

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”  
Corso di Laurea in Fisica

**L'emissione di sincrotrone e applicazione  
allo studio di una radiogalassia  
nell'ammasso RBS 797**

**Relatore:**  
**Prof.ssa Myriam Gitti**

**Presentata da:**  
**Alessandro Coppola**

**Correlatore:**  
**Dr. Francesco Ubertosi**

Anno Accademico 2023/2024

*"Now, bring me that horizon"*



# Indice

<b>1</b>	<b>La radiazione di Sincrotrone</b>	<b>1</b>
1.1	Moto di una particella carica in un campo magnetico . . . . .	1
1.1.1	Campo magnetico uniforme . . . . .	1
1.1.2	Campo magnetico non uniforme . . . . .	3
1.2	Irraggiamento per sincrotrone . . . . .	5
1.2.1	Potenza totale emessa . . . . .	5
1.2.2	Distribuzione angolare della radiazione . . . . .	7
1.3	Spettro di emissione della radiazione di sincrotrone . . . . .	9
1.3.1	Spettro di un singolo elettrone . . . . .	9
1.3.2	Spettro di una distribuzione di elettroni . . . . .	12
1.4	Assorbimento Interno . . . . .	15
1.5	Polarizzazione per sincrotrone . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Radiogalassie</b>	<b>19</b>
2.1	Proprietà generali . . . . .	19
2.2	Analisi di una radiosorgente . . . . .	21
2.2.1	Misura del flusso della radiosorgente . . . . .	21
2.2.2	Analisi dell'indice spettrale . . . . .	24
	<b>Bibliografia</b>	<b>27</b>
	<b>Elenco delle Immagini</b>	<b>28</b>



## Sommario

L'analisi dei processi di emissione della radiazione è alla base dello studio di molti fenomeni fisici che osserviamo nell'universo. Questa tesi tratta l'emissione di radiazione per sincrotrone, un fenomeno di particolare rilevanza in astrofisica che riguarda l'emissione di radiazione da parte di particelle ultra-relativistiche cariche in moto in un campo magnetico. Questo fenomeno è di fondamentale importanza per quanto riguarda lo studio delle radiogalassie, una classe di galassie in cui si osserva una forte emissione in banda radio, e degli ammassi di galassie. Una prima parte di questo elaborato è stata dedicata alla descrizione della fisica alla base dell'emissione di radiazione per sincrotrone. Si è studiata l'emissione di radiazione da parte di un singolo elettrone partendo dalla cinematica di base di una particella carica che si muove in un campo magnetico. Particolare attenzione è stata dedicata successivamente allo studio dell'emissione da parte di una popolazione di elettroni, da cui si è ricavata la *legge di potenza* tipica del sincrotrone. Una seconda parte è stata dedicata ad una breve descrizione e classificazione delle radiogalassie con alcuni esempi e allo studio di una radiogalassia facente parte dell'ammasso RBS 797. Si è misurato il flusso proveniente dalla sorgente a due diverse frequenze, 5.5 GHz e 9.0 GHz. L'analisi delle misure del flusso ha inoltre permesso di stimare l'indice spettrale caratteristico della legge di potenza del sincrotrone da cui si sono fatte considerazioni sul tipo di popolazione elettronica presente nella radiosorgente .

# Capitolo 1

## La radiazione di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è una radiazione di carattere non-termico di grande importanza per molte osservazioni astrofisiche, per cui è propedeutico andare a studiare nel dettaglio i meccanismi dietro questo fenomeno. Alla base della radiazione di sincrotrone vi sono delle particelle (elettroni) ultra-relativistiche che si muovono all'interno di un campo magnetico. Si può partire da uno studio della dinamica di un elettrone nel campo magnetico andando poi a studiare la potenza emessa e ad effettuare delle correzioni sulla distribuzione angolare della radiazione considerando che le particelle sono ultra-relativistiche. Successivamente si ricava lo spettro e la legge che descrive l'emissione da singolo elettrone per poi passare allo studio di una popolazione di elettroni.

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

Per studiare il sincrotrone si può iniziare studiando la dinamica di una particella relativistica carica che si muove all'interno di un campo magnetico (che potrà essere uniforme o non uniforme). In questo caso la particella presa in considerazione è un elettrone.

#### 1.1.1 Campo magnetico uniforme

Si consideri il caso di un campo magnetico spazialmente e temporalmente uniforme,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (1.1.1)$$

dove  $e$  è la carica dell'elettrone,

$$\vec{p} = m_0 \gamma \vec{v}, \quad (1.1.2)$$

## 1.1. MOTO DI UNA PARTICELLA CARICA IN UN CAMPO MAGNETICO

---

è la quantità di moto relativistica dell'elettrone, con  $m_0$  massa a riposo e

$$\gamma = \left( \sqrt{1 - \left( \frac{v^2}{c^2} \right)} \right)^{-1} \quad (1.1.3)$$

è il fattore di Lorentz. Si procede andando a suddividere la velocità in una parte parallela,  $\vec{v}_{\parallel}$ , e una perpendicolare,  $\vec{v}_{\perp}$ , al campo magnetico  $\vec{B}$ . In primo luogo, si osserva come in un campo magnetico l'accelerazione sia sempre perpendicolare alla velocità e andando quindi a derivare tutti i termini, si ricava un'espressione più semplice per l'equazione (1.1.1)

$$\frac{d(m_0\gamma\vec{v})}{dt} = m_0\gamma\frac{d\vec{v}}{dt} + m_0\gamma^3\vec{v}\frac{(\vec{v}\cdot\vec{a})}{c^2} = m_0\gamma\frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.1.4)$$

Data la separazione della velocità in una parte parallela ed una perpendicolare, si definisce il **pitch angle** tra  $\vec{v}$  e  $\vec{B}$  :

$$\theta = \arctan \left( \frac{\vec{v}_{\parallel}}{\vec{v}_{\perp}} \right) \quad (1.1.5)$$

e si ricavano, inoltre, le seguenti espressioni

$$\gamma m_0 \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad (1.1.6)$$

$$\gamma m_0 \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}. \quad (1.1.7)$$

Si può subito osservare come queste espressioni rappresentino quelle di un moto rettilineo uniforme lungo le linee di forza del campo magnetico (Eq.(1.1.6)) e un moto circolare uniforme attorno tali linee con velocità costante  $\vec{v}_{\perp}$  (Eq.(1.1.7)) e con raggio di curvatura, periodo e pulsazione date da :

$$r = \frac{m_0\gamma c}{eB} \vec{v}_{\perp} = r_L \gamma, \quad (1.1.8)$$

$$T = \frac{2\pi r_L}{\vec{v}_{\perp}} = \frac{2\pi m_0\gamma c}{eB} = T_L \gamma, \quad (1.1.9)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T_L} = \frac{eB}{m_0\gamma c} = \frac{\omega_L}{\gamma}. \quad (1.1.10)$$

Le grandezze senza pedice sono il *raggio*, il *periodo* e la *pulsazione fondamentali per la radiazione di sincrotrone*. Le grandezze con pedice **L** sono il *raggio*, il *periodo* e la *pulsazione di Larmor*. Considerando ora l'elettrone come ultra-relativistico, quindi con  $\gamma \gg 1$  e  $v \approx c$  e usando la relazione per l'energia relativistica  $\mathcal{E} = m_0\gamma c^2$  si può scrivere

$$r = \frac{\mathcal{E}}{eB}. \quad (1.1.11)$$

## 1.1. MOTO DI UNA PARTICELLA CARICA IN UN CAMPO MAGNETICO

Il moto di una particella carica inserita in un campo magnetico uniforme risulta quindi un moto elicoidale dato dalla combinazione di un moto rettilineo uniforme lungo le linee del campo magnetico e un moto circolare attorno ad esse come in Fig.1.1.

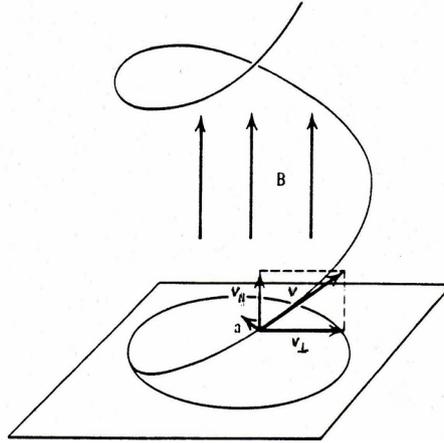


Figura 1.1: Moto di un elettrone in un campo magnetico uniforme

### 1.1.2 Campo magnetico non uniforme

La presenza di un campo magnetico non uniforme comporta una modifica al moto dell'elettrone studiato nel caso precedente. Si consideri un elettrone che si muove in un campo magnetico spazialmente non uniforme, nel sistema di riferimento dell'osservatore questo, se pur non uniforme, risulterà statico. Ponendosi ora in un sistema di riferimento solidale con il centro istantaneo di curvatura dell'elettrone in moto, questo sentirà un campo magnetico variabile nel tempo che comporta la presenza di un campo elettrico indotto.

Date le equazioni di Maxwell consideriamo la legge di Faraday che lega campi magnetici variabili nel tempo e campi elettrici:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.1.12)$$

Il campo elettrico indotto porta la particella a risentire di una forza di Lorentz il cui lavoro va a modificare l'energia cinetica associata alla parte perpendicolare del moto. Possiamo definire la variazione di tale energia proprio come il lavoro effettuato dalla forza di Lorentz:

$$\Delta K_{\perp} = \oint_{\partial S} e \vec{E} \cdot d\vec{l} = e \int_S \nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{S} = -\frac{e}{c} \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}. \quad (1.1.13)$$

Si considerino ora delle piccole variazioni del campo magnetico  $\vec{B}$  in un periodo di larmor  $T_L$ , si potrà effettuare l'approssimazione  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \approx \frac{\Delta B}{T_L}$  e considerando la superficie  $dS$  quella di un cerchio di raggio  $r_L$  e usando le grandezze di larmor definite in precedenza, si ottiene la variazione di energia

$$\Delta K_{\perp} = \frac{|e|\hbar}{c} \Delta B \frac{\omega_L}{2\pi} (\pi r_L^2) = \left( \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) \frac{\Delta B}{B} = K_{\perp} \frac{\Delta B}{B}, \quad (1.1.14)$$

da cui

$$\Delta \left[ \ln \left( \frac{K_{\perp}}{B} \right) \right] = 0 \longrightarrow \frac{K_{\perp}}{B} = \text{cost}. \quad (1.1.15)$$

Un altro approccio che può essere utilizzato è quello di considerare un'analogia con una spirale percorsa da corrente. Dato il momento magnetico

$$\mu = iA = \frac{e}{T_L} A = e \frac{\vec{v}_{\perp}}{2\pi r_L} \pi r_L^2 = e \frac{\vec{v}_{\perp} r_L}{2} = \frac{K_{\perp}}{B} \quad (1.1.16)$$

e considerando che  $\Delta K_{\perp} = K_{\perp} \frac{\Delta B}{B}$ , si ottiene per piccole variazioni di  $\mu$  che

$$\Delta \mu = \Delta \left( \frac{K_{\perp}}{B} \right) = \frac{\Delta K_{\perp}}{B} - \frac{K_{\perp} \Delta B}{B^2} = \frac{\Delta K_{\perp}}{B} - \frac{\Delta K_{\perp}}{B} = 0, \quad (1.1.17)$$

da cui

$$\mu = \frac{K_{\perp}}{B} = \text{cost}, \quad (1.1.18)$$

$\mu$  è chiamato *Invariante Adiabatico*.

Da questi risultati si traggono importanti conclusioni sul moto dell'elettrone e sulla sua energia. Si è visto come nel sistema dell'elettrone questo subisca una variazione dell'energia cinetica perpendicolare derivante da una variazione del campo magnetico. Dalla (1.1.16) si vede come un aumento (diminuzione) di  $B$  comporta un aumento (diminuzione) di  $K_{\perp}$ . Se ora ci si sposta nel sistema di riferimento dell'osservatore si ha che il campo magnetico è statico per cui non vi è presenza di campo elettrico, il lavoro è quindi nullo con l'energia cinetica totale che si conserva. Dovendo valere questa conservazione anche in tutti gli altri sistemi di riferimento se ne deduce che ad aumento(diminuzione), per esempio, di  $K_{\perp}$  si deve avere una diminuzione (aumento) di  $K_{\parallel}$ . Si avrà quindi una forza che si oppone, in questo caso, al moto della particella lungo le linee del campo magnetico.

**Velocità di deriva** Un aspetto che non è stato considerato nell'analisi precedente è che un campo magnetico non uniforme porta il centro di curvatura a non essere più ancorato ad una linea di campo. Questo effetto risulta in una velocità, molto piccola rispetto a quelle della particella, chiamata velocità di deriva. Nella maggior parte dei casi astrofisici i campi magnetici non subiscono variazioni troppo forti in un breve periodo di tempo per cui tale velocità è sempre trascurabile.

## 1.2 Irraggiamento per sincrotrone

Gli elettroni che si muovono nei campi magnetici vengono accelerati ed emettono di conseguenza radiazione e ciò vale per particelle relativistiche e non. Nel caso del sincrotrone gli elettroni sono ultra-relativistici e bisogna considerare gli effetti di aberrazione relativistica che modificano lo spettro di emissione della radiazione. In questo capitolo si andrà ad analizzare l'espressione della potenza emessa e la distribuzione angolare della radiazione.

### 1.2.1 Potenza totale emessa

Per ricavare l'espressione della potenza totale emessa dalla radiazione di sincrotrone si può partire dal sistema di riferimento istantaneamente a riposo con l'elettrone in movimento. In questo modo è possibile utilizzare l'espressione della potenza emessa che è un invariante di Lorentz, per cui  $P_e = P'_e$  (con  $P_e$  potenza emessa). La *Formula di Larmor* per la potenza emessa è

$$P = \frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2, \quad (1.2.1)$$

la si può riscrivere separando l'accelerazione in una parte parallela e una perpendicolare così come fatto in precedenza con la velocità, per cui si ha

$$P_e = P'_e = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} (a'^2_{\parallel} + a'^2_{\perp}). \quad (1.2.2)$$

Questa espressione può essere ulteriormente sviluppata utilizzando le trasformazioni relativistiche per le accelerazioni

$$a'_{\parallel} = \gamma^3 a_{\parallel}, \quad (1.2.3)$$

$$a'_{\perp} = \gamma^2 a_{\perp}, \quad (1.2.4)$$

che inserite nella Eq.(1.2.2) danno

$$P_e = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \gamma^4 (\gamma^2 a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2). \quad (1.2.5)$$

Considerando lo studio dinamico effettuato in precedenza e identificando  $m_0 = m_e$  massa dell'elettrone, dalle equazioni (1.1.6) e (1.1.7) si nota subito come  $a_{\parallel} = 0$  mentre per  $a_{\perp}$ , considerando anche la Eq.(1.1.10) e che  $a_{\perp} = \omega_L v_{\perp}$ , si ha che

$$a_{\perp} = \frac{ev_{\perp}B}{\gamma m_e}, \quad (1.2.6)$$

da cui

$$P_e = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e c^4} \gamma^2 B^2 v_{\perp}^2. \quad (1.2.7)$$

Scrivendo  $v_{\perp} = v \sin(\theta)$  e usando l'espressione  $\beta = v/c$  si ottiene infine

$$P_e = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e c^3} \gamma^2 \beta^2 B^2 \sin^2 \theta \quad (1.2.8)$$

Per ottenere un'espressione più compatta si considerino le seguenti grandezze

1.  $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$  - Densità di energia magnetica,
2.  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$  - Raggio classico dell'elettrone,
3.  $\sigma_T = \frac{8\pi r_0^2}{3}$  - Sezione d'urto di Thomson,

da cui si ottiene la potenza di sincrotrone  $P_S$  in funzione del pitch angle:

$$P_S(\theta) = 2\sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \theta. \quad (1.2.9)$$

Questa espressione contiene ancora la dipendenza angolare, per cui l'ultimo step da effettuare è mediarla su tutto l'angolo solido per ottenere

$$P_S = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2 \beta^2. \quad (1.2.10)$$

Si notano da subito le grandezze rilevanti da cui dipende la potenza irradiata. A meno di vari termini moltiplicativi si ha che  $P_S$  dipende dal campo magnetico e dall'energia dell'elettrone.

$$P_S \propto U_B \propto B^2, \quad (1.2.11)$$

$$P_S \propto \beta^2 \gamma^2. \quad (1.2.12)$$

**Tempo di raffreddamento del sincrotrone** E' possibile effettuare una semplice stima dell'ordine di grandezza del tempo di raffreddamento per quanto concerne la radiazione di sincrotrone utilizzando la seguente relazione:

$$t_s = \frac{E}{P_S}, \quad (1.2.13)$$

con  $P_S$  data dalla Eq.(1.2.10) e con  $E = m_e c^2 \gamma$ , si ottiene considerando gli elettroni responsabili dell'emissione per sincrotrone

$$t_s = \frac{7.75 \cdot 10^8}{B^2 \gamma} s. \quad (1.2.14)$$

A  $\gamma$  fissato, un campo magnetico più intenso comporta un tempo di raffreddamento più breve; analogamente, a  $B$  fissato, un elettrone più energetico avrà un tempo di raffreddamento minore.

### 1.2.2 Distribuzione angolare della radiazione

Quando si considera la radiazione proveniente da una particella che ha carattere non relativistico questa può essere approssimata ad una radiazione di dipolo ma nel caso relativistico questa approssimazione vale solo nel sistema di riferimento della particella, in generale bisogna considerare gli effetti dell'aberrazione relativistica tra il sistema di riferimento della particella e quello dell'osservatore. Questo effetto porta la radiazione emessa da un singolo elettrone ad essere estremamente collimata e ad essere osservata solo quando la velocità dell'elettrone punta verso l'osservatore (Fig.1.2). Questi effetti inoltre modificano lo spettro della potenza emessa portandola ad assumere frequenze molto più alte della frequenza fondamentale di sincrotrone. Il primo passaggio da effettuare è considerare le trasformazioni relativistiche per gli angoli. Consideriamo  $\alpha$  angolo nel sistema di riferimento dell'osservatore e  $\alpha'$  un angolo nel sistema di riferimento dell'elettrone,

$$\tan \alpha = \frac{\sin \alpha'}{\gamma(\cos \alpha' + \beta)}. \quad (1.2.15)$$

Prendendo un angolo iniziale  $\alpha' = 90$  e considerando l'elettrone come ultra-relativistico, quindi  $v \approx c$ ,  $\beta \simeq 1$  e  $\gamma \gg 1$ , si ha che

$$\tan \alpha \simeq \alpha \simeq \frac{1}{\gamma}. \quad (1.2.16)$$

Questo risultato mostra come nel sistema di riferimento dell'osservatore la metà della radiazione è emessa in un cono di semiampiezza  $\frac{1}{\gamma}$  ed essendo  $\gamma \gg 1$  questo cono sarà molto stretto risultando in una radiazione molto collimata. Per costruire lo spettro della radiazione di sincrotrone si parte dal ricavare il tempo caratteristico durante il quale un osservatore riceve la radiazione. Essendo questa estremamente collimata e con periodi molto brevi risulterà in una radiazione di carattere impulsivo. Si passa successivamente al ricavare lo spettro in frequenza della radiazione andando ad applicare la trasformata di Fourier su questi impulsi.

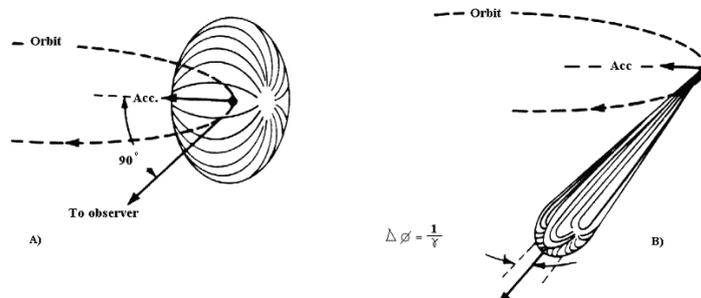


Figura 1.2: Radiazione emessa nel caso relativistico (A) e il caso ultra-relativistico (B)

Per ricavare la durata di questi impulsi si faccia riferimento alla Fig.1.3 e si consideri un  $\Delta\theta = 2/\gamma$ . Un osservatore posto a distanza L da B inizierà a ricevere la radiazione quando l'elettrone si trova nel punto A e la radiazione emessa in questo punto impiegherà per raggiungerlo un tempo pari a

$$t_A = \frac{AB + L}{c}. \quad (1.2.17)$$

L'osservatore riceverà la radiazione fintanto che l'elettrone si troverà nel punto B dopo un tempo pari a

$$\Delta t_e = \frac{AB}{v}, \quad (1.2.18)$$

tempo di emissione nel sistema dell'elettrone. La radiazione per arrivare dal punto B all'osservatore impiegherà un tempo pari a

$$t_B = \frac{L}{c}. \quad (1.2.19)$$

Si può ricavare ora il periodo ricezione della radiazione da parte dell'osservatore come

$$\Delta t = t_b - t_a = \frac{AB}{v} + \frac{L}{c} - \frac{AB}{c} - \frac{L}{c} = AB \left( \frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{AB}{v} (1 - \beta) = \Delta t_e (1 - \beta). \quad (1.2.20)$$

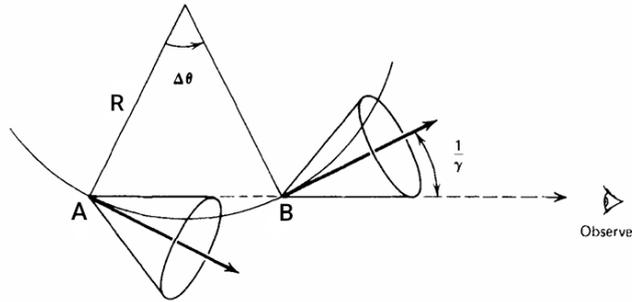


Figura 1.3: Coni di emissione della radiazione in A e B

Ci si può servire di due approssimazioni, la prima è stata già applicata, approssimare il tratto circolare percorso dall'elettrone come la corda compresa tra i punti A e B e utilizzare la relazione  $\frac{AB}{\Delta\theta} = R$  per poter scrivere  $AB = \frac{2}{\gamma}R$ . L'elettrone che emette la radiazione è ultra-relativistico con  $\beta \simeq 1$  per cui si può effettuare la seguente approssimazione

$$(1 - \beta) = \frac{(1 - \beta^2)}{(1 + \beta)} \approx \frac{1}{2\gamma^2}, \quad (1.2.21)$$

da cui

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta R}{v} \frac{1}{2\gamma^2} = \frac{R}{v} \frac{1}{\gamma^3}. \quad (1.2.22)$$

Andando a inserire in questa equazione la Eq.(1.1.10) si ottiene

$$\Delta t = \frac{1}{\gamma^3\omega} = \frac{1}{\gamma^2\omega_L}. \quad (1.2.23)$$

L'inverso di questo tempo è la frequenza tipica del sincrotrone che differisce di un fattore  $\gamma^2$  dalla frequenza di Larmor e  $\gamma^3$  dalla frequenza fondamentale. Scrivendo quindi  $\nu_s = (2\pi\Delta t)^{-1}$  si ottiene

$$\nu_s = \gamma^3\nu = \gamma^2\nu_L = \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e c}. \quad (1.2.24)$$

Ci si aspetta che la maggior parte della radiazione venga emessa a questa frequenza. Fino ad ora sono state fatte analisi con  $\theta = 90$ , per generalizzare basta prendere la proiezione del campo magnetico  $B \sin(\theta)$ .

### 1.3 Spettro di emissione della radiazione di sincrotrone

Nelle sezioni precedenti si è analizzato il comportamento dal punto di vista dinamico ed energetico di un elettrone che si muove in un campo magnetico. Dal considerare l'elettrone come ultra relativistico si è ottenuto una radiazione emessa attraverso un fascio estremamente collimato che risulta in diversi impulsi ricevuti dall'osservatore. Per ottenere la distribuzione spettrale di tale radiazione si esegue l'analisi di Fourier su tali impulsi. Nei casi di interesse astrofisico si considerano molti elettroni che vanno a contribuire allo spettro, che risulta in una legge di potenza. E' però necessario andare prima a studiare il caso di un singolo elettrone.

#### 1.3.1 Spettro di un singolo elettrone

Quando si considera un singolo elettrone si ottiene uno spettro continuo che si estende fino ad una frequenza dell'ordine di  $\frac{1}{\Delta t}$  dove  $\Delta t$  è data dall'Eq.(1.2.23). Si definisce una **frequenza critica**:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \nu_s \sin(\theta) = \gamma^2 \frac{eB \sin(\theta)}{2\pi m_e c}, \quad (1.3.1)$$

si può stimare questa frequenza

$$\nu_c = 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 B [\mu G], \quad (1.3.2)$$

### 1.3. SPETTRO DI EMISSIONE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE

e inserendo i tipici valori astrofisici si ottiene  $\nu_c \approx 4$  GHz. Questa frequenza rappresenta un cut off che divide lo spettro in due regioni con andamento differente. Per ricavare lo spettro del sincrotrone si parte dalla distribuzione degli impulsi  $E(t)$  (Fig.1.4). La durata degli impulsi dipende da  $\gamma$  e dall'angolo per cui  $t \propto \gamma\theta$  e

$$E(t) \propto F(\gamma\theta). \quad (1.3.3)$$

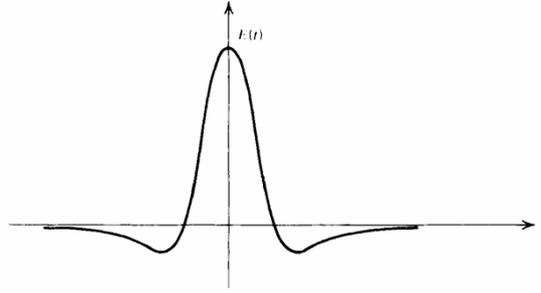


Figura 1.4: Impulsi in funzione del tempo

Rielaborando  $\gamma\theta$  considerando l'espressione della frequenza di sincrotrone si ottiene che  $\gamma\theta \approx 2\gamma(\gamma^2\omega \sin(\theta))t \propto \omega_c t$  da cui

$$E(t) \propto g(\omega_c t), \quad (1.3.4)$$

applicando la trasformata di Fourier per ricavare lo spettro in frequenza,

$$\hat{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega_c t) e^{i\omega_c t} dt \quad (1.3.5)$$

e considerando che la potenza ha la dipendenza

$$P(\omega) = \frac{dE}{d\omega d\Omega} \propto |\hat{E}(\omega)|^2, \quad (1.3.6)$$

si ricava

$$P(\omega) = C_1 F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (1.3.7)$$

con F funzione adimensionale e  $C_1$  costante che può essere ricavata andando ad eguagliare la quantità Eq.(1.2.2) e

$$P = \int_0^{\infty} P(\omega) d\omega = C_1 \int_0^{\infty} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\omega. \quad (1.3.8)$$

### 1.3. SPETTRO DI EMISSIONE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE

---

Considerando che  $P(\nu) = 2\pi P(\omega)$  si ottiene

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\theta)}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (1.3.9)$$

dove

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(x) dx, \quad (1.3.10)$$

con  $K_{5/3}$  *Funzione di Bessel* modificata di ordine  $5/3$ . Ora si possono studiare i limiti  $\nu \ll \nu_c$  e  $\nu \gg \nu_c$ . Nel primo caso si ha

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{1/3}, \quad (1.3.11)$$

con  $\Gamma$  *funzione gamma di eulero*, mentre nel secondo caso

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}}. \quad (1.3.12)$$

Si notano quindi due diverse dipendenze funzionali in base alla frequenza (Fig.1.5)

- per  $\nu \ll \nu_c$  si ha  $P(\nu) \propto \nu^{1/3}$ ,
- per  $\nu \gg \nu_c$  si ha  $P(\nu) \propto e^{-\frac{\nu}{\nu_c}}$ .

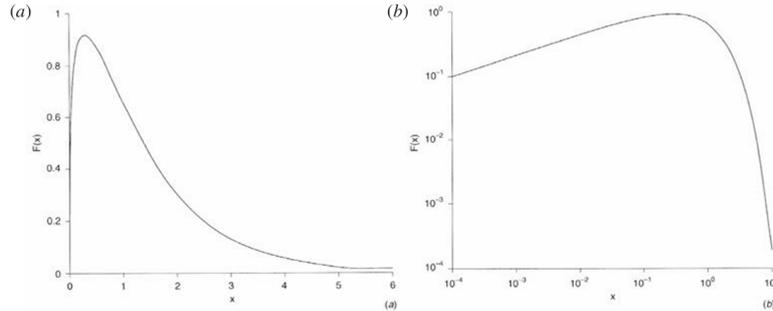


Figura 1.5: Spettro di emissione per sincrotrone di un singolo elettrone ((b) scala logaritmica), dove  $x = \nu/\nu_c$

Si ha quindi uno spettro che mostra un comportamento crescente fino alla frequenza critica oltre la quale si ha una drastica diminuzione della potenza emessa.

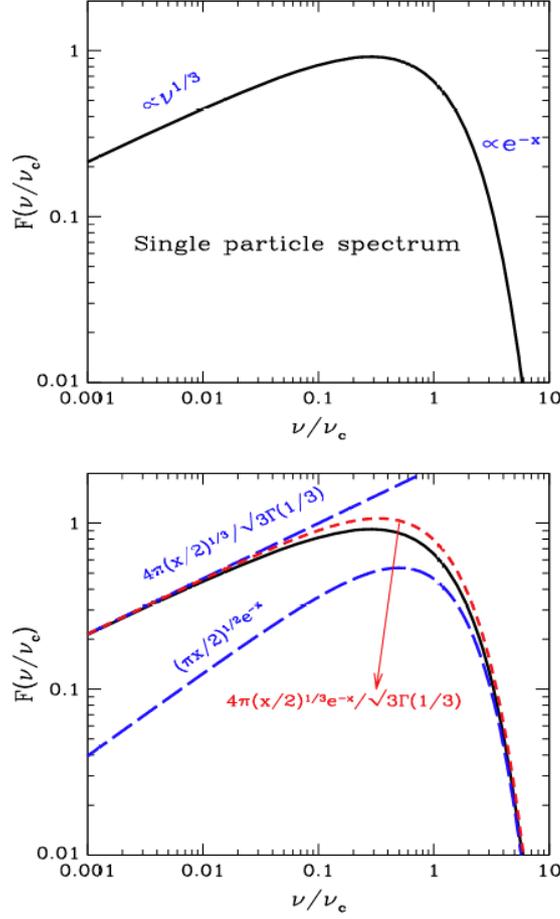


Figura 1.6: Spettro di sincrotrone e sua approssimazione

Una approssimazione di  $F$  valida per ogni frequenza (Fig.1.6), che introduce però a una sovrastima attorno  $\nu_c$ , è data dalla seguente espressione

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{1/3} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}}. \quad (1.3.13)$$

### 1.3.2 Spettro di una distribuzione di elettroni

Nella maggior parte dei fenomeni fisici che vengono studiati si ha sempre a che fare non con singoli elettroni ma con una popolazione di elettroni distribuiti in un range di energia e frequenza. Lo spettro della popolazione deriva dalla sovrapposizione di tutti i contributi dei singoli elettroni, ognuno che emette alla propria frequenza  $\nu_c \propto \mathcal{E}^2 \propto \gamma^2$  (Fig.1.7). Per prima cosa si prende in considerazione il numero di elettroni per unità di volume con

energia compresa tra  $\mathcal{E}$  e  $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$ . L'**emissività specifica** (potenza monocromatica per unità di volume) è definita come

$$J(\nu) = \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} w(\nu, \mathcal{E}) N(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (1.3.14)$$

dove  $w(\nu, \mathcal{E})$  è lo spettro di un singolo elettrone ricavato in precedenza. Il passo successivo è considerare un modello per quanto riguarda la distribuzione energetica degli elettroni. Un modello che riproduce accuratamente lo spettro delle radiosorgenti deriva dallo studio dei raggi cosmici ed è quello di una **legge di potenza**.

$$N(\mathcal{E}) = N_0 \mathcal{E}^{-\delta}, \quad (1.3.15)$$

con  $N_0$  e  $\delta$  costanti. Normalizzando la frequenza alla frequenza critica e ricordando che  $\nu_c \propto \mathcal{E}^2$  si combinano la Eq.(1.3.14) e la Eq.(1.3.15) ottenendo

$$J(\nu) = N_0 \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} w\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \mathcal{E}^{-\delta} d\mathcal{E}, \quad (1.3.16)$$

con dipendenza esplicita da  $\mathcal{E}$ . Ricordando che

$$\mathcal{E} = \gamma m_e c^2 = \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} m_e c^2 \quad (1.3.17)$$

e quindi

$$d\mathcal{E} = \frac{m_e^2}{2\nu_c^{1/2}} \nu^{-1/2} d\nu, \quad (1.3.18)$$

si effettua un cambio di variabile  $x = \nu/\nu_c$ ,  $d\mathcal{E} \propto \nu^{1/2} x^{-3/2}$  da cui

$$J(\nu) \propto \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}} \int_{x_1}^{x_2} w(x) x^{\frac{\delta-3}{2}} dx. \quad (1.3.19)$$

L'integrale in  $x$  ha valore costante per cui si ottiene

$$J(\nu) \propto \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}} = \nu^{-\alpha}. \quad (1.3.20)$$

Dove  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$  è l'**indice spettrale**. Il valore dell'indice spettrale è di fondamentale importanza poiché fornisce informazioni sulla popolazione di elettroni che generano la radiazione. Gli elettroni, emettendo radiazione, perdono energia nel tempo, questo porta ad un cambiamento nella loro distribuzione energetica e di conseguenza una variazione dell'indice spettrale della popolazione. In generale le sorgenti più giovani hanno un indice spettrale che risulta in una legge di potenza più "piatta" mentre le sorgenti che hanno subito un'evoluzione più lunga avranno emesso una gran parte della loro energia risultando in un indice spettrale più alto e in una legge di potenza più "ripida".

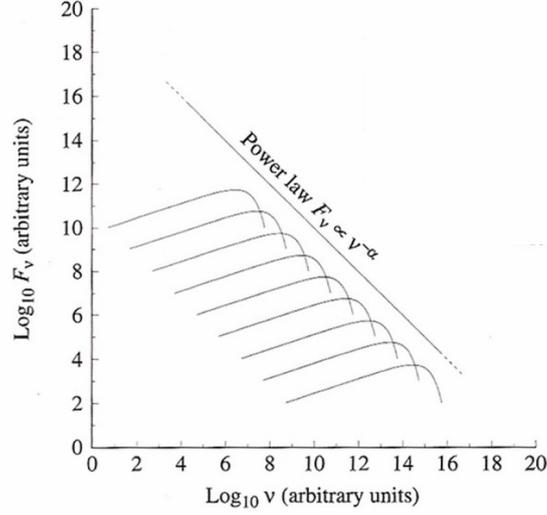


Figura 1.7: Legge di potenza di sincrotrone

La precedente analisi mostra una caratteristica cruciale per quanto riguarda lo spettro di un insieme di elettroni, l'indice spettrale dipende solo dalla distribuzione in energia degli elettroni e non dallo spettro del singolo elettrone. Prendendo ora lo spettro di un singolo elettrone con energia  $\mathcal{E}$ , questo manifesterà un picco frequenza critica, l'elettrone emette quindi tutta la radiazione a tale frequenza e prendendo ora l'espressione

$$J(\nu)d\nu = \left( -\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right) N(\mathcal{E})d\mathcal{E}, \quad (1.3.21)$$

date le espressioni di  $N(\mathcal{E})$  e  $d\mathcal{E}$  e ricordando la Eq.(1.2.2) si ottiene

$$J(\nu) \approx f(\delta) N_0 B_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{-\alpha}, \quad (1.3.22)$$

con

$$f(\delta) = \frac{1}{9} \left( \frac{4\pi e^3}{m_e c^2} \right) \left( \frac{4\pi m_e^3 c^5}{3e} \right)^{-\alpha}. \quad (1.3.23)$$

**Espressione accurata** Integrando l'Eq.(1.3.14) usando lo spettro del singolo elettrone si può ricavare l'espressione accurata per  $J(\nu)$ ,

$$J(\nu) = a(\delta) \frac{4\pi e^3}{m_e c^2} \left( \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{(\delta-1)/2} N_0 B_{\perp}^{\alpha} \nu^{-\alpha}, \quad (1.3.24)$$

con  $a(\delta)$  coefficiente numerico. Si è ricavato lo spettro di un insieme di elettroni che emette radiazione di sincrotrone e si è visto come questa segua una legge di potenza dipendente dalla distribuzione in energia degli elettroni e non dallo spettro del singolo elettrone.

## 1.4 Assorbimento Interno

Nell'ultima sezione si è assunto che gli elettroni producano una radiazione data dalla somma dei singoli contributi di ognuno di essi e che quindi siano trasparenti alla loro stessa radiazione. In realtà, ad ogni processo di emissione corrisponde un processo di assorbimento che nel caso della radiazione di sincrotrone è detto *assorbimento interno* o *autoassorbimento*. Questo fenomeno avviene quando si ha un numero sufficiente di fotoni che ri-cedono la loro energia agli elettroni, portando ad una diminuzione della luminosità della sorgente. Gli elettroni sono ultra-relativistici per cui non seguono una singola distribuzione di carattere Maxwelliano e non possono essere usate le leggi di Kirchoff per il corpo nero. Ciò che si può fare è utilizzare i coefficienti di Einstein per le transizioni energetiche degli elettroni per calcolare il coefficiente di assorbimento degli elettroni. Inoltre lo spettro di un insieme di elettroni è dato da una legge di potenza che può essere interpretata come sovrapposizione di maxwelliane di diversa temperatura. Questo permette di associare l'energia di un elettrone relativistico all'energia di una maxwelliana secondo la relazione

$$m_e c^2 \gamma \approx 3k_B T_K, \quad (1.4.1)$$

$$T_K = \frac{1}{3} \frac{\mathcal{E}}{k_B} = \frac{1}{3} \frac{m_e c^2}{k_B} \left( \frac{\nu}{\nu_L} \right)^{1/2}, \quad (1.4.2)$$

con  $T_K$  temperatura cinetica degli elettroni

Possiamo studiare termodinamicamente il caso di una sorgente assorbita tramite il limite di Rayleigh-Jeans e definendo la **temperatura di brillantezza**  $T_b$  dalla brillantezza  $I(\nu)$

$$I(\nu) = 2k_B T_b \frac{\nu^2}{c^2}, \quad (1.4.3)$$

da cui si ottiene

$$T_b = \frac{1}{2k_B} I(\nu) \frac{c^2}{\nu^2}. \quad (1.4.4)$$

Considerando il secondo principio della termodinamica nessun corpo può avere temperatura di brillantezza superiore alla temperatura cinetica degli elettroni. Si ha assorbimento nel limite in cui  $T_b = T_K$  che risulta in

$$I(\nu) = 2k_B T_b \frac{\nu^2}{c^2} \approx 2m_e \nu^2 \left( \frac{\nu}{\nu_L} \right)^{1/2} \quad (1.4.5)$$

e quindi in caso di assorbimento la dipendenza della brillantezza dalla frequenza e dal campo magnetico è data da

$$I(\nu) \propto \nu^{5/2} B_{\perp}^{-1/2}. \quad (1.4.6)$$

In maniera ancor più generale è possibile separare i casi in cui si ha assorbimento o meno usando i coefficienti Einstein. Considero il coefficiente di Einstein  $\mu_\nu$  e prendendo l'equazione del trasporto radiativo si ottiene

$$I(\nu) = \frac{J(\nu)}{4\pi\mu_\nu} (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (1.4.7)$$

dove  $\tau_\nu = \tau(\nu) = \mu_\nu l_0$  è l'opacità e  $J(\nu)$  è data dalla Eq.(1.3.14). La dipendenza dalla frequenza di  $\mu_\nu$  è data da

$$\mu(\nu) \propto \nu^{-(\delta+4)/2} N_0. \quad (1.4.8)$$

Per un gas relativistico l'opacità è funzione decrescente della frequenza per cui si avrà che una radiosorgente sarà opaca per basse frequenze e trasparente per alte frequenze. Si distinguono quindi due casi

- $\tau \gg 1$  Regime otticamente spesso

$$I(\nu) = \frac{J(\nu)}{4\pi\mu(\nu)} \propto \nu^{5/2} B_\perp^{-1/2}, \quad (1.4.9)$$

recuperando il regime assorbito descritto in precedenza da considerazioni termodinamiche, e

- $\tau \ll 1$  Regime otticamente sottile

$$I(\nu) = \frac{J(\nu)}{4\pi} l_0 \propto N_0 l_0 \nu^{-\alpha} B_\perp^{(\delta+2)/2}. \quad (1.4.10)$$

Riprendendo le espressioni delle temperature  $T_K$  e  $T_b$  e osservando la dipendenza dalle frequenze delle due temperature si ha che  $T_b \propto \nu^{-2-\alpha}$  mentre  $T_K \propto \nu^{1/2}$ , le due funzioni si intersecano ad una frequenza sotto la quale si manifesta l'assorbimento interno che porta  $T_b$  a dover essere sempre minore di  $T_K$  e attorno alla quale si osserva un massimo nello spettro. Lo spettro è visibile in Fig.1.8. Si trova la **frequenza di autoassorbimento** derivando la Eq.(1.4.7) e ponendo tale derivata uguale a zero,

$$\nu_{max} \propto I_{max}^{2/5} B_\perp^{1/5} = const \times S_{max}^{2/5} \theta^{-4/5} B_\perp^{1/5} (1+z)^{1/5}, \quad (1.4.11)$$

con  $z$  redshift,  $S(\nu) = I(\nu)\Delta\Omega = I(\nu)\pi\theta^2/4$  e  $\theta$  diametro angolare medio della sorgente.

**Stima temperatura di brillantezza e campo magnetico della sorgente** Si può ricavare anche una stima della temperatura di brillantezza e del campo magnetico a questa frequenza

$$T_{Bmax} \approx 3 \cdot 10^{10} \nu_{max}^{1/2} (GHz) B(G)^{-1/2}, \quad (1.4.12)$$

$$B \propto \nu_{max}^5 S_{max}^{-2} \theta^4 (1+z)^{-1}. \quad (1.4.13)$$

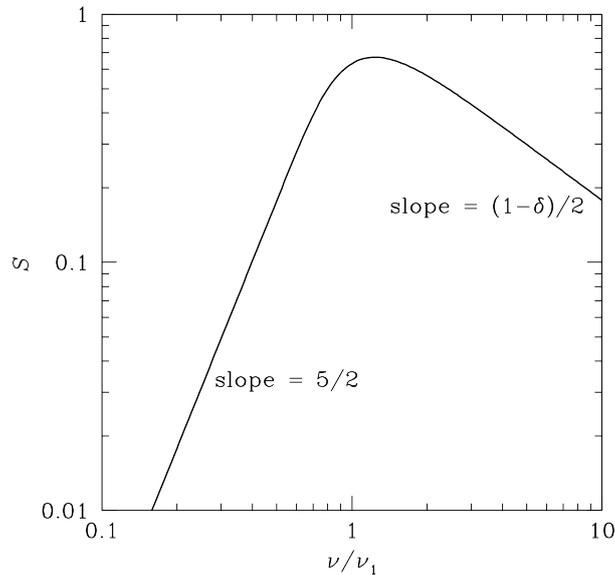


Figura 1.8: Spettro nel caso di sorgente assorbita, si nota la diversa pendenza dello spettro in regime di bassa frequenza

## 1.5 Polarizzazione per sincrotrone

Una importante caratteristica della radiazione di sincrotrone è quella di essere polarizzata linearmente. Come descritto nelle sezioni precedenti, gli elettroni ultra-relativistici emettono una radiazione estremamente collimata, con un osservatore che riceverà la radiazione solo quando la linea di vista si trova all'interno di un cono di ampiezza  $1/\gamma$  rispetto al piano dell'orbita e per un periodo di tempo molto breve. Nel caso in cui la linea di vista sia esattamente lungo il piano dell'orbita si osserva polarizzazione lineare con vettore di polarizzazione che giace nel piano dell'orbita ed è perpendicolare al campo magnetico. Nel caso la linea di vista sia al di fuori di tale piano (ma sempre compresa nel cono) allora si osserva polarizzazione ellittica con asse maggiore che giace nel piano dell'orbita ed è perpendicolare al campo magnetico. In questo ultimo caso si ha la presenza sia di una componente di polarizzazione circolare che di una lineare. Generalmente si è in presenza di un insieme di elettroni con velocità diverse, se la distribuzione di tali elettroni non varia troppo con l'angolo di pitch, quindi una distribuzione isotropa delle velocità, i coni contribuiscono equamente da entrambi i lati della linea di vista, le ellissi di polarizzazione saranno in egual parte destrorse e sinistrorse. I contributi di polarizzazione circolari andranno in media a cancellarsi risultando quindi solo in una polarizzazione lineare. Si può ora definire il **grado di polarizzazione lineare**

$$\Pi = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}}, \quad (1.5.1)$$

dove  $I_{pol}$  e  $I_{tot}$  sono l'intensità del segnale polarizzato e quello totale mentre  $P_{\perp}$  e  $P_{\parallel}$  sono la potenza per unità di frequenza rispettivamente perpendicolare e parallela al campo magnetico. L'espressione finale di  $\Pi$  è

$$\Pi = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7}, \quad (1.5.2)$$

e dato  $2 \leq \delta \leq 4$  si ottiene  $\Pi \sim 0.7 - 0.8$ . In precedenza si è ipotizzato un campo magnetico uniforme, condizione non sempre verificata. Nel caso che il campo magnetico non sia uniforme si ha un'ulteriore diminuzione del grado di polarizzazione lineare che può arrivare anche a  $\Pi \sim 0.2$ . Lo studio della polarizzazione è di grande utilità poiché consente di studiare nel dettaglio i campi magnetici all'interno della radiosorgenti rendendo possibile una mappatura di tali campi. Nel caso in cui la radiosorgente presenti fenomeni di autoassorbimento il grado di polarizzazione lineare diventa

$$\Pi = \frac{3}{16\delta + 13}. \quad (1.5.3)$$

# Capitolo 2

## Radiogalassie

### 2.1 Proprietà generali

Le radiogalassie sono una classe di galassie attive, spesso situate al centro di ammassi di galassie, la cui emissione radio è molto intensa e proviene principalmente da getti di plasma relativistico che emettono radiazione per sincrotrone, questi getti producono delle strutture dette lobi che interagiscono con l'Intracluster Medium. L'origine di questa intensa attività è associata a un AGN (Active Galactic Nucleus) al centro della galassia, un buco nero supermassiccio che accresce materia generando getti di elettroni ultra-relativistici. Le radiogalassie possono essere divise in due tipi.

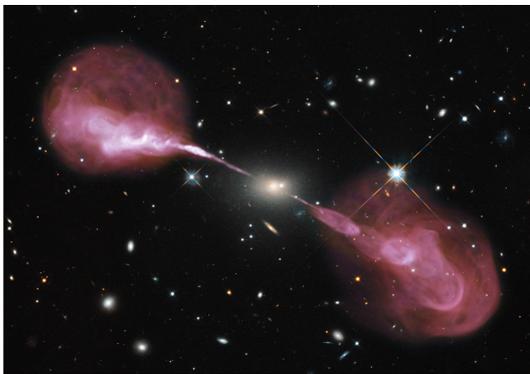
- **Radiogalassie di tipo FR I** : I getti radio si diffondono e si indeboliscono man mano che ci si allontana dal centro e tendono a disperdersi nella parte più esterna. I lobi sono spesso meno brillanti e più diffusi.
- **Radiogalassie di tipo FR II** : I getti restano collimati e potenti fino a raggiungere grandi distanze dal nucleo, dove formano punti di emissione molto luminosi chiamati hot spots nei lobi radio. I lobi sono spesso ben definiti e molto luminosi ai bordi.

Ogni radiogalassia presenta le seguenti caratteristiche morfologiche

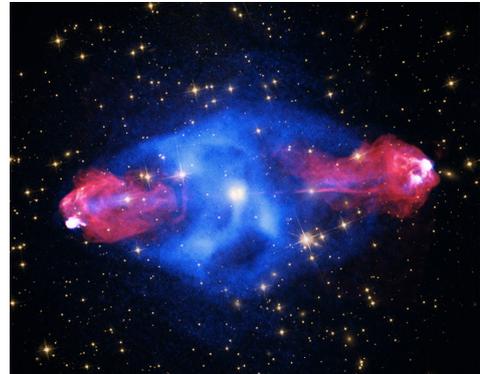
- **Nucleo centrale (core)** : Il centro della galassia presenta un buco nero supermassiccio con massa dell'ordine di  $10^6$  -  $10^9$  masse solari. L'accrescimento di materia attorno al buco nero produce energia che viene in parte convertita in getti collimati di particelle cariche ultra-relativistiche.
- **Jets relativistici** : Sono flussi di particelle cariche (elettroni) che si estendono oltre i confini della galassia.

- **Lobi** : Regioni formate dal plasma relativistico espulso dai jets che si estendono per distanze di Megaparsec dalla galassia che li produce.
- **Hot spot** : Zone molto luminose all'interno dei lobi in cui il plasma relativistico interagisce con l'ICM.

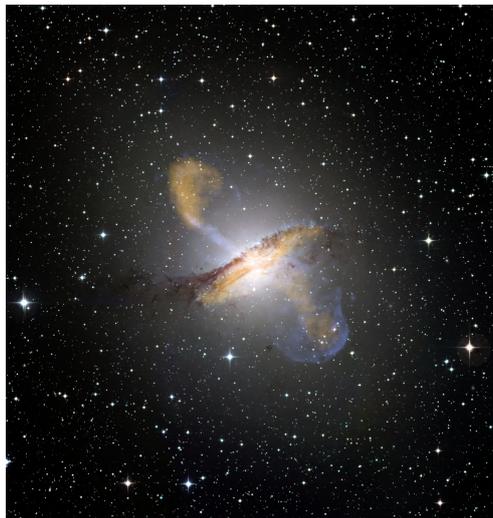
I getti e i lobi delle radiogalassie possono interagire con l'Intracluster Medium, innescando fenomeni di feedback che regolano la formazione stellare nella galassia e la crescita del buco nero al suo centro. Lo studio delle radiogalassie è quindi cruciale per la comprensione di molti fenomeni astrofisici e fornisce informazioni estremamente rilevanti per lo studio dell'evoluzione delle galassie. Esempi di radiogalassie sono visibili in Fig.2.1



(a) Hercules A (VLA e HST)



(b) Cygnus A (Chandra/HST/VLA)



(c) NGC 5128

Figura 2.1: Alcuni esempi di radiogalassie

In Fig.2.1a è visibile Hercules A, una radiogalassia distante 600 Mpc, caratterizzata da jets relativistici molto lunghi che producono lobi che occupano regioni di spazio molto estese; l'immagine è stata ottenuta combinando le osservazioni nel visibile dell'Hubble Space Telescope e quelle in banda radio del Very Large Array (in rosso). In Fig.2.1b è visibile Cygnus A, una delle radiogalassie più potenti e tra le prime ad essere state osservate, situata a circa 200 Mpc dalla Terra. E' presente un core centrale molto luminoso e si nota la presenza degli hot spots; l'immagine è la combinazione di osservazioni in banda radio dal VLA (in rosso), nel visibile dall'Hubble e in banda-X dal Chandra X-ray Observatory (in Blu). In Fig.2.1c NGC 5128, anche detta Centaurus A, una delle radiogalassie più vicine alla terra con una distanza di circa 3.7 Mpc. Da quest'immagine, ottenuta tramite la composizione delle osservazioni nel visibile (dal Wide Field Imager del telescopio MPG/ESO) e banda X (Chandra), è possibile osservare i jets relativistici provenienti dal centro della galassia. Ogni radiosorgente è caratterizzata da un indice spettrale che descrive la sua emissione di sincrotrone. L'indice spettrale varia a seconda che si consideri l'intera sorgente o solo la regione del core. Per l'emissione globale, tipicamente si osservano valori di  $\alpha \sim 0.8$ , mentre nel core, dove è presente autoassorbimento da sincrotrone, l'indice spettrale risulta più piatto, con valori intorno a  $\alpha \sim 0.2$ . Questo comportamento indica una popolazione elettronica più giovane nella regione del core.

## 2.2 Analisi di una radiosorgente

Nella presente parte dell'elaborato vengono analizzati i dati in banda radio ottenuti osservando una radiogalassia situata nell'ammasso RBS 797. La radiogalassia presenta una intensa attività radio che risulta nella formazione di jets di plasma relativistico e terminano in dei lobi. All'interno dei lobi è possibile inoltre osservare che il plasma relativistico interagisce con l'ICM formando degli hot spot. Si è studiata l'emissione di sincrotrone proveniente dalla radiogalassia al fine di effettuare una stima dell'indice spettrale (Eq.(1.3.20)) della popolazione di elettroni che genera tale radiazione. Questa analisi è stata effettuata misurando il flusso proveniente da tutta la sorgente per poi analizzare nel dettaglio la zona del core e dei lobi, successivamente si è confrontato l'indice spettrale di queste zone per confrontare il tipo di popolazione di elettroni presente. I dati sono stati ottenuti dalle osservazioni del JVLA (Jansky Very Large Array) e sono stati analizzati utilizzando il software CASA di NRAO (vrs. 6.5.4.9).

### 2.2.1 Misura del flusso della radiosorgente

La radiogalassia è stata osservata a due frequenze diverse, 5.5 GHz e 9.0 GHz, per ognuna di queste frequenze è stato misurato il flusso elettromagnetico della sorgente e successivamente delle zone del core e dei lobi. Per prima cosa si è effettuata un'analisi per stimare il rumore di fondo presente nei dati che va a caratterizzare l'errore statistico da

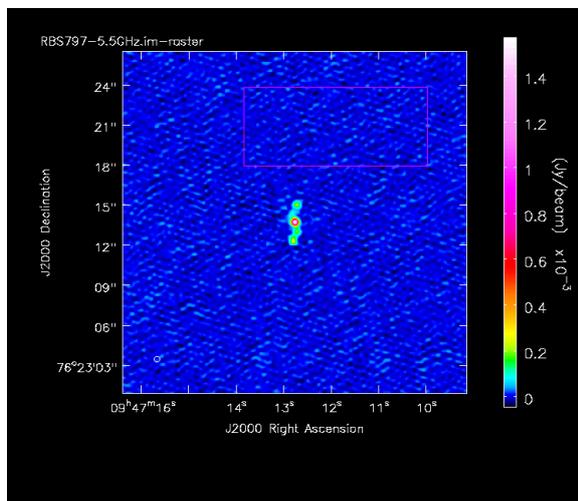
associare alle misure del flusso. Per la stima di tale errore sono state fatte tre misure di cui si è successivamente calcolata la media. Si riportano di seguito nelle Tab.2.1 e Tab.2.2 le misure e la media rispettivamente per 5.5 GHz e 9.0 GHz. Le misure sono normalizzate rispetto all'area del beam che in questo caso è di 72.5 (numero di pixel). Npts rappresenta il numero di pixel utilizzati per la stima del rumore.

	$\sigma_{rms}(\mu Jy/beam)$	Npts
$\sigma_{rms}^1$	12.20	31860
$\sigma_{rms}^2$	11.99	26260
$\sigma_{rms}^3$	12.65	30102
$\sigma_{rms}$	12.28	29407

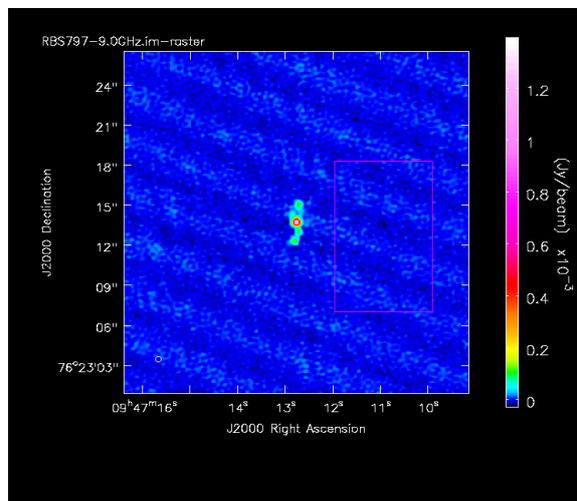
	$\sigma_{rms}(\mu Jy/beam)$	Npts
$\sigma_{rms}^1$	5.84	31860
$\sigma_{rms}^2$	5.75	26260
$\sigma_{rms}^3$	5.65	30102
$\sigma_{rms}$	5.75	29407

Tabella 2.1: Stima del rumore per 5.5 GHz Tabella 2.2: Stima del rumore per 9.0 GHz

Nelle Fig.2.2a e Fig.2.2b sono riportate delle aree che potrebbero essere utilizzate per una stima del rumore di fondo. Sono state utilizzate tre aree di simile grandezza per stimare il rumore e particolare attenzione è stata posta sulle osservazioni effettuate a 9.0 GHz in cui il rumore segue un particolare pattern spaziale e per la quale è importante andare a scegliere delle aree adeguate per non sottostimare o sovrastimare tale rumore. Nelle



(a) Radiosorgente osservata a 5.5 GHz, si nota in questo caso una distribuzione alquanto uniforme del rumore

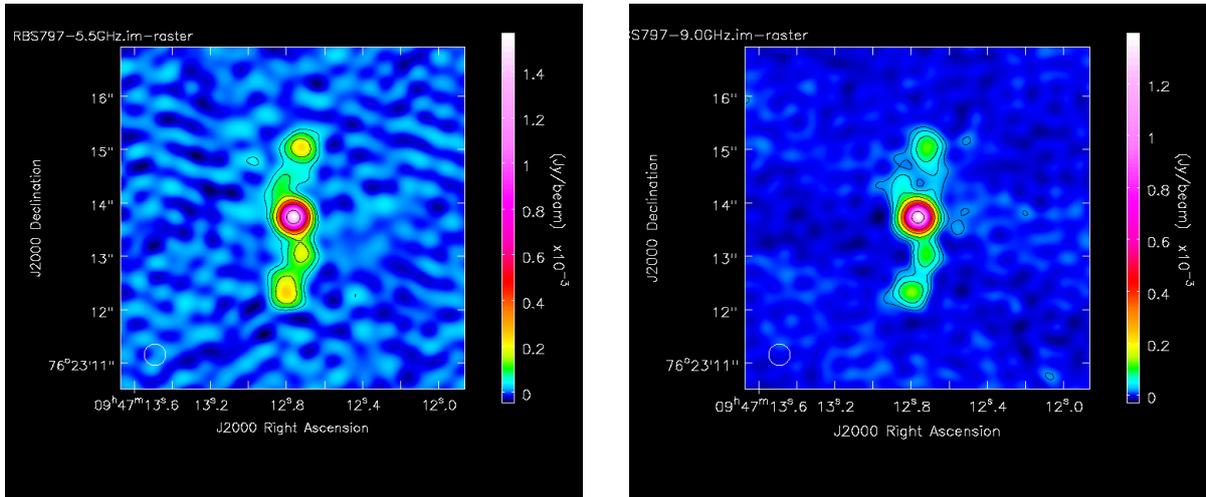


(b) Radiosorgente osservata a 9.0 GHz, in questo caso si nota un particolare pattern nella distribuzione del rumore

Figura 2.2: Possibili aree utilizzabili per stimare il rumore

Fig.2.3a e Fig.2.3b è possibile osservare la radiosorgente e la sua emissione di radiazione a 5.5 GHz e 9.Ghz rispettivamente. Per la definizione dei contorni si è partiti da  $3\sigma_{rms}$  e

successivamente si è aumentato di un fattore 2 per ogni step. Per calcolare gli steps per la definizione dei contorni si è calcolato il flusso massimo della sorgente a 5.5 GHz e 9.0 GHz e si è diviso tale valore per il valore di  $\sigma_{rms}$ .



(a) Radiosorgente osservata a 5.5 GHz, i contorni partono da  $3\sigma_{rms}$  e vengono moltiplicati di un fattore 2

(b) Radiosorgente osservata a 9.0 GHz, i contorni partono da  $3\sigma_{rms}$  e vengono moltiplicati di un fattore 2

Figura 2.3: Radiosorgente e zone di emissione della radiazione

Dalle precedenti immagini è possibile inoltre vedere la struttura della radiosorgente, è presente il core centrale in cui si osserva una forte emissione di radiazione, i jets di plasma relativistico e i lobi al cui interno sono presenti gli hot spot.

Passando ora alla misura del flusso della radiosorgente, per entrambe le frequenze si è misurato il flusso andando ad analizzare l'intera struttura della sorgente, per poi misurare il flusso proveniente dal core, successivamente si è ricavato il flusso proveniente dai lobi sottraendo il flusso della sorgente e il flusso core. un'analisi della struttura completa della radiosorgente, utilizzando un area di 1283 pts ha portato a una misura del di flusso di  $(2.64 \pm 0.14)mJy$  per 5.5 GHz e  $(1.93 \pm 0.10)mJy$  per 9.0 GHz. un'analisi del core, utilizzando un area di 101 pts ha portato ad una misura della flusso di  $(1.19 \pm 0.06)mJy$  e  $(1.06 \pm 0.05)mJy$  per 5.5 GHz e 9.0 GHz rispettivamente. Per la misura della flusso per la zona dei lobi è si è ottenuto un valore di  $(1.44 \pm 0.20)mJy$  per 5.5 GHz e  $(0.87 \pm 0.15)mJy$  per 9.0 GHz. I dati sono riassunti nella Tab.2.3

	$S_\nu(5.5GHz)(mJy)$	$S_\nu(9.0GHz)(mJy)$
Radiosorgente	$2.64 \pm 0.14$	$1.93 \pm 0.10$
Core	$1.19 \pm 0.06$	$1.06 \pm 0.05$
Lobi	$1.44 \pm 0.20$	$0.87 \pm 0.15$

Tabella 2.3: Misura del flusso

Per il calcolo degli errori da associare alle misure del flusso di tutta la sorgente e del core è stata utilizzata la seguente espressione

$$\delta S_\nu = \sqrt{(\bar{\sigma}_{rms}^2 \cdot N_{beam}) + (\Delta F \cdot S_\nu)^2}, \quad (2.2.1)$$

dove  $N_{beam}$  è l'area usata per la misura del flusso diviso l'area del beam, mentre si è assunto  $\Delta F = 0.05$  (flux density scale uncertainty), valore tipico per il telescopio JVLA. Per il calcolo dell'errore sul flusso dei lobi si è semplicemente propagato l'errore sulle misure precedenti.

## 2.2.2 Analisi dell'indice spettrale

Una stima dell'indice spettrale può essere effettuata considerando la legge di potenza caratteristica per l'emissione di sincrotrone da una popolazione di elettroni, (Eq.(1.3.20)) da cui si ricava che, per ognuna delle tre zone analizzate,

$$\frac{S_1}{S_2} \propto \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{-\alpha}, \quad (2.2.2)$$

dove in questo caso  $S_1$  e  $S_2$  sono i flussi misurati a  $\nu_1 = 5.5$  GHz e  $\nu_2 = 9.0$  GHz. Da questa ultima relazione, per stimare  $\alpha$  si è usata l'espressione

$$\alpha = \frac{\ln \frac{S_1}{S_2}}{\ln \frac{\nu_1}{\nu_2}}. \quad (2.2.3)$$

Le stime ottenute per l'indice spettrale della struttura, del core e dei lobi sono rispettivamente di  $\alpha_{str} = 0.58 \pm 0.15$ ,  $\alpha_{core} = 0.22 \pm 0.15$  e  $\alpha_{lobes} = 0.92 \pm 0.45$ . Si può notare come l'indice spettrale del core sia minore rispetto a quello dei lobi e a quello della struttura. Per il calcolo dell'errore sulle stime dell'indice spettrale si è utilizzata l'espressione

$$\delta\alpha = \left| \frac{1}{\ln \frac{\nu_1}{\nu_2}} \right| \sqrt{\left(\frac{\delta S_1}{S_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_2}{S_2}\right)^2}, \quad (2.2.4)$$

Ottenuta utilizzando la propagazione degli errori. I risultati sono riassunti in Tab.2.4

Zona di interesse	Indice spettrale $\alpha$
Struttura	$0.58 \pm 0.15$
Core	$0.23 \pm 0.15$
Lobi	$0.92 \pm 0.45$

Tabella 2.4: Indice spettrale per ogni regione analizzata

Si può osservare come l'indice spettrale del core risulti in una legge di potenza più "piatta" rispetto a quello dell'intera struttura o a quello misurato nei lobi. Una popolazione di elettroni una volta accelerata a velocità ultra-relativistiche continua la sua evoluzione emettendo radiazione e di conseguenza perdendo energia (si veda Capitolo 1, Sezione 1.2). Questa modifica nella distribuzione energetica degli elettroni si riflette sull'indice spettrale che caratterizza la popolazione (si veda Capitolo 1, Sezione 1.3). In seguito a queste considerazioni si osserva come nel core della radiosorgente sia presente una popolazione di elettroni più energetica e di conseguenza meno evoluta e più giovane. Il core è di fatto composto da un buco nero supermassiccio che accresce materia, per cui può continuamente immettere nuovi elettroni che vengono accelerati dal campo magnetico presente. Nel core è inoltre presente il fenomeno di autoassorbimento di sincrotrone che porta a mascherare la radiazione emessa dagli elettroni più vecchi e meno energetici (si veda Capitolo 1, Sezione 1.4). Gli elettroni nei jets relativistici invece, non avendo nessuno tipo di meccanismo che li ri-acceleri continuano la loro evoluzione perdendo energia, l'effetto sull'indice spettrale è quello di diventare più alto risultando in una legge di potenza più ripida. Nella zona degli hot spot l'indice spettrale è più alto rispetto a quello del core ma più basso rispetto a quello stimato per tutta la radiosorgente, indice di processi che ri-accelerano gli elettroni e che riguardano anche l'interazione fra di essi e l'ICM. E' possibile osservare un confronto grafico tra le diverse leggi di potenza in Fig.2.4

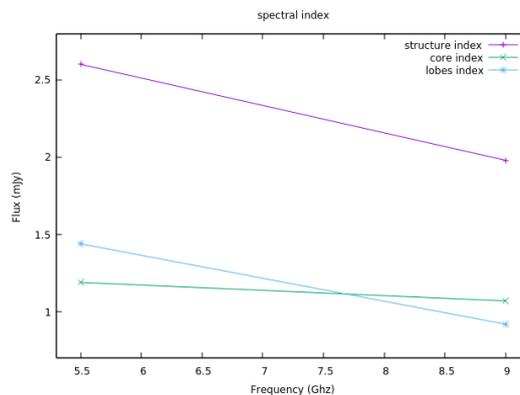


Figura 2.4: Confronto fra indici spettrali nelle diverse zone analizzate



# Bibliografia

- [1] G. B. Rybicki, A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VHC (1979)
- [2] Malcom S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press. Terza Edizione (2011)
- [3] G. Ghisellini. *Radiative Process in High Energy Astrophysics*. Springer (2013)
- [4] Fanti C., Fanti R. *Una finestra sull'universo "invisibile". Lezioni di radioastronomia di Carla e Roberto Fanti*. (2012)
- [5] Ubertosi, F., Giroletti, M., Gitti, M., Biava, N., De Rubeis, E., Bonafede, A., Feretti, L., Bondi, M., Bruno, L., Liuzzo, E., Ignesti, A., & Brunetti, G., 2024. A JVLA, LOFAR, e-Merlin, VLBA, and EVN study of RBS 797: Can binary supermassive black holes explain the outburst history of the central radio galaxy? *Astronomy & Astrophysics*. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202349011>.

# Elenco delle immagini

- [1] Fig.2.1a : [A Multi-Wavelength View of Radio Galaxy Hercules A](#), su [nasa.gov](#), NASA, 29 novembre 2012
- [2] Fig.2.1b : [X-ray, Optical and Radio Images of Cygnus A](#)
- [3] Fig : 2.1c: [Black hole outflows from Centaurus A detected with APEX](#)



# Ringraziamenti

Desidero ringraziare la Prof.ssa Myriam Gitti per avermi dato l'opportunità di intraprendere questo percorso di tesi che mi ha permesso di studiare e approfondire temi che mi hanno da sempre affascinato e che mi risulteranno di estrema utilità per gli studi futuri.

Un sincero ringraziamento va al Dr. Francesco Ubertosi per la sua estrema disponibilità e il prezioso supporto offerto durante la stesura della tesi.

Un ringraziamento speciale va alla mia famiglia: ai mie zii e ai miei cugini, a mia madre, per aver sempre creduto in me e per avermi spronato a superare ogni limite, e a mio padre, per avermi trasmesso fin da piccolo la curiosità e la voglia di conoscere. Alla mia nonna Bianca, per essere stata una fonte di saggezza in ogni occasione, e alla mia nonna Maria, so che avrebbe voluto essere qui per festeggiare questo traguardo, purtroppo non è così ma so che grazie ai valori che mi ha trasmesso una parte di lei sarà sempre con me.

Ringrazio chi mi ha accompagnato durante questa triennale, Filippo e Leonardo. Grazie per ogni sclero in aula studio, per ogni messaggio e audio socialmente discutibile e per la finale di Champions con gita a Mazzalasio. Avete reso questi anni universitari decisamente più divertenti e meno pesanti.

Un ringraziamento speciale va a Teresa, la prima persona che ho conosciuto qui a Bologna, in quel di San Donato. Grazie per aver reso ogni giornata più spensierata, dal pane bruciato nel microonde al latte aperto dimenticato in frigo orizzontalmente. Con te, la noia non è mai stata un'opzione.

Vorrei ringraziare Miriam e Federica per avermi accolto come il settimo coinquilino nella loro casa e per avermi dato asilo politico durante i sabato sera invernali troppo freddi per uscire. Un grazie speciale va ad Elena, che mi ha fatto capire quanto sia importante, a volte, fermarsi e prendersi cura di se stessi.

Un pensiero va anche a Roberto: grazie per i lunedì sera passati a discutere dei massimi sistemi con Empoli-Cagliari in sottofondo. Per chi, nonostante 91 punti, perde un campionato; per chi è sempre dalla parte sbagliata della storia, ma trova comunque la forza di provarci sempre.

Un grazie di cuore a Eva, per le nostre chiacchierate al pozzo e per gli aggiornamenti settimanali. In ogni momento in cui ho avuto bisogno di un confronto o di un semplice sfogo, tu ci sei sempre stata.

Ringrazio Francesco, con cui abbiamo affrontato di tutto, spesso da soli. Abbiamo sempre creduto nei nostri valori e nella nostra amicizia. Grazie per tutti i ricordi che abbiamo creato, dalle giornate al faro in agosto ai semplici e freddi sabato sera di novembre.

Un grazie speciale a Matilde, che mi ha insegnato ad apprezzare le piccole cose e mi ha fatto capire quanto fosse liberatorio essere semplicemente se stessi. Grazie perché in un momento di grande difficoltà mi hai insegnato a non avere paura.

Infine, vorrei ringraziare tutti gli amici che negli ultimi tre anni mi hanno supportato e reso questo percorso speciale, attraversando insieme Napoli, Capri, Bologna e infine Firenze. Grazie a Roberta, Claudia, Alessia, Federico, Federica, Gianmarco, il Forum dei Giovani di Anacapri e tutto il gruppo dei Besughi.

~ *Per Aspera, Ad Astra* ~