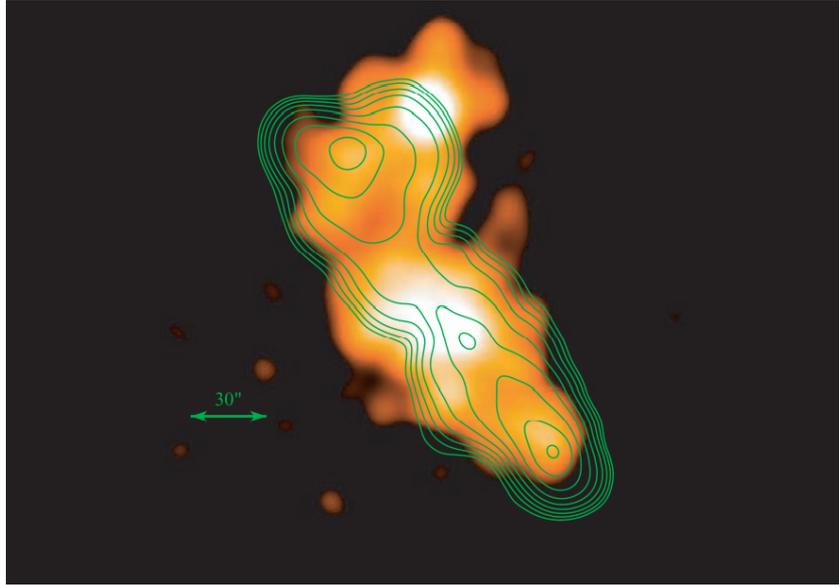


Figura 4.3: Immagine della galassia 3C219 (colori) nella banda X tra 0.5 e 7 keV. La scala delle osservazioni varia tra 2σ e 9σ sopra il livello di background. Le curve sovrapposte corrispondono alle osservazioni radio ottenute con il VLA a 1.4 GHz. Fonte: [9].

causa delle elevate perdite radiative, le quali fanno perdere energia più velocemente agli elettroni più energetici.

Considerando ora lo spettro X, la radiazione osservata da tutta la galassia è compatibile con una legge di potenza con $\Gamma = 1.74 \pm 0.17^3$. Ancora una volta questo dato conferma l'ipotesi che l'origine della radiazione non sia termica, ma dovuta ad un plasma relativistico. Infatti, se si prova a fittare i dati per una distribuzione termica, il valore di χ^2 risulta più alto che per una legge di potenza. E la temperatura che ne risulta, circa 4 keV, è un ordine di grandezza superiore a quella attesa per corpi con la luminosità di 3C219.

Ad una analisi più ravvicinata è risultato che gli spettri X dei due lobi, considerati singolarmente, è fondamentalmente identico.

La più semplice stima del campo magnetico che si può effettuare è quella derivante dal principio di equipartizione. Facendo riferimento alla sezione 3.2.4, per ottenere tale stima è necessario calcolare la luminosità radio associata alla galassia. Tale valore può essere ottenuto integrando lo spettro di sincrotrone tra due frequenze fissate, nel nostro caso tra 10 MHz e 100 GHz. Effettuando il calcolo considerando i lobi come una unica regione, si ottiene un campo magnetico di circa $7.6 \mu G$. Se si assume la presenza di elettroni meno

³Analogamente a quanto già osservato per lo spettro radio, qui Gamma ha lo stesso significato di x nella equazione 2.4.

energetici ($\gamma_{min} \simeq 50$), responsabili della radioemissione a più bassa frequenza, allora la misura diventa di $10.4 \mu G$.

Grazie alle misurazioni della banda X e alla conseguente conoscenza più precisa di tale radiazione, è possibile utilizzare il metodo del confronto tra la radiazione di sincrotrone e Compton inverso (esposto nella sezione 3.2.2). Con questo, in [9] è stato possibile ottenere la misura del campo magnetico per i singoli lobi. Le misure sono risultate di $B \sim 2.9 \mu G$ per il lobo nord e $B \sim 3.6 \mu G$ per il lobo sud. Questi campi sono inferiori di almeno un fattore 3 rispetto a quelli stimati tramite il metodo dell'equipartizione. Il che implica, se le ultime misure riportate fossero corrette, che la densità di energia degli elettroni all'interno dei lobi è maggiore di quella del campo magnetico. Per il lobo nord questa energia è maggiore di un fattore $40 \sim 100$, per quello sud il fattore è di $20 \sim 70$.

Il discostarsi dai valori di equipartizione non è un dato particolare di 3C219, ma è stato osservato anche in altre radio galassie che emettono in X per IC con la CMB.

In questo caso, la discrepanza può essere dovuta alla presenza di protoni energetici. Ricordando l'equazione (3.2.4), il parametro k è stato assunto uguale a uno nel calcolo del campo di equipartizione. Se gli elettroni hanno perso gran parte della loro energia a causa della radioemissione di sincrotrone, altrettanto non hanno fatto i protoni e il valore di k sarà più elevato. Quindi l'energia delle particelle è sottostimata, il sistema è lontano dall'equilibrio⁴ ed il campo magnetico è inferiore a quello previsto.

Osservazioni più approfondite tramite telescopi nella banda X sono necessarie per arrivare ad una conoscenza maggiore e più dettagliata di 3C219, permettendo di identificare con chiarezza l'origine della radiazione e la distribuzione dei plasmi relativistici. Sarebbe utile anche per risolvere quali parti della radiazione X sono determinati dalla CMB e quali dai fotoni del nucleo attivo.

⁴Osservando la Figura 3.2, il sistema non si trova sul minimo della curva di U_{tot} , ma spostato più a sinistra, in corrispondenza di un campo magnetico inferiore.

Conclusioni

A conclusione di questa tesi, riassumiamo i principali concetti e osservazioni che hanno reso possibile la misura del campo magnetico nei lobi nella radio galassia 3C219.

Abbiamo visto, nel Capitolo 1, diversi meccanismi di emissione astrofisici: la Bremsstrahlung, il sincrotrone e lo scattering Compton inverso. Gli ultimi due sono risultati particolarmente importanti, perché si verificano quando le particelle coinvolte si muovono a velocità relativistiche.

Particelle di questo tipo si trovano all'interno dei plasmi relativistici, che sono stati descritti nel Capitolo 2. Questo tipo di plasmi ha un'origine complessa, dovuta a fenomeni estremamente energetici. Sono state esposte due teorie riguardo la loro formazione, la più utile delle quali è sicuramente quella delle onde di shock. Questo meccanismo fornisce una spiegazione esaustiva riguardo la presenza di plasmi relativistici nelle zone in prossimità di un AGN, come avviene per 3C219.

Misurare un campo magnetico in un oggetto astrofisico può essere piuttosto complesso e nel Capitolo 3 sono stati esposti i principali metodi utilizzati attualmente. Il più importante è probabilmente quello che sfrutta l'autoassorbimento in regioni che emettono per sincrotrone, mentre il metodo meno utilizzato è quello che fa uso della rotazione di Faraday (anche perché fornisce il campo magnetico solo lungo la linea di vista). I due metodi restanti sono quelli utilizzati per la misura del campo magnetico in 3C219. In particolare, il confronto tra la radiazione di sincrotrone e quella per inverse Compton è il metodo che porta alle misurazioni più precise.

Nell'ultimo capitolo sono state descritte le strutture tipiche di una radio galassia, per poi concentrarsi su 3C219. Questa grande galassia di tipo FR II presenta due getti asimmetrici che culminano in due hot-spots e lobi in cui sono presenti plasmi relativistici. Queste zone emettono nella banda radio a causa di processi di sincrotrone. La galassia emette anche nella banda X, seppure in maniera decisamente più debole. Grazie al lavoro [9], in cui questa radiazione è stata studiata, è stato possibile ricondurla all'effetto Compton delle particelle relativistiche con la CMBR e con i fotoni provenienti dal nucleo galattico.

Data la precisione delle misurazioni è stato poi possibile misurare i campi magnetici all'interno dei singoli lobi, facendo uso del metodo trattato nella sezione 3.2.2. Questo studio ha permesso di trovare valori del campo magnetico di $\sim 2.9\mu G$ per il lobo nord e

di $\sim 3.6\mu G$ per il lobo sud. Tali valori sono inferiori di un fattore tre rispetto al campo di equipartizione precedentemente calcolato. La causa di questa discrepanza è da ricercarsi nella presenza di protoni energetici la cui radiazione non può essere osservata. La loro presenza fa sì che il sistema non sia nella condizione di minima energia e ciò porta ad una sovrastima del campo magnetico di equipartizione.

Osservazioni più dettagliate di 3C219 nella banda X sono necessarie per conoscere meglio la distribuzione dei plasmi relativistici nei suoi lobi. Sarebbero inoltre utili per conoscere con precisione in quali parti di tali lobi domina lo scattering Compton inverso con la CMBR e dove, invece, quello con i fotoni del nucleo.

Bibliografia

- [1] G. Ghisellini, 2012, *Radiative processes in high energy astrophysics*
- [2] Malcolm S. Longair, 2011, *High energy astrophysics*
- [3] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, 2004, *Radiative processes in astrophysics*
- [4] C. Fanti e R. Fanti, 2012, *Lezioni di radioastronomia*
- [5] J. D. Jackson, 1962, *Classical Electrodynamics*
- [6] D. Dallacasa, *Slide dal corso: "Processi di radiazione e MHD"*
- [7] P. Mazzoldi, M. Nigro e C. Voci, 2001, *Fisica Vol. 2. Elettromagnetismo e ottica*
- [8] C. Christodulides, 2015, *The Special Theory of Relativity*
- [9] A. Comastri, G. Brunetti, D. Dallacasa, M. Bondi, M. Pedran e G. Setti, 2003, *Inverse Compton X-rays from the radio galaxy 3C219*
- [10] Zeldovich e Raider, 2002, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*
- [11] ned.ipac.caltech.edu
- [12] skyserver.sdss.org
- [13] Camilo Garcia, www.researchgate.net